

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА



XXIII МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
СТУДЕНТОВ, АСПИРАНТОВ
И МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ
ПО ФУНДАМЕНТАЛЬНЫМ НАУКАМ

МЕЖДУНАРОДНЫЙ МОЛОДЕЖНЫЙ НАУЧНЫЙ ФОРУМ

“ЛОМОНОСОВ-2016”

СЕКЦИЯ
“ФИЗИКА”

Сборник тезисов докладов
Том 2

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ
2016

XXIII Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов—2016». Секция «Физика». Сборник тезисов. Т. 2. — М. Физический факультет МГУ, 2016. 312 с.

ISBN 978-5-8279-0127-3

Оргкомитет секции:

Сысоев Н.Н. — декан физического факультета (председатель);
Федянин А.А. — заместитель декана (зам. председателя);
Федосеев А.И. — заместитель декана (зам. председателя);
Гапочка М.Г. — заместитель декана (зам. председателя);
Корнеева Ю.В. — председатель СМУ физического факультета
Лебедев А.С. — председатель профкома студентов физического факультета
Паршинцев А.А. — ответственный секретарь.

Экспертный совет секции:

Сысоев Н.Н. — профессор, декан физического факультета (председатель).	
Андреев В.Г. — доцент;	Пирогов Ю.А. — профессор;
Бушуев В.А. — профессор;	Плохотников К.Э. — ст. науч. сотрудник;
Гордиенко В.М. — профессор;	Потанин С.А. — доцент;
Доленко Т.А. — ст. науч. сотрудник;	Савельев-Трофимов А.Б. — профессор;
Жуковский В.Ч. — профессор;	Степанов М.Е. — доцент
Засов А.В. — профессор;	Твердислов В.А. — профессор;
Зубов В.Е. — профессор;	Тимошенко В.Ю. — профессор;
Казанский А.Г. — профессор;	Уваров А.В. — профессор;
Короленко П.В. — профессор;	Форш П.А. — доцент;
Кульбачинский В.А. — профессор;	Хомутов Г.Б. — профессор;
Максимочкин В.И. — профессор;	Хохлова В.А. — профессор;
Митрофанов В.П. — профессор;	Чуличков А.И. — профессор;
Наний О.Е. — профессор;	Шалыгина Е.Е. — профессор;
Орешко А.П. — доцент;	Широков Е.В. — доцент;
Ормонт М.А. — доцент;	Ягола А.Г. — профессор.

Подписано в печать 25.03.2016.
Объем 22,5 п.л. Тираж 120 экз.
Заказ №

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
119991 ГСП-1. г. Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.
Отпечатано в отделе оперативной печати физического факультета.

ISBN 978-5-8279-0127-3

© Физический факультет МГУ, 2016

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Председатель подсекции:
проф. Гордиенко Вячеслав Михайлович,
проф. Савельев-Трофимов Андрей Борисович



ПРИМЕНЕНИЕ ФЕМТОСЕКУНДНОГО УФ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК НЕФТЕПРОДУКТОВ НА ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Сунчугашева Е.С., Мокроусова Д.В.

¹Физический институт им.П.Н. Лебедева РАН, г. Москва

²МФТИ, г.Долгопрудный, Московская обл.

E-mail: ses@lebedev.ru

Проведено экспериментальное исследование флуоресценции тонких пленок нефтепродуктов на водной поверхности при воздействии на них фемтосекундных УФ лазерных импульсов. Такой метод детектирования и локализации загрязняющих веществ может быть применен в целях экологического мониторинга окружающей среды. Детектирование разлива нефти в природных водоемах методом лазерной флуоресценции хорошо известно проводится довольно давно [1, 4]. В современных системах для этого используются лазерные импульсы с наносекундной длительностью в ближнем УФ - видимом диапазоне: 308 (12 нс) – 533 нм (6 нс) [4]. В данной работе рассматриваются модельные эксперименты по детектированию флуоресценции образца с помощью фемтосекундных УФ лазерных импульсов, которые распространяются в режиме филаментации [2, 3]

В эксперименте излучение титан-сапфировой лазерной системы с длительностью 100 фс в УФ оптическом диапазоне с центральными длинами волн 248 нм и 372 нм фокусировался в емкость с водой линзой ($f = 20$ см). На поверхность воды наносились тонкие пленки различных нефтепродуктов: масел ВМ-5 и 5W-40, растворителя WhiteSpirit. Интенсивность излучения варьировалась в широком диапазоне, включающем область филаментации излучения.

Полученные спектральные характеристики флуоресценции образцов для обеих длин волн представлены на Рис.1: спектральные распределения начинались около 300 нм и заканчивались после 500 нм. Так, излучение на длине волны 248 нм не перекрывается со спектром флуоресценции образца (Рис.1 а), в отличие от излучения на длине волны 370 нм (Рис.1 б), следовательно, использование более коротковолнового излучения предпочтительнее для детектирования нефтепродуктов. Более того, пленки масла ВМ-5 и растворителя WhiteSpirit были прозрачны для излучения с длиной волны 372 нм.

Также рассмотрена возможность увеличения уровня полезного сигнала флуоресценции при воздействии фемтосекундного излучения на образец в режиме множественной филаментации. При этом каждый филамент будет давать аддитивный вклад в уровень сигнала флуоресценции.

Продемонстрировано, что пространственное разрешение локализации флуоресценции пленок не хуже 30 см.

Таким образом, в работе экспериментально продемонстрирована возможность детектирования и локализации тонких пленок нефтепродуктов на поверхности воды с помощью фемтосекундных УФ лазерных импульсов, распространяющихся в режиме филаментации. Излучение на длине волны 248 нм является более предпочтительным для возбуждения флуоресценции рассмотренных образцов. Показано, что пространственное разрешение такого метода составляет не хуже 30 см.

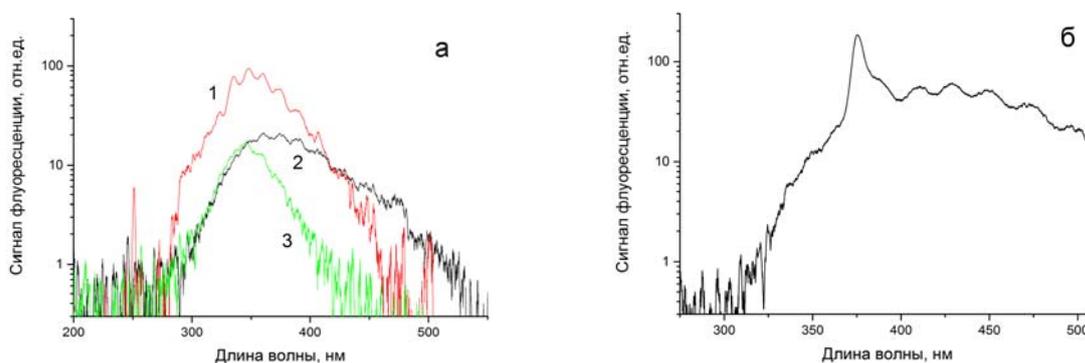


Рис. 1. Характерные спектры флуоресценции а) масел VM-5 (1) и 5W-40 (2) и растворителя WhiteSpirit (3) при возбуждении излучением 248 нм и б) масла 5W-40 для излучения 372 нм

Авторы работы выражают благодарность А.А. Ионину, Л.В. Селезеву и Д.В. Сеницыну за научное руководство. Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ 14-02-00489 и 14-22-02021, стипендиальной программой УНК ФИАН, гранта Президента РФ МК-5795.2015.2.

Литература

1. Фадеев В.В., Чубаров В.В. Количественное определение нефтепродуктов в воде методами лазерной флуориметрии // Доклады Академии наук. 1981, № 261, с. 342–346.
2. Дергачев А.А., Ионин А.А., Кандидов В.П., Селезев Л.В., Сеницын Д.В., Сунчугашева Е.С., Шленов С.А. Филаментация фемтосекундных ИК и УФ импульсов при фокусировке в воздухе // Квант. электрон. 2013, № 43, с. 29-36.
3. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения. Квант. электрон. 2009, № 39, с. 205–228.
4. Hengstermann T., Reuter R. Lidar fluorosensing of mineral oil spills on the sea surface // Appl. Opt. 1990, №29. p. 3218-3227.

ГЕНЕРАЦИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА В РЕЖИМЕ ФИЛАМЕНТАЦИИ МОЩНЫМИ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В СВЕРХКРИТИЧЕСКОМ КСЕНОНЕ И ДИОКСИДЕ УГЛЕРОДА

Рагульская А.В., Мареев Е.И.

*МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет и МЛЦ, Москва,
Россия*

E-mail: av.raguljskaya@physics.msu.ru

Взаимодействие мощного лазерного излучения с прозрачной средой приводит к появлению ряда нелинейных оптических процессов и явлений, например филаментации (самоканалирование лазерного импульса) и генерации суперконтинуума (широкополосное когерентное излучение). Эти явления представляют интерес для дистанционной спектроскопии атмосферы, микрообработки материалов, генерации ТГц и др.

Сверхкритические флюиды (представляющие неоднородное вещество, состоящее из свободных молекул и слабо связанных кластеров молекул) [1] являются новыми нелинейно-оптическими объектами для исследования, поскольку ввиду высоких нелинейных свойств и легко управляемых параметров среды (за счёт изменения давления и температуры), они дают уникальную возможность для управления и изучения влияния свойств среды на процесс филаментации фемтосекундного лазерного импульса и сопровождающего его генерацию суперконтинуума.

Для исследования процессов взаимодействия мощного фемтосекундного лазерного излучения (длина волны 1240 нм, длительность импульса 200 фс) с СКФ средами ис-

пользовались диоксид углерода ($T_{кр} = 31.1^{\circ}\text{C}$ и $p_{кр} = 72.8$ атм) и ксенон ($T_{кр} = 16.6^{\circ}\text{C}$ и $p_{кр} = 57.5$ атм). Ввиду того, что ксенон является атомарным газом, а углекислый газ - молекулярным, в исследованиях можно определить также роль молекулярных колебаний в нелинейном формировании спектра суперконтинуума.

Как в случае ксенона, так и в случае диоксида углерода, в сверхкритическом режиме получена генерация широкого суперконтинуума (от 300 нм до 2 мкм) при $P \gg P_{cr}$ ($P_{cr} = 3.72\lambda_0^2 / 8\pi n_0 n_2$, где λ_0 -длина волны, n_0 -показатель преломления, n_2 -нелинейный показатель преломления) при филаментации фемтосекундного импульса ближнего ИК диапазона (рис.1а, 1б). В ксеноне увеличение плотности и развитие нелинейно-оптических процессов при мощности фемтосекундного лазера $P \gg P_{cr}$ приводит к уширению спектра, в котором «синее» крыло растет быстрее «красного» (рис.1б), что вызвано увеличением концентрации свободных электронов, возникающих при филаментации лазерного импульса. При этом при приближении к критической точке в виду увеличения нелинейного показателя преломления увеличивается рост «красного» крыла. Наличие молекулярных (комбинационно-активных) колебаний в диоксиде углерода (1388 см^{-1}) ведет к эффективной (более 50% по спектру лазерного импульса) перекачке энергии в эти колебания и подавлению «синего крыла», а также резкому росту «красного» крыла (рис.1а). При переходе через критическую точку происходит значительный рост нелинейного показателя преломления и появляется «плато» в спектре суперконтинуума (от 1400 до 1900 нм). Ограничение в ширине плато связано с наличием поглощения на составных колебаниях молекулами углекислого газа в окрестности 1900 нм, делающей невозможным дальнейшее уширения спектра [2]. В видимой области присутствует крыло, «оторванное» от основной части суперконтинуума, энергия которого увеличивается с ростом нелинейного показателя преломления (рис.1в, 1г).

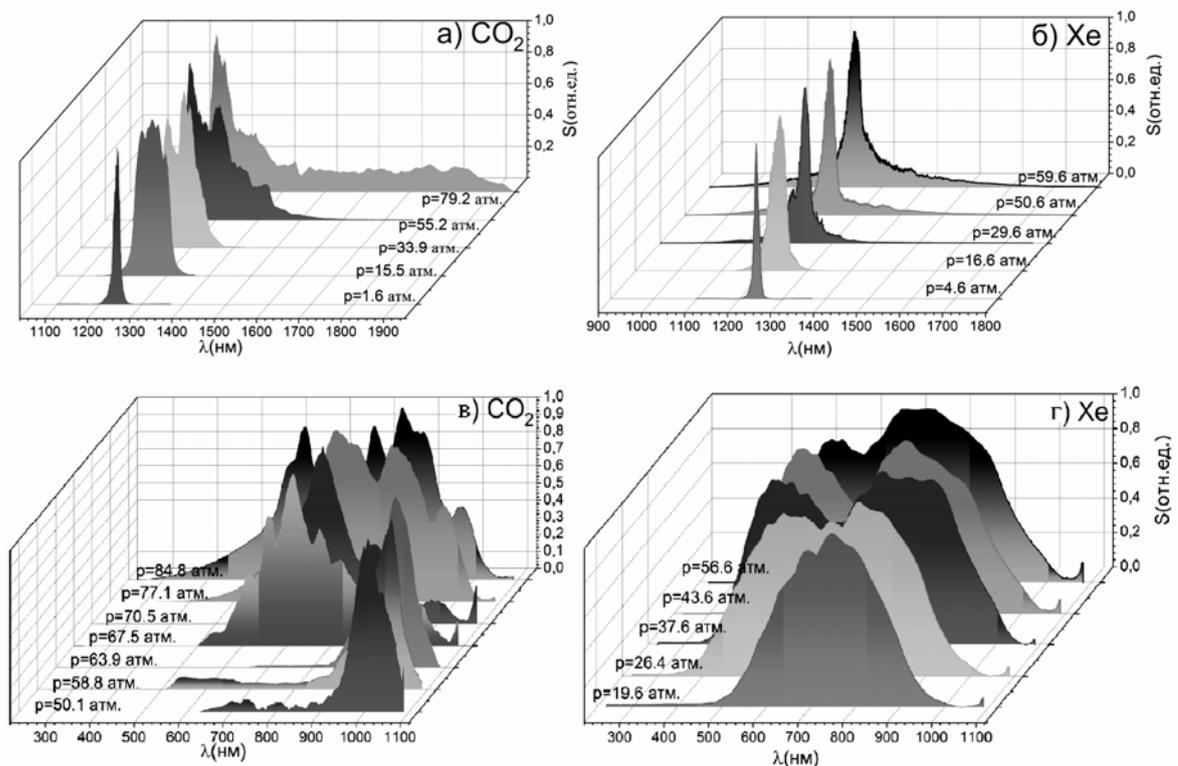


Рис.1. Эволюция спектра суперконтинуума при филаментации фемтосекундного импульса в диоксиде углерода (а, в) и ксеноне (б, г) в ближнем ИК диапазоне (а, б) и в видимом диапазоне длин волн (в, г). На рисунке приведены значения давлений. Последние спектры представлены для сверхкритического состояния среды. Все спектры нормированы на максимальное значение амплитуды.

Установлено, что сверхкритические флюиды являются уникальным источником мультиоктавного суперконтинуума, возникающего при филаментации мощного фемто-

секундного лазерного излучения. При мощностях лазерных импульсов, существенно превышающих критическую мощность самофокусировки, достигнута генерация суперконтинуума шириной в три с половиной октавы (от 350 до 2000 нм) в сверхкритическом ксеноне. В молекулярном сверхкритическом диоксиде углерода «красное» крыло суперконтинуума простирается в виде плато от 1400 до 1900 нм при практически полном ослаблении «синего» крыла в спектре.

Литература

1. Леменовский Д.А. и Баграташвили В.Н. Российский Химический Журнал 1999 Т. XLIII. С. 93
2. *Lea A.S., Higgins S.R., Knauss K.G. and Rosso K.M.* Rev. Sci. Instrum. 2011. Vol.82. P. 043709.

ЛАЗЕРНО-УЛЬТРАЗВУКОВОЙ КОНТРОЛЬ ИЗДЕЛИЙ ИЗ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Соколовская Ю.Г.

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

E-mail: julias-91@yandex.ru

В настоящее время полимерные углепластиковые композитные материалы широко применяются в авиации и в промышленности, так из них можно создавать легкие и прочные конструкции. Однако, дефекты, неоднородности и повреждения, возникающие при изготовлении композиционного материала и в процессе его эксплуатации, могут значительно уменьшать его прочность. Поэтому весьма актуальной задачей является разработка методов неразрушающей диагностики, которые позволяют контролировать изменения структуры материала, наличие в них дефектов.

Наиболее часто встречающиеся виды дефектов и неоднородностей в углепластиковых композитных материалах – сферические поры, протяженные расслоения и вариации объемной концентрации связующего в материале.

Метод контроля композитов, используемый в данной работе, основан на лазерном термооптическом возбуждении ультразвука – оптико-акустическом эффекте [1]. Дефекты и неоднородности оказывают значительное влияние на скорость распространения ультразвука и его затухание в материале, так как они эффективно рассеивают акустические волны [2].

Цель работы: изучение изделий из полимерных композитных материалов с помощью метода лазерной ультразвуковой дефектоскопии и разделение факторов влияния пористости и вариации концентрации связующего и волокон на скорость звука в углепластиковых композитах.

В работе рассмотрено влияние пористости и концентрации связующего на скорость распространения ультразвуковых волн в образцах и изделиях из углепластиковых композитов. Проведено измерение скорости ультразвука отдельно для волокон и связующего, а также для композитных образцов с различной укладкой волокон и композитной панели с помощью лазерно-ультразвукового метода. Показано, что в исследованных образцах однонаправленных композитов влияние на скорость ультразвука оказывает преимущественно пористость. Проведен расчет пористости в однонаправленных композитных образцах с помощью модели изолированных пор. Показано, что в рассмотренных мультиаксиальных композитных образцах скорость ультразвука варьируется из-за различной концентрации связующего в образцах. Рассчитана концентрация связующего в мультиаксиальных образцах с использованием модели двухфазной среды

(углерод и связующее). Показано, что в углепластиковой стрингерной панели, изготовленной из мультиаксиального композита, влияние на скорость звука оказывает и пористость, и вариация концентрации связующего. Проведено сравнение скорости ультразвука в панели с величиной, рассчитанной с использованием модели трехфазной среды (углерод, связующее и поры).

Литература

1. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.:Наука, 1991, 304 с.
2. Карабутов А.А., Подымова Н.Б., Беляев И.О. Исследование влияния пористости на затухание ультразвука в углепластиковых композитах методом лазерно-ультразвуковой спектроскопии.// Акустический журнал, 2013, том 59, №6, с. 714-721.

СОЗДАНИЕ И ДИАГНОСТИКА СВЕРХКРИТИЧЕСКОЙ МИКРОПЛАЗМЫ, ИНИЦИИРУЕМОЙ ПАРОЙ ВСТРЕЧНЫХ ОСТРОСФОКУСИРОВАННЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ОБЪЁМЕ ПЛАВЛЕННОГО КВАРЦА

Безсуднова Ю. И., Старостин В.М., Мареев Е.И.

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

E-mail: ji.bezsudnova@physics.msu.ru

Микро- и наноструктурирование на поверхности и в объеме прозрачных материалов востребовано в современных технологиях таких, как оптоэлектроника, биомеханика, микрофлюидика, тканевая инженерия, обработка материалов и т.д. В каждой из этих технологий важной задачей является минимизация энергозатрат [5]. В стандартных системах микрообработки приповерхностной области материала используются лазерные установки фемтосекундной длительности, работающие на килогерцовых частотах на длине волны в УФ диапазоне и с энергией, не превышающей 1-2 мкДж. Использование лазерных импульсов УФ диапазона в сочетании с использованием фокусирующей оптики с высокими числовыми апертурами позволяет минимизировать размер фокального пятна, и, как следствие, размер создаваемого дефекта [4]. В последнее время получило распространение методика двухцветного воздействия на вещество, сочетающее в себе преимущества, связанные с работой в коротковолновом (малый размер микромодификация, малая степень фотонности) и в длинноволновом диапазоне (эффективная лавинная ионизация) длин волн [2, 5].

В данной работе, результаты которой опубликованы в [1], были проведены экспериментальные исследования формирования сверхкритической ($n_e > n_{cr} = 1.5 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$) микроплазмы при одноимпульсном и двухимпульсном двухцветном воздействии низкоэнергетичных (менее 1 мкДж) остросфокусированных ($NA=0.5$, $f=8 \text{ мм}$) фемтосекундных лазерных импульсов на объем широкозонного диэлектрика, на примере плавленного кварца. Экспериментально установлено, что главным критерием создания лазерно-индуцированной объемной микромодификации может служить объемная плотность поглощенной энергии. В наших экспериментальных условиях её значение для образования микромодификации в объеме плавленного кварца составило $4,5 \text{ кДж/см}^3$. При этом область модификации определяется размером перетяжки более коротковолнового импульса и имеет цилиндрическую форму с поперечным размером менее 500 нм. В результате tandemного видимого («слабого») - ИК воздействия на объем плавленного кварца удалось обеспечить объемную плотность поглощенной энергии ИК импульса $\sim 6 \text{ кДж/см}^2$ (рис 1), а соответствующая концентрация электронов плазмы составила $3.3 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$, что в 2.5 раз превышает её критическое значение для ИК импульса ($1.5 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$). Также, в эксперименте было зарегистрировано немонотонное поведение сигнала третьей гармоники, генерируемой на создаваемой tandemной микроплазме

в объёме плавленного кварца импульсом ИК излучения [3], в зависимости от задержки между ИК импульсом и «слабым» импульсом видимого излучения (рис 2), что связано с наличием двух процессов, один из них – генерация «затравочных» свободных электронов при воздействии импульса видимого излучения, а второй – лавинная «раскачка» этих «затравочных» электронов в поле ИК импульса, следующего с задержкой относительно импульса видимого излучения.

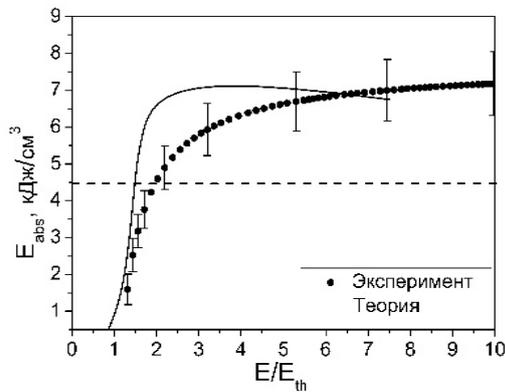


Рис 1. Измеренная (точки) и рассчитанная (сплошная линия) объёмная плотность поглощенной энергии в зависимости от энергии второй гармоники, нормированной на пороговое значение (около 1 мДж) в плавленном кварце. Пунктиром обозначена объёмная плотность поглощенной энергии, при которой наблюдается визуально регистрируемая микромодификация.

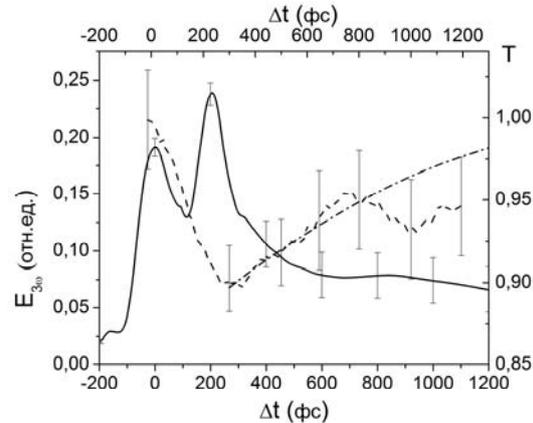


Рис 2. Сигнал третьей гармоники от временной задержки между двумя импульсами (сплошная линия); нелинейное пропускание ИК импульса (эксперимент-штрихованная линия, теория — штрих пунктирная линия).

Литература

1. F.V. Potemkin, B.G. Bravy, Yu.I. Bezsudnova, E.I. Mareev, V.M.Starostin, V.T.Platonenko, V.M. Gordienko, Overcritical plasma ignition and diagnostics from oncoming interaction of two color low energy tightly focused femtosecond laser pulses inside fused silica // to be published
2. S. Guizard, S. Klimentov, A. Mouskeftaras, N. Fedorov, G. Geoffroy, and G. Vilmart, Ultrafast Breakdown of dielectrics: Energy absorption mechanisms investigated by double pulse experiments // Appl. Surf. Sci., vol. 336, pp. 206–211, 2015.
3. V. M. Gordienko, N. G. Khodakovskij, P. M. Mikheev, F. V. Potemkin and K. Ju. Zubov, THG in dielectrics using low-energy tightly-focused IR femtosecond laser: third-order nonlinearity measurements and the evolution of laser-induced plasma // Journal of Russian Laser Research, 2009, vol. 30, 599
4. X. Yu, Q. Bian, Z. Chang, P. B. Corkum, and S. Lei, Femtosecond laser nanomachining initiated by ultraviolet multiphoton ionization // Opt. Express, vol. 21, no. 20, pp. 24185–90, 2013.
5. X. Yu, Z. Chang, P. B. Corkum, and S. Lei, Damage formation on fused silica illuminated with ultraviolet-infrared femtosecond pulse pairs // Proc. SPIE, vol. 9511, p. 95110C, 2015.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ФРАКТАЛЬНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.

Бурцев А.А.

Владимирский ГУ им. А.Г. и Н.Г. Столетовых, Владимир, Россия

E-mail: murrkiss2009@yandex.ru

В настоящее время считается, что наиболее перспективные технологии получения органических и неорганических материалов с новыми ранее недоступными характери-

стиками будут основываться на процессах самосборки наночастиц. Это обусловлено уникальными характеристиками индивидуальных наночастиц, а также возможностью модификации формы и свойств их поверхности для управления взаимодействием, определяющим в процессе самосборки архитектуру ансамбля наночастиц [1]. Исследование кооперативных процессов при фазовых переходах (кристаллизации из раствора и расплава) и морфологии полученных структур может развить и углубить существующие теоретические представления и открыть новые возможности в прикладных исследованиях.

При малом объеме расплава получают гораздо более неравновесные системы, в которых можно наблюдать новые формы кристаллизации веществ. Чем меньше система, тем больше в ней случайных флуктуаций и тем выше взаимная обусловленность поведения ее частей. Для микросистемы относительное значение различных факторов, действующих на кристаллизирующееся вещество, совсем иное, чем для макросистемы [3, 4].

При застывании (или абляции) капли расплава малого объема большая часть вещества кристаллизуется по краю области, выпадая в виде фрактальных структур [2]. Наибольший интерес вызывает то, что данные структуры (дендритные кристаллы) распределены по краю области воздействия лазера соответственно [3]. С помощью управления формой распределения энергии в лазерном импульсе удалось добиться равномерного распределения дендритных кристаллов по всей области воздействия.

В данной работе проведен анализ кристаллических структур, полученных при воздействии импульсного лазера с длиной волны $\lambda=1,06$ мкм и диаметром пятна $D=1,6$ мм (энергия импульса $E_p \approx 2$ Дж, длительность импульса t менялась в диапазоне 5 – 25 мс). С помощью математического моделирования рассмотрено и проанализировано сложное «запутанное» поведение флуктуаций термодинамических параметров (плотности и температуры), воздействие лазерного излучения на поверхность стали, а также рост и структура кристаллов.

Литература

1. Андреева Л.В., Новоселова А.С., Лебедев-Степанов П.В., Иванов Д.А., Кошкин А.В., Петров А.Н., Алфимов М.В. “Закономерности кристаллизации растворенных веществ из микрокапли” // ЖТФ. – 2007. – V. 77. – No. 2. – С. 22-30.
2. Бурцев А.А., Антонов Д.Н., Бутковский О.Я. “Окрашивание поверхности металлов под действием импульсного лазерного излучения” // ЖТФ. – 2014. – V. 84. – No. 10. – С. 83-86.
3. Бурцев А.А. “Описание кристаллизации как диссипативной флуктуирующей системы” // «Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов». – Тверь: Изд-во Тверского гос.ун-та, 2014. –С. 66-73.
4. Николис Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах. От диссипативных структур к упорядоченности через флуктуации. М.: Мир, 1979. 512с., ил.

КОМПЕНСАЦИЯ МАТЕРИАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ДЛЯ СИНХРОННОЙ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ В ОДНОМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ В ГЕОМЕТРИИ ЛАУЭ

Новиков В.Б.

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

E-mail: vb.novikov@physics.msu.ru

Генерация второй оптической гармоники (ГВГ) — одно из наиболее широко используемых на практике нелинейно-оптических явлений. Наибольшую трудность для эффективного частотного преобразования света представляет выполнение условий фа-

зового синхронизма. Многообещающими в этом отношении являются одномерные (1D) периодические структуры, в том числе фотонные кристаллы (ФК). ФК — искусственно структурированные материалы, в которых показатель преломления модулируется в пространстве на масштабе длины волны видимого или ближнего ИК диапазона. К настоящему времени был изучен процесс ГВГ в периодически поляризованных кристаллах, в Брэгговской геометрии в ФК вблизи краев фотонных запрещенных зон или при наличии микрорезонаторных дефектов, за счет искусственно созданной анизотропии слоистых сред.

Обычно исследования 1D ФК проводят в геометрии Брэгга, в области фотонных запрещенных зон. Однако ФК, обладающие достаточно большим числом периодов, позволяют использовать преимущества геометрии Лауэ, для которой возможно существование и взаимодействие нескольких оптических мод (динамическая дифракция). Это приводит к появлению эффектов временного деления импульсов, самофокусировки, новых типов синхронизма для процессов частотного преобразования света [1]. В данной работе экспериментально исследована синхронная ГВГ в 1D ФК в геометрии Лауэ.

Экспериментальные образцы ФК изготавливались в несколько этапов. Сначала путем электрохимического травления монокристаллических р-легированных пластин кремния был получен 1D ФК из пористого кремния, состоящий из 800 слоев с толщинами $d_1=228$ нм, $d_2=572$ нм и показателями преломления $n_1=1.33$, $n_2=1.81$. Затем для достижения оптической прозрачности путем термического окисления ФК в воздушной атмосфере был изготовлен ФК из пористого плавящего кварца. Для внедрения нелинейной восприимчивости пористый ФК был заполнен 1% водным раствором NaNO_2 , с последующим формированием нанокристаллов сегнетоэлектрика в порах кварца. Сформированный ФК имел параметры: $d_1=255$ нм, $d_2=650$ нм, $n_1=1.105$, $n_2=1.21$. Для исследования ГВГ использовался фемтосекундный Ti-Sa лазер с длительностью импульсов 100 фс, средней мощностью 100 мВт, перестройка длины волны осуществлялась в диапазоне 730-860 нм. Излучение накачки фокусировалось на торец ФК в пятно с диаметром около 50 мкм, что схематично показано на Рис. 1. Интенсивность прошедшего через образец излучения ВГ или накачки регистрировалось при помощи фотоумножителя или кремниевого фотодиода, соответственно. Образец и детекторы устанавливались на гониометре, позволяющем измерять зависимости интенсивности прошедшего через ФК излучения от угла падения накачки и угла рассеяния.

Распространение электромагнитного поля в ФК в геометрии Лауэ может быть описано в рамках динамической теории дифракции, учитывающей многократные акты рассеяния. При этом в случае Брэгговской дифракции распределение поля в ФК определяется главным образом суперпозицией четырех волн (двух проходящих с волновыми векторами $\mathbf{q}_0^{(1)}$, $\mathbf{q}_0^{(2)}$ и двух дифрагированных с $\mathbf{q}_h^{(1)}$, $\mathbf{q}_h^{(2)}$) (рис. 1). Эти волны формируют две оптические моды (бормановскую и анти-бормановскую, обозначенных индексами 1 и 2), имеющие различные константы распространения, что является следствием различной локализации полей этих мод в слоях ФК. В работе параметры ФК выбраны таким образом, что одновременно выполняются условия фазового синхронизма для ГВГ, вовлекающие анти-бормановские моды накачки и ВГ, и условие Брэгга для излучения накачки. В этом случае пучки обоих полей, накачки и ВГ, распространяются вдоль слоев ФК.

Излучение накачки после ФК в случае падения под Брэгговским углом образует два луча: прямой (Т) и дифрагированный (D) (рис. 2). ВГ также формирует два угловых максимума, сонаправленных с излучением накачки. Максимумы ВГ имеют очень малую угловую ширину, $\text{FWHM}(400 \text{ нм})=1.2^\circ$, что в 3.5 раза меньше, чем для накачки ($\text{FWHM}(800 \text{ нм})=4.2^\circ$). Показано, что эффективность генерации ВГ сильно зависит от угла падения накачки, отстройка на 1.5° от угла Брэгга ($\theta=26.2^\circ$ для 800 нм) приводит к уменьшению интенсивности ГВГ до шумовых значений. Спектральные измерения показывают, что отстройка длины волны накачки на 18 нм также приводит к исчезнове-

нию ГВГ. Совокупность этих факторов позво-
зационные измерения демонстрируют р-поляри-

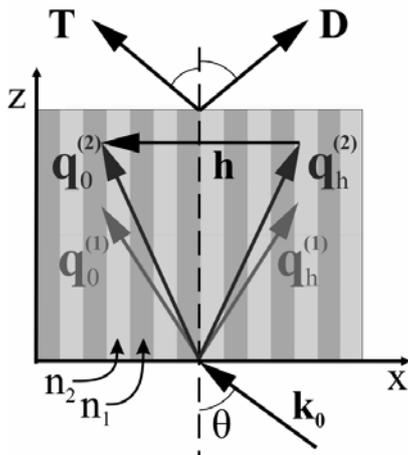


Рис. 1. Схема дифракции света в 1D ФК в геометрии Лауэ. Число слоев 800. Угол падения $\theta=26.2^\circ$ — Брэгговский угол для 800 нм.

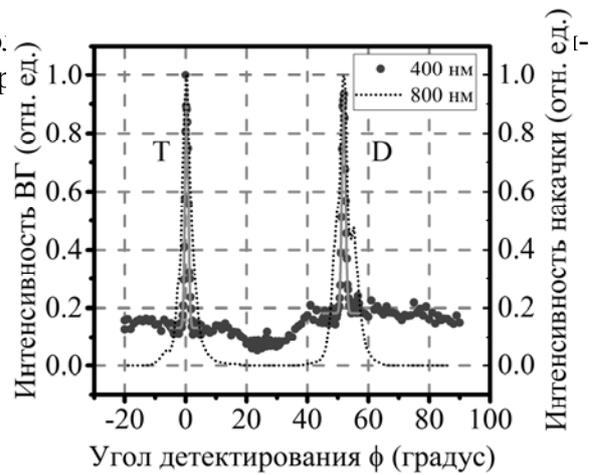


Рис. 2. Экспериментальная угловая зависимость интенсивности ВГ (точки) и накачки (пунктир).

ГВГ в ФК без осаждения в порах сегнетоэлектрика, но со слоем NaNO_2 на выходном торце ФК приводит к формированию трех максимумов ВГ: в прямом, дифрагированном направлениях и вдоль оси z . В этом случае ГВГ несинхронна и поэтому угловые ширины максимумов больше ($\text{FWHM}=3.5^\circ$) по сравнению с генерацией из объема ФК.

Таким образом, в работе экспериментально и теоретически показана синхронная ГВГ при Брэгговской дифракции в геометрии Лауэ в 1D ФК из пористого кварца, заполненного сегнетоэлектриком (NaNO_2). Предложен и реализован подход для компенсации материальной дисперсии при ГВГ, основанный на оптимизации соотношения толщин слоев ФК. Получены зависимости интенсивности ВГ от угла падения, длины волны и поляризации накачки, параметры которых подтверждают синхронный характер генерации второй гармоники.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю доценту Т.В. Мурзиной и профессору Б.И. Манцызову за научное руководство и ценные замечания.

Литература

1. A. A. Maier, and A. P. Sukhorukov, Synchronous nonlinear wave interaction in Bragg diffraction in media with periodic structure // Sov. Phys. JETP 1979. V. 50. P. 645.

ГЕНЕРАЦИЯ ГАРМОНИК ВЫСОКОГО ПОРЯДКА В ГАЗАХ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ С ДВУХЧАСТОТНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ПОЛЕМ: ПЕРЕХОД ОТ ОДНОАТОМНОЙ МОДЕЛИ К СРЕДЕ

Пудов А.А.¹, Андреев А.В.¹, Стремоухов С.Ю.^{1,2}

¹ МГУ имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

² НИЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия

E-mail: sustrem@gmail.com

Генерация гармоник высокого порядка (ГВП) – это нелинейно-оптическое явление, происходящее при взаимодействии атомарных и молекулярных газов, плазменных и твердотельных сред с интенсивными лазерными полями. В результате такого взаимодействия происходит преобразование энергии лазерного излучения в широкий спектр

генерации электромагнитных волн, включающий вакуумное ультрафиолетовое и рентгеновское излучение. Явление ГГВП имеет широкую область практических применений. Генерируемые гармоники могут быть использованы в качестве источника когерентного излучения для ультрафиолетовой и рентгеновской спектроскопии, на их основе разрабатываются методы генерации аттосекундных импульсов, и т.д. Кроме того, исследование эффекта ГГВП актуально и с фундаментальной точки зрения, поскольку природа ГГВП остается не до конца изученной, несмотря на наличие большого числа теоретических подходов к описанию этого явления [1,2]. Практическую важную роль имеет разработка методов повышения эффективности преобразования оптического излучения в коротковолновую область [3].

В настоящей работе мы предлагаем метод управления эффективностью генерации заданных гармоник (групп гармоник) при вариации временной задержки между импульсами двухчастотного лазерного поля. Исследования велись с использованием непертурбативного теоретического подхода, учитывающего атомарные нелинейности произвольного порядка [2]. Этот теоретический подход хорошо зарекомендовал себя при описании ряда особенностей генерации гармоник, таких, например, как генерация эллиптически поляризованных гармоник высокого порядка в двухчастотных ортогонально поляризованных лазерных полях [4].

В рамках доионизационного режима ГГВП, предложенного в работе [3], были проведены численные эксперименты по исследованию особенностей ГГВП, возникающих при взаимодействии атомов аргона и неона с двухцветным лазерным полем, образованным первой ($\lambda_1=800$ нм) и второй ($\lambda_2=400$ нм) гармониками Ti:Sapphire лазера. Отличительной чертой такого режима является то, что, несмотря на отсутствие в модели волновых функций невозмущенного атома, отвечающих непрерывному энергетическому спектру, в явном виде, фотоэмиссионный спектр отклика атома, генерируемый в процессе взаимодействия такого модельного атома с двухчастотным лазерным полем, не ограничен подбарьерными и околобарьерными гармониками [5-7].

Для каждого типа атомов были разработаны модельные структуры уровней, учитывающие первые 13 дискретных уровней и всех подуровней, отвечающих различным значениям квантового числа m . В этих моделях учитывались уровни с различными значениями орбитального квантового числа ($l=0-3$). Поляризации компонент двухчастотного поля полагались линейными и сонаправленными, так же проводились численные эксперименты с ортогональной поляризацией компонент двухчастотного поля.

На основании численных расчетов было проведено исследование зависимости эффективности генерации гармоник от временной задержки между импульсами. Зависимости для одиночного атома демонстрируют осцилляторный характер, при котором наблюдается смещение пиков интенсивности в зависимости от номера гармоники, что хорошо коррелирует с полученными ранее результатами [8].

Возникающее из-за дисперсии групповых скоростей изменение временной задержки между импульсами при их распространении в среде позволяет преобразовать зависимости эффективности генерации гармоник от временной задержки между импульсами в зависимости эффективности генерации гармоник от координаты атома в среде. Следовательно, отклик атома, находящегося внутри газовой среды, зависит от его положения в среде, что может оказывать влияние на частотно-угловой спектр отклика среды [9]. Чтобы исследовать влияние указанных выше осцилляторных зависимостей на пространственное распределение эффективности генерации ансамбля атомов, был осуществлён переход от одноатомной модели к среде, представленной линейной цепочкой атомов, расположенных вдоль направления распространения двухчастотного лазерного поля. Было проведено численное исследование влияния длины среды, “плотности” среды на вид распределения интенсивности излучения заданных гармоник, а также интегральной зависимости мощности излучения. Полученные зависимости демонстрируют немонотонное поведение.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 15-02-04352, № 16-32-00723, 16-52-150012).

Литература

1. Corkum, P. B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization // *Physical Review Letters*. 1993, **71**, p. 1994.
2. Andreev, A.V., Stremoukhov, S.Yu., Shoutova, O.A. Light-induced anisotropy of atomic response: prospects for emission spectrum control // *The European Physical Journal D*. 2012, **66:16**.
3. Andreev, A.V., Stremoukhov, S.Yu., and Shoutova, O.A. High-order optical harmonic generation in ionization-free regime: origin of the process // *Journal of the Optical Society of America B*. 2013, **30(7)**, pp. 1794–1803
4. Lambert, G., Vodungbo, B., Gautier, J., Mahieu, B., Malka, V., Sebban, S., Zeitoun, P., Luning, J., Perron, J., Andreev, A., Stremoukhov, S., Ardana-Lamas, F., Dax, A., Hauri, C., Sardinha, A., Fajardo, M. Towards enabling femtosecond helicity-dependent spectroscopy with high-harmonic sources // *Nature Communications*. 2015, **6:6167**
5. Sofier, H., Botheron, P., Shafir, D., Diner, A., Raz, O., Bruner, B.D., Mairesse, Y., Pons, B., and Dubovich, N. Near-Threshold High-Order Harmonic Spectroscopy with Aligned Molecules // *Physical Review Letters*. 2010, **105**, p. 143904
6. Yost, D.C., Schibli, T.R., Ye, J., Tate, J.L., Hostetter, J., Gaarde, M.B. and Schafer, K.J., Vacuum-ultraviolet frequency combs from below-threshold harmonics // *Nature Physics*. 2009, **5**, pp. 815–820
7. Power, E.P., March, A.M., Catoire, F., Sistrunk, E., Krushelnick, K., Agostini, P. and DiMauro, L.F., XFROG phase measurement of threshold harmonics in a Keldysh-scaled system // *Nature Photonics*. 2010, **4**, p. 352–356
8. Zhihui, L., Dongwen, Z., Zengxiu, Z., Jianmin, Y. and etc, Attosecond synchronization of terahertz wave and high-harmonics // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. 2013, **46**. 155602
9. Stremoukhov, S.Yu., Andreev, A.V., Spatial variations of the intensity of THz radiation emitted by extended media in two-color laser fields // *Laser Physics Letters*. 2015, **12**, P. 015402 (2015).

НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ПРИ СТАЦИОНАРНОМ РЕЗОНАНСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ОСНОВНОГО ЭКСИТОННОГО ПЕРЕХОДА В КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ CDSE/ZNS: ЗАРЯДОВО-ИНДУЦИРОВАННЫЙ ЭФФЕКТ ШТАРКА И ЭФФЕКТ ЗАПОЛНЕНИЯ СОСТОЯНИЙ

Голинская А.Д.¹, Стебакова Ю.В.²

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

E-mail: and.golinskaya@gmail.com¹, st.juliet@mail.ru²

Появление полупроводниковых наноструктур открывает возможности для создания новых электронных и оптоэлектронных приборов. Изучение полупроводников пониженной размерности уже в ближайшие годы приведет к появлению более быстродействующих приборов с меньшим потреблением энергии и миниатюризации всех электронных устройств.

Данная работа посвящена исследованию нелинейных оптических процессов в полупроводниках пониженной размерности, а именно – коллоидных квантовых точках, имеющих широкий спектр применения в оптоэлектронике. Целью работы являлось выявление физических явлений, приводящих к нелинейному изменению поглощения в коллоидных квантовых точках селенида кадмия (CdSe/ZnS) в случае резонансного однофотонного возбуждения основного экситонного (электронно-дырочного) перехода мощными наносекундными импульсами света. Исследование воздействия на образец осуществлялось методом накачки и зондирования посредством использования второй гармоники лазерного излучения (длительность импульса составляла 14 нс) и синхронизованного с ним во времени импульсного широкополосного источника света, в качестве

которого был подобран раствор красителя кумарин-7 (диапазон длин волн измеренного спектра фотолюминесценции кумарина-7 приходится на полосу поглощения основного экситонного перехода коллоидных квантовых точек CdSe/ZnS, а длительность возбуждения красителя составляет порядка нескольких нс).

В ходе работы были получены спектры пропускания невозбужденных и возбужденных лазерными импульсами коллоидных квантовых точек CdSe/ZnS различных размеров с различными длинами волн основного экситонного перехода. Изменения спектров пропускания при возбуждении анализировались по изменению контура дифференциального пропускания ΔT :

$$\Delta T = \frac{T - T_0}{T_0} \quad (1)$$

Где T и T_0 – спектр пропускания возбужденного и невозбужденного образца, соответственно.

На рис.1. и рис.2. приведены примеры измеренных спектров для различных квантовых точек; длина волны возбуждающего лазерного излучения – 540 нм показана зеленой стрелкой; на рис.1а. и рис.2а. черным и красным цветом обозначены спектры пропускания, соответственно, невозбужденных и возбужденных квантовых точек.

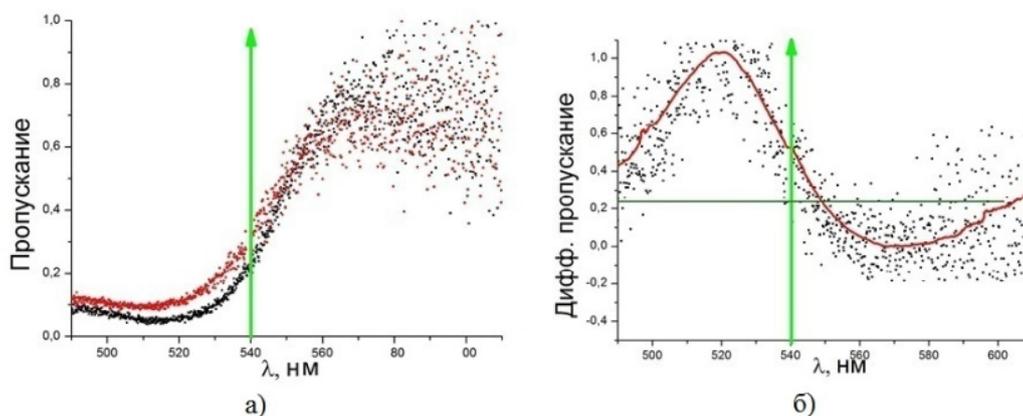


Рисунок 1. Измеренные спектры пропускания (1а) и дифференциального пропускания (1б) квантовых точек CdSe/ZnS, длина волны основного экситонного перехода которых – 515 нм.

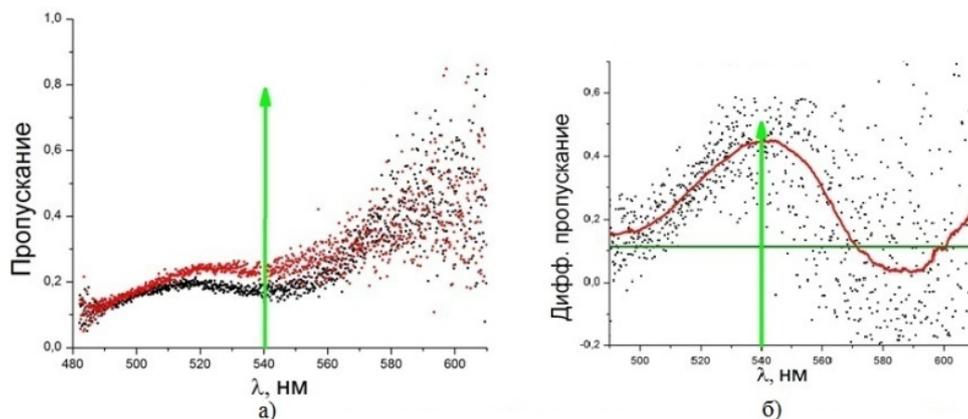


Рисунок 2. Измеренные спектры пропускания (2а) и дифференциального пропускания (2б) квантовых точек CdSe/ZnS, длина волны основного экситонного перехода которых – 539 нм.

Подансамбль возбуждаемых точек в образце с длиной волны основного экситонного перехода равной 539 нм (рис.2.) больше, чем в образце с основным экситонным переходом на 515 нм (рис.1.). Это связано с особенностями спектров поглощения двух разных образцов: при резонансном возбуждении основного экситонного перехода количество квантовых точек с энергией, соответствующей энергии возбуждающего излучения, больше, чем в случае отстройки длины волны возбуждающего излучения от максимума поглощения. Квантовые точки в случае, соответствующему рис.1., насы-

щаются меньше, чем квантовые точки на рис.2. Также можно сказать, что присутствует сдвиг возбужденного спектра поглощения относительно невозбужденного спектра поглощения (см. рис.1б. и рис.2б.), причиной которого полагается зарядово-индуцированный эффект Штарка. Причем вклад этого эффекта для каждого из измеряемых образцов различен и, вероятно, зависит от отстройки частоты возбуждающего излучения от длины волны основного экситонного перехода.

Таким образом, по полученным данным было обнаружено сосуществование или конкуренция двух нелинейных эффектов, происходящих в квантовых точках CdSe/ZnS:

1. Эффект насыщения поглощения: выравнивание заселенностей рабочих уровней под воздействием внешнего сильного электромагнитного поля. На этот эффект указывает просветление квантовых точек (рис.1а. и рис.2а.) и симметричное увеличение ДТ в области длины волны возбуждающего излучения (рис. 2б.).
2. Зарядово-индуцированный эффект Штарка вследствие захвата носителей зарядов на поверхность квантовых точек: изменение энергии основного экситонного перехода при воздействии сильного лазерного излучения. Этот эффект приводит к длинноволновому сдвигу спектра поглощения, который проявляется в асимметричной форме ДТ относительной длины волны возбуждающего излучения (рис. 1б.).

Выявлено, что вклад этих двух эффектов различен в зависимости от отстройки частоты возбуждения от максимума поглощения квантовых точек CdSe/ZnS:

а) в случае возбуждения длинноволновой части спектра поглощения квантовых точек CdSe/ZnS (относительно максимума поглощения) обнаружено просветление (рис.1.), которое объяснено большим вкладом эффекта насыщения поглощения и конкурирующего сдвига спектра поглощения из-за зарядово-индуцированного эффекта Штарка, приводящего к уменьшению пропускания для данных образцов квантовых точек.

б) при резонансном возбуждении основного экситонного перехода в квантовых точках CdSe/ZnS наблюдается просветление (рис.2) вследствие доминирующего эффекта насыщения поглощения и возможного сопутствующего Штарковского сдвига, который также увеличивает пропускание для данных образцов квантовых точек.

ПАРАМЕТРЫ ПОДОБИЯ И СВЕТОВЫЕ ПУЛИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИК-ФИЛАМЕНТА

Залозная Е.Д.

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

E-mail: ed.zaloznaya@physics.msu.ru

Световые пули (СП) – это яркий феномен явления самовоздействия фемтосекундного лазерного излучения в нелинейной диспергирующей среде. Световые пули формируются в результате совместной и согласованной компрессии лазерного излучения как в пространстве, так и во времени при филаментации фемтосекундного излучения в прозрачных диэлектриках [1,2]. Необходимым условием образования световой пули является аномальная дисперсия групповой скорости (АДГС).

В работе численно исследовано влияние дисперсии групповой скорости на образование световых пуль при филаментации в плавленом кварце и CaF₂ импульсов различной длины волны ИК-диапазона.

Параметрами подобия процесса формирования световых пуль являются дисперсионная длина импульса L_{dis} , параметр нелинейности $R = P_{peak}/P_{cr}$, длина самофокусировки L_{sf} и порядок многофотонности K генерации лазерной плазмы. Ха-

рактически влияние ДГС на образование СП зависит от соотношения параметров подобия. При малой ДГС ($L_{dis} \gg L_{sf}$) компрессия импульса при фазовой самомодуляции, вызванной керровской нелинейностью, недостаточна для образования последующих пульс. В случае сильной ДГС ($L_{dis} \ll L_{sf}$) дисперсионное расплывание импульса до образования филамента препятствует возникновению следующих СП. Поэтому при филаментации в плавленом кварце импульса на длине волны 1,4 мкм и 2,2 мкм образуется по одной световой пуле при $R=3$. Тогда как при длине 1,8 мкм, для которой $L_{dis} \approx L_{sf}$, формируется последовательность из нескольких световых пульс (рис. 1)

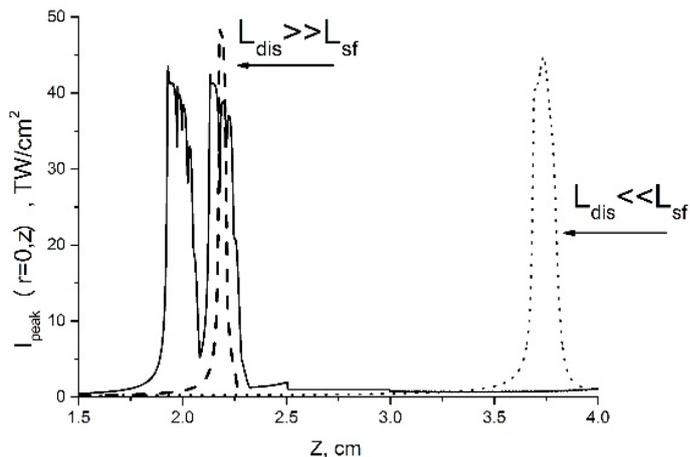


Рис. 1. Изменение с расстоянием пиковой интенсивности на оси филамента $I_{peak}(r=0, z)$ в плавленом кварце при формировании СП в импульсах на длине волны 1,4 (штриховая линия); 1,8 (сплошная); 2,2 мкм (пунктирная).

Длительность импульсов $\tau_{e-1} = 60$ фс, радиус пучка $a_{e-1} = 100$ мкм, параметр нелинейности $R = 3$.

Пиковая интенсивность в СП определяется порядком многофотонности K процесса ионизации при генерации лазерной плазмы и не зависит от начальной интенсивности импульса. В плавленом кварце пиковая интенсивность в СП составляет около 40 ТВт/см² при филаментации импульсов на длине волны в диапазоне 1,4 – 2,2 мкм, для которого $K = 11 \div 16$. Тогда как в CaF₂, пиковая интенсивность достигает 120 ТВт/см² при филаментации импульса на длине волны 3 мкм, для которой $K=30$. При этом изменение пиковой интенсивности в СП не превышает 15% при варьировании энергии импульса в два раза.

Литература

1. Smetanina E.O., Kompanets V.O., Dormidonov A.E. Chekalin S.V. and Kandidov V.P., Light bullets from near-IR filament in fused silica, Laser Phys. Lett. 10 (2013), 105401
2. S. Chekalin, A. Dokukina, A. Dormidonov, V. Kompanets, E. Smetanina, V. Kandidov, Light bullets from a femtosecond filament // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. Vol. 48. – P. 094008 – 094008+12 (2015)

ТЕОРИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ДИПОЛЯРИТОНОВ В МИКРОРЕЗОНАТОРЕ

Васильева О.Ф.

Приднестровский ГУ имени Т.Г. Шевченко, Тирасполь, Молдова

E-mail: florina_of@mail.ru

Мы изучили динамику диполяритонных возбуждений в режиме параметрического осциллятора на временах меньших времени релаксации возбуждений. Нами рассмотрена ситуация, когда диполяритоны большой плотности возбуждаются на средней ветви закона дисперсии мощным импульсом лазерного излучения (накачка) [1]. В ре-

зультате возникает параметрическое рассеяние диполяритонов накачки и генерация диполяритонов сигнальной и холостой мод. При этом возникают два канала рассеяния [1]. Один из них – это рассеяние пары диполяритонов накачки с образованием сигнального диполяритона на нижней ветви и холостого диполяритона на верхней ветви. Другой канал – это рассеяние пары диполяритонов накачки с образованием диполяритонов сигнальной и холостой мод на средней ветви. Оба канала рассеяния удовлетворяют закону сохранения энергии и импульса [1]. Гамильтониан взаимодействия, описывающий процесс параметрического рассеяния rimpr – диполяритонов в диполяритоны сигнальной и холостой мод, можно записать в виде

$$\hat{H}_{\text{int}} = \hbar g_1 (\hat{a}_1^+ \hat{a}_2^+ \hat{a}_p \hat{a}_p + \hat{a}_p^+ \hat{a}_p^+ \hat{a}_2 \hat{a}_1) + \hbar g_2 (\hat{a}_3^+ \hat{a}_4^+ \hat{a}_p \hat{a}_p + \hat{a}_p^+ \hat{a}_p^+ \hat{a}_3 \hat{a}_4), \quad (1)$$

где g_1 и g_2 – константы взаимодействия по каждому каналу рассеяния, \hat{a}_p и \hat{a}_i ($i = 1, \dots, 4$) – операторы уничтожения диполяритонов накачки, а также сигнальной ($i = 1, 3$) и холостой ($i = 2, 4$) мод соответственно. Используя (1), легко получить систему гайзенберговских уравнений для операторов \hat{a}_p и \hat{a}_i ($i = 1, \dots, 4$). Усредняя эту систему и используя приближение среднего поля (mean field approximation), получаем следующую систему эволюционных уравнений для комплексных амплитуд диполяритонов $a_p = \langle \hat{a}_p \rangle$, $a_i = \langle \hat{a}_i \rangle$ ($i = 1, \dots, 4$):

$$\begin{aligned} i\dot{a}_p &= \omega_p a_p + 2g_1 a_p^* a_1 a_2 + 2g_2 a_p^* a_3 a_4, & i\dot{a}_1 &= \omega_1 a_1 + g_1 a_p^2 a_2^*, & i\dot{a}_2 &= \omega_2 a_2 + g_1 a_p^2 a_1^*, \\ i\dot{a}_3 &= \omega_3 a_3 + g_2 a_p^2 a_4^*, & i\dot{a}_4 &= \omega_4 a_4 + g_2 a_p^2 a_3^*, \end{aligned} \quad (2)$$

где ω_p , ω_i ($i = 1, \dots, 4$) – собственные частоты диполяритонов. В условиях точного резонанса, когда $2\omega_p = \omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$, решения этих уравнений ищем в виде: $a_p = A_p \exp(i\varphi_p)$, $a_i = A_i \exp(i\varphi_i)$ ($i = 1, \dots, 4$), где A_p , A_i и φ_p , φ_i – действительный амплитуды и фазы. В результате мы приходим к следующей системе нелинейных эволюционных уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{A}_p &= -2g_1 A_p A_1 A_2 \sin\theta_{12} - 2g_2 A_p A_3 A_4 \sin\theta_{34}, & \dot{A}_1 &= g_1 A_p^2 A_2 \sin\theta_{12}, & \dot{A}_2 &= g_1 A_p^2 A_1 \sin\theta_{12}, \\ \dot{A}_3 &= g_2 A_p^2 A_4 \sin\theta_{34}, & \dot{A}_4 &= g_2 A_p^2 A_3 \sin\theta_{34}, \\ \dot{\theta}_{12} &= g_1 \left(\frac{A_p^2 (A_1^2 + A_2^2)}{A_1 A_2} - 4A_1 A_2 \right) \cos\theta_{12} - 4g_2 A_3 A_4 \cos\theta_{34}, \\ \dot{\theta}_{14} &= g_2 \left(\frac{A_p^2 (A_3^2 + A_4^2)}{A_3 A_4} - 4A_3 A_4 \right) \cos\theta_{34} - 4g_1 A_1 A_2 \cos\theta_{12}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\theta_{12} = 2\varphi_p - \varphi_1 - \varphi_2$, $\theta_{34} = 2\varphi_p - \varphi_3 - \varphi_4$.

Из (3) видно, что решения для разностей фаз $\theta_{12} = \theta_{34} = \pi/2$ удовлетворяют полученной системе уравнений. В этом случае удастся получить еще четыре интеграла движения и свести систему уравнений (3) к одному нелинейному дифференциальному уравнению для A_1 . Вводя далее в рассмотрение плотности диполяритонов: $A_p^2 = N_p$, $A_i^2 = N_i$ ($i = 1, \dots, 4$), $A_{p0}^2 = N_{p0}$, $A_{i0}^2 = N_{i0}$, получим нелинейное дифференциальное уравнение для плотности диполяритонов:

$$\frac{dN_1}{dt} = \pm 4g_1 \sqrt{N_1} \sqrt{N_{20} - N_{10} + N_1} \left(\frac{1}{2} N_{p0} + N_{10} + N_{30} - N_1 - N_3 \right), \quad (4)$$

$$\text{где } N_3 = \left(\sqrt{N_{30}} \text{ch}x + \sqrt{N_{40}} \text{sh}x \right)^2, \quad x = \frac{g_2}{g_1} \ln \frac{\sqrt{N_1} + \sqrt{N_{20} - N_{10} + N_1}}{\sqrt{N_{10}} + \sqrt{N_{20}}}. \quad (5)$$

Если же в начальный момент времени плотности диполяритонов обеих сигнальных и холостых мод отличны от нуля ($N_{i0} \neq 0$, $i = 1, \dots, 4$), то в зависимости от знака (+) либо (-) в уравнении (4) эволюция может быть двойкой. При знаке (+) в (4) плотность диполяритонов $N_1(t)$ монотонно растет от N_{10} до $N_1 = N_{1c}$ с ростом времени, где N_{1c} ($> N_{10}$) является наименьшим положительным корнем уравнения

$$\frac{1}{2} N_{p0} + N_{10} + N_{30} - N_{1c} - \left(\sqrt{N_{30}} c h x_c + \sqrt{N_{40}} s h x_c \right)^2 = 0, \quad (6)$$

$$\text{где } x = \frac{g_2}{g_1} \ln \frac{\sqrt{N_{1c}} + \sqrt{N_{20} - N_{10} + N_{1c}}}{\sqrt{N_{10}} + \sqrt{N_{20}}}. \quad (7)$$

При знаке (-) в (4) эволюция существенно определяется соотношением между N_{10} и N_{20} . Если $N_{10} > N_{20}$, то плотность диполяритонов сигнальной моды $N_1(t)$ сначала медленно убывает до значения $N_{10} - N_{20}$, после чего функция $N_1(t)$ снова начинает расти, асимптотически приближаясь к тому значению N_{1c} , что и в случае знака (+). В конечном счете эволюция системы сводится к тому, что плотность диполяритонов сигнальной моды при больших временах стремится к одному и тому же предельному значению N_{1c} . Момент времени, при котором плотность диполяритонов $N_1(t)$ достигает минимума, тем больше, чем больше разность $N_{10} - N_{20}$. Если $N_{10} = N_{20}$, то в этом случае положение минимума смещается в бесконечность, поэтому при $t \rightarrow \infty$ плотность диполяритонов $N_1(t)$ стремится к нулю. Если же $N_{20} > N_{10}$, то эволюция системы при учете знака (+) сводится к монотонному росту плотности диполяритонов, асимптотически приближаясь к значению $N_1 = N_{1c}$. При знаке (-) плотность диполяритонов $N_1(t)$ сначала убывает, достигая нулевой плотности в некоторый момент времени, после чего снова начинает расти, асимптотически приближаясь снизу к значению $N_1 = N_{1c}$ при больших t . Таким образом, эволюция системы является аperiodической и необратимой.

Таким образом было получено, что при накачке средней ветви закона дисперсии диполяритонов в условиях точного резонанса имеет место только аperiodический режим необратимого полного превращения диполяритонов накачки в диполяритоны холостых и сигнальных мод.

Литература

1. Nalitov A.V., Solnyshkov D.D., Gippius N.A., Malpuech G., arXiv: 1410.2812 (2014).

ВЛИЯНИЕ УПРУГОГО РАССЕЙЯНИЯ СВЕТА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ СВЕТА В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Соколовская О.И.¹, Ткаченко Н.Б.²

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

E-mail: oi.sokolovskaja@physics.msu.ru

Последние исследования в области микро- и нанофотоники показали, что можно использовать неупорядоченные фотонные среды для создания оптических структур, имеющих практическую значимость [1]. Случайные неоднородности могут являться фактором, который приводит к значительному повышению эффективности оптических процессов, поскольку добавление в исследуемую среду объектов, на которых свет мо-

жет рассеяться упруго, увеличивает длину пути фотонов. За счёт увеличения времени пребывания излучения в среде вероятности оптических процессов растут.

Методом Монте-Карло проведено численное моделирование процесса распространения света в случайно-неоднородной среде, активной в комбинационном рассеянии света (КРС). Показано, что интенсивность сигнала КРС зависит от объемной концентрации рассеивателей, причем эффективность этого процесса зависит от поглощения света, длины волны падающего излучения и линейного размера образца. Проведены эксперименты, в которых излучение с длинами волн, принадлежащих к инфракрасному и видимому диапазону, распространялось в коллоидном растворе, приготовленном из наночастиц TiO_2 диаметром 500 нм и диметилсульфоксида (DMSO). Изменение интенсивностей линий КРС DMSO с ростом концентрации частиц свидетельствует о возможности роста эффективности процесса КРС при росте рассеяния в среде.

Литература

1. Wiersma D.S. The physics and applications of random lasers // Nature physics. – 2008. – Т. 4. – №. 5. – P.359-367.

НОВЫЕ РЕЖИМЫ ФИЛАМЕНТАЦИИ И ГЕНЕРАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ ГАРМОНИК ВЫСОКОГО ПОРЯДКА СУБТЕРАВАТТНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ СРЕДНЕГО ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА В АТМОСФЕРЕ

Рожко М.В.

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

E-mail: mv.rozhko@physics.msu.ru

Новые физические явления, возникающие при взаимодействии вещества с мощными сверхкороткими импульсами (СКИ) среднего ИК-диапазона представляют огромный интерес в молекулярной спектроскопии, газовом детектировании и биомедицинской диагностике. Сложность продвижения лазерных технологий в среднем ИК-диапазоне связана с отсутствием в нём эффективных твердотельных материалов с шириной полосы усиления, достаточной для генерации СКИ. Выполненные в последние три года исследования, однако, показывают, что проблема создания источников СКИ в среднем ИК-диапазоне в газовых средах может быть решена на основе нелинейно-оптического параметрического преобразования частоты СКИ.

Для формирования мощных электромагнитных СКИ среднего ИК-диапазона в работе использовалась уникальная лазерная система (рис. 1, слева) совместной лаборатории фотоники и нелинейной спектроскопии* МГУ им. М.В. Ломоносова и ООО «МЦКТ» [1], состоящая из твердотельного иттербиевого задающего лазера с регенеративным усилителем, промежуточного трёхступенчатого оптического параметрического усилителя и трёхступенчатого оптического параметрического усилителя чирпированных импульсов (Optical Parametric Chirped Pulse Amplification, ОРСПА). На основе данной технологии реализована генерация импульсов среднего ИК-диапазона с длительностью менее 100 фс и пиковой мощностью свыше 0.3 ТВт. СКИ этого класса впервые сделали возможным создание филаментов излучения среднего ИК-диапазона в атмосферных условиях.

Целью проведенных экспериментов [2] является исследование особенностей взаимодействия лазерных СКИ среднего ИК-диапазона с атмосферой: в частности, явления филаментации, генерации суперконтинуума и оптических гармоник. Испол-

* Работа выполнялась в составе научной группы фотоники и нелинейной спектроскопии. В исследованиях принимали участие Митрофанов А.В., Воронин А.А., Сидоров-Бирюков Д.А., Степанов Е.А., Федотов А.Б. и Желтиков А.М.

зующийся импульс с центральной длиной волны 3.9 мкм, энергией 25 мДж и длительностью 90 фс имеет пиковую мощность 280 ГВт, что в 3.5 раза превосходит критическую мощность самофокусировки 3.9 мкм излучения в воздухе (80 ГВт). При фокусировке параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 0.5 м такой импульс создаёт филамент длиной порядка 10 см. Филаментация в атмосфере сопровождается генерацией широкополосного белого излучения. При соответствующей фокусировке импульса спектр этого излучения непрерывно простирается на 4.7 октавы от 250 до 6500 нм. Высокочастотная область суперконтинуума значительно усиливается нечётными гармониками импульса.

При фиксированных параметрах задающего импульса эффективность перекачки энергии гармоникам контролируется фокусным расстоянием зеркала, используемого для фокусировки лазерного пучка накачки. Для фокусного расстояния 50 см эффективность перекачки для третьей гармоники максимальна и составляет 0.1%, а для полного числа наблюдаемых гармоник (от 3-го до 15-го порядка) – 0.13%.

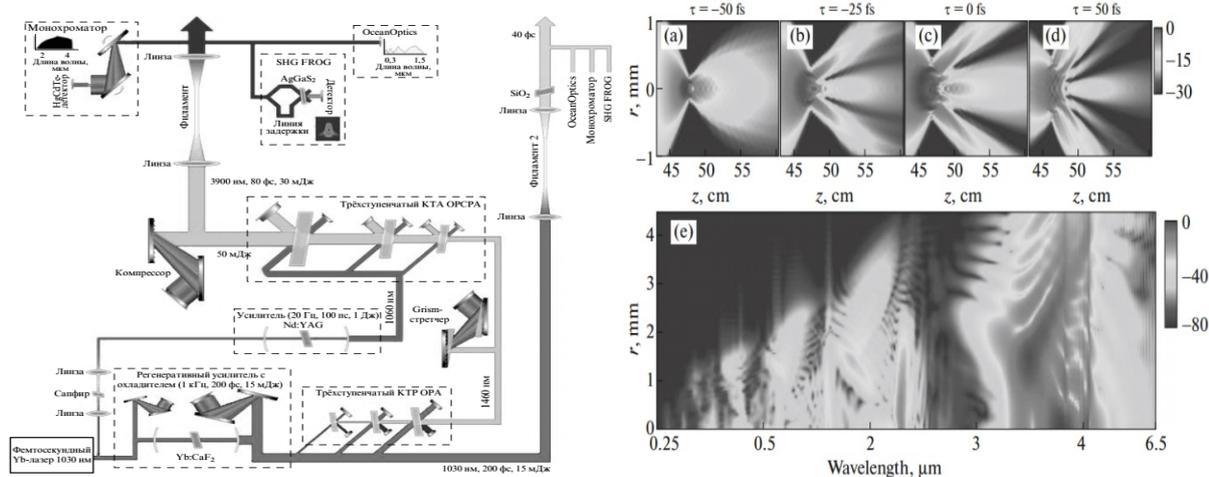


Рис. 1. Слева: Схема используемого в работе источника мощных электромагнитных СКИ среднего ИК диапазона. Справа: пространственно-временная динамика интенсивности субваттватного СКИ среднего ИК-диапазона в атмосфере (a, b) на фронте, (c) в центральной части и (d) в хвосте импульса. (e) Спектральное распределение суперконтинуума вдоль пучка.

Филаментация от импульса в среднем ИК сопровождается эффективной генерацией гармоник нечётного порядка. На расстоянии $z = 45$ см от зеркала ширина импульса и диаметр пучка каждой гармоники убывают с порядком гармоники из-за повышения порядка нелинейности. Начиная с $z > 46$ см, значительную роль приобретают эффекты ионизационно-индуцированной дефокусировки, что приводит к уменьшению интенсивности поля хвостовой части импульса [рис. 1(a)-1(d)]. Этот эффект подавляет генерацию гармоник в области заднего фронта импульса. На переднем фронте и в центральной части импульса данный эффект менее значителен. Далее вдоль пути пучка, на расстоянии $z > 47$ см, внеосевая часть пучка, возрастающая на заднем фронте импульса, начинает служить источником генерации неаксиальных гармоник. Так как внешние части пучка формируются под влиянием сильного рассеяния излучения электронной плотности, они претерпевают большее синее смещение. В результате также смещаются неаксиальные гармоники относительно гармоник, сформированных вдоль оси пучка. При $z > 50$ см дефокусировка хвоста импульса становится значительной, обеспечивая рост дополнительных пиков на временных профилях оптических гармоник назад по направлению к задающему импульсу. Показано, как увеличивается синее смещение неаксиальных гармоник, повышаясь по направлению к выходному концу филамента [рис. 1(e)] и воспроизводя главные особенности спектра суперконтинуума при $z = 62$ см.

Проведённая работа с использованием СКИ длительностью менее 100 фс и пиковой мощностью до 0.3 ГВт с центральной длиной волны 3.9 мкм выявила новые свойства явления филаментации импульсов среднего инфракрасного диапазона в атмосферном воздухе. Была продемонстрирована генерация суперконтинуума, охватывающего диапазон в 4.7 октавы от 250 до 6500 нм. В условиях филаментации были реализованы новые режимы генерации оптических гармоник вплоть до 15-го порядка с эффективной перекачкой энергии более 0.1%. Представленные исследования открывают перспективы исследования новых сценариев взаимодействия мощного когерентного излучения с веществом и генерации рекордно коротких импульсов.

Литература

1. Mitrofanov A.V., et al. New Horizons of Optics of the Midinfrared Spectral Range. *Opt. Spectrosc.* **119**, 569 (2015).
2. Mitrofanov A.V., et al. Mid-infrared-to-mid-ultraviolet supercontinuum enhanced by third-to-fifteenth odd harmonics. *Opt. Lett.* **40**, 2068 (2015).

ВЛИЯНИЕ НЕСИНХРОННЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИИ КВАЗИНЕПРЕРЫВНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Корниенко В.В., Китаева Г.Х.

*МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
vv.kornienko@physics.msu.ru*

Проводится анализ нелинейно-оптического метода регистрации квазинепрерывного терагерцового излучения (ТИ), основанного на преобразовании частоты ТИ в оптический диапазон (up-conversion) [1]. Регистрация оптических сигналов разностной и/или суммарной частоты, генерируемых при совместном распространении измеряемого ТИ и излучения лазерной накачки через нелинейный кристалл-детектор, осуществляется при этом с помощью обычных фотоприемников. Ввиду значительной разницы в величинах волновых векторов оптических волн (накачки, k_H , сигнальной, k_C) и ТИ (k_{THz}), даже при достаточно малых для оптического диапазона расстройках фазового синхронизма $\Delta k = k_H - k_C - k_{THz}$ эффективность несинхронного взаимодействия излучения накачки с ТИ может оказаться значительной; возможен даже случай противоположно направленных волновых векторов накачки k_H и сигнала k_C (Рис. 1). Это делает затруднительной калибровку спектральной яркости внешнего ТИ по методу Д.Н. Клышко [2,3],

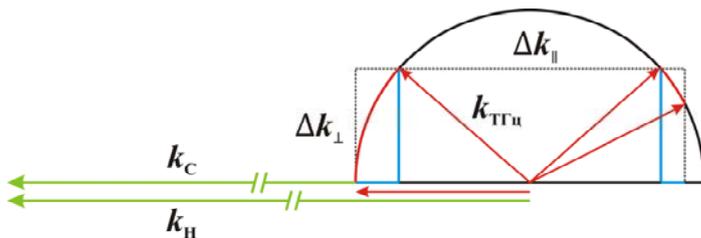


Рис. 1. Значения допустимых продольной и поперечной расстроек синхронизма позволяют наблюдать сигналы несинхронного преобразования в широком диапазоне углов распространения терагерцовой волны.

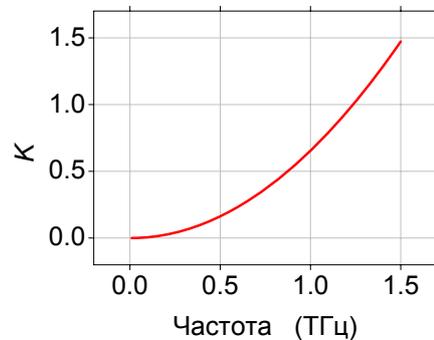


Рис. 2. Характерный вид зависимости $K(f_{THz})$. Кристалл ниобата лития длиной 1 мм, радиус пучка накачки 1 мм.

в котором измеряемые сигналы сравниваются с шумами параметрического преобразователя – сигнальным излучением спонтанного параметрического рассеяния накачки. Простейшей количественной мерой влияния несинхронных процессов может служить коэффициент заполнения мод K : $K = \Omega_{\text{внеш}} / \Omega_{\text{СПР}}$, где $\Omega_{\text{внеш}}$ – телесный угол, в пределах которого распространяется внешнее (измеряемое) излучение, $\Omega_{\text{СПР}}$ – полный телесный угол, в котором может распространяться ТИ в случае несинхронного взаимодействия. Коэффициент заполнения мод зависит от величин предельно допустимых продольной (Δk_{\parallel}) и поперечной (Δk_{\perp}) расстройек, определяемых, соответственно, длиной кристалла и наименьшим из диаметров взаимодействующих пучков. Анализируются условия и геометрии нелинейно-оптического преобразования, при которых возможно сведение к минимуму негативного влияния несинхронных процессов.

Литература

1. Китаева Г.Х., Пенин А.Н., Тучак А.Н. Генерация и детектирование излучения терагерцового диапазона с помощью периодически и аperiodически поляризованных кристаллов // Оптика и спектроскопия. 2009. Т. 107, № 4, С. 553–560.
2. Клышко Д.Н. Об использовании вакуумных флуктуаций в качестве репера яркости света // Квантовая электроника. 1977. Т. 4, № 5, 1056–1062.
3. Kitaeva G.Kh., Kovalev S.P., Penin A.N., Tuchak A.N., Yakunin P.V. A Method of Calibration of Terahertz Wave Brightness Under Nonlinear-Optical Detection // J Infrared Milli Terahz Waves. 2011. Т. 32, С. 1144–1156.

ФИЛАМЕНТАЦИЯ КОЛЬЦЕВЫХ ПУЧКОВ С ФАЗОВОЙ СИНГУЛЯРНОСТЬЮ В ПЛАВЛЕННОМ КВАРЦЕ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 800 НМ

Васильев Е.В., Шленов С.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, Физический факультет и МЛНЦ
E-mail: vasilev.evgeniy@physics.msu.ru

Исследование филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов в настоящее время выполнено, в основном, для пучков без фазовой сингулярности [1]. Между тем, изучение самоканалирования излучения с оптическими вихрями представляет интерес для многих приложений [2,3]. В работе представлены результаты численного моделирования самовоздействия в плавленом кварце в режиме филаментации кольцевых пучков с фазовой дислокацией на оптической оси. Выполнен сравнительный анализ пространственно-временной локализации поля с пучками без фазовых дислокаций.

Численное моделирование распространения фемтосекундного лазерного импульса производилось с помощью метода медленно меняющейся волны, в рамках которого при получении системы нелинейных уравнений для огибающей светового поля

$A(r, z, \tau)$ появляется оператор волновой нестационарности
$$\hat{T} \equiv 1 - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \quad [4].$$

В модели учтены эффекты дифракции, дисперсии, нестационарной керровской нелинейности, самосогласованной генерации плазмы, лавинной ионизации и рекомбинации носителей заряда, и использован метод представления светового поля, который основывается на принципе сохранения топологического заряда лазерного пучка при нелинейном взаимодействии со средой [5].

Начальное условие для указанной модели имело вид:

$$A(r, \tau) \Big|_{z=0} = \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 e^{-\frac{r^2}{2r_0^2}} e^{-\frac{\tau^2}{2\tau_0^2}} e^{im\phi}.$$

Рассмотрены следующие параметры излучения: центральная длина волны $\lambda_0 = 800$ нм, характерный размер пучка $r_0 = 50$ мкм, длительность импульса $\tau_0 = 30$ фс, интенсивность $I_0 = 8.5 \times 10^{11}$ Вт/см², мощность $P = 6.25 P_{cr}$, где P_{cr} – критическая мощность самофокусировки кольцевого пучка с вихревой фазовой сингулярностью с топологическим зарядом $m = 2$.

Распространение кольцевого пучка с фазовой дислокацией (Рис. 1а) начинается с самофокусировки в кольце (Рис. 1б), которая затем ослабевает из-за того, что энергия в центре импульса перетекает в направлении оптической оси (Рис. 1в). На расстояниях $z > 0.8$ см в импульсе возникает субструктура, которая видна на Рис. 1г в виде ярких локализованных по времени пятен. Далее по мере распространения импульса наблюдается перекачка оптической энергии из периферии пучка в приосевую область (Рис. 1д). При этом наличие фазовой сингулярности на оси пучка препятствует затеканию энергии на оптическую ось, сохраняя таким образом в пространстве кольцевую структуру излучения, которую условно можно назвать «кольцевым филаментом». Помимо этого на фронте импульса образуются малоинтенсивные кольца (Рис. 1е).

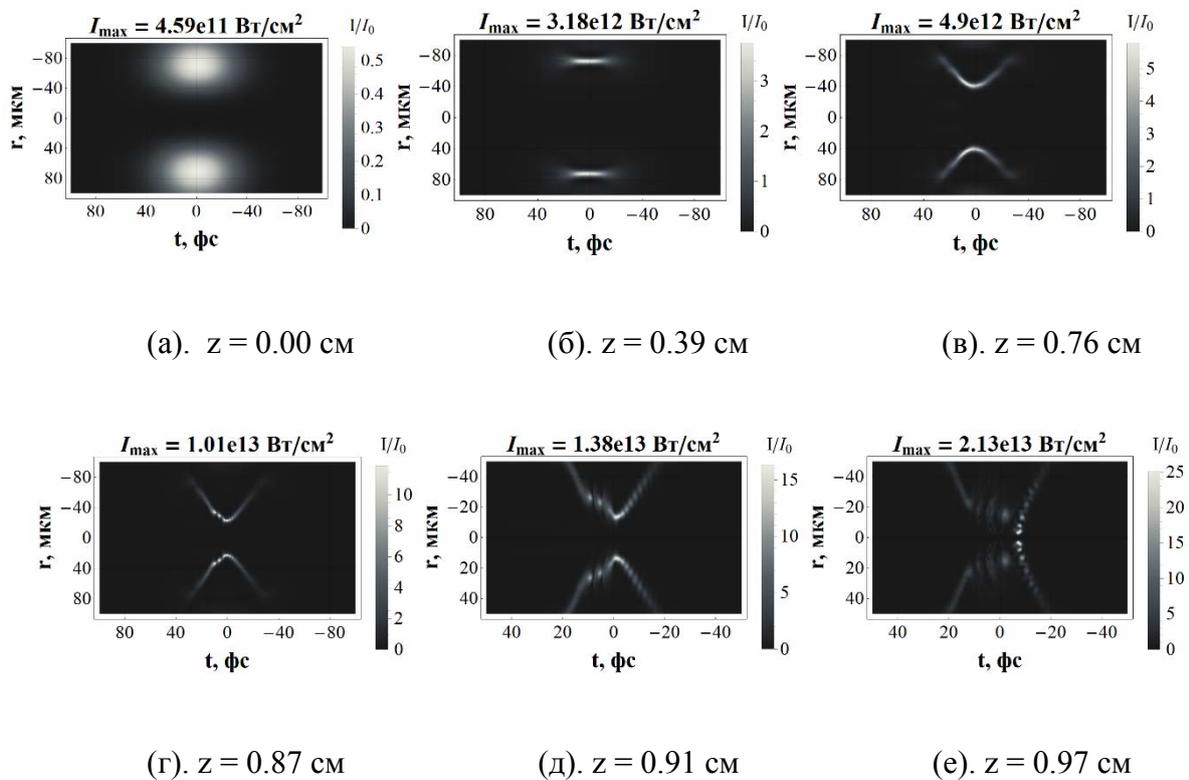


Рис. 1. Пространственно-временная динамика распространения кольцевого пучка с вихревой фазовой сингулярностью на оси $P = 6.25 P_{cr}$.

Описанная картина изменения интенсивности излучения отличается от пространственно-временной динамики кольцевого пучка без фазовой дислокации и гауссова пучка, в которых филамент образуется на оптической оси пучка.

Литература

[1]. В.П. Кандидов, С.А. Шленов, О.Г. Косарева. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения. // Квантовая электроника, Т.39, № 3, С. 205 (2009).
 [2]. Hansinger, A. Dreischuh, G.G. Paulus. Vortices in ultrashort laser pulses. // Applied Physics B, V. 104, 561 (2011).
 [3]. Р.А. Власов, В.М. Волков, Д.Ю. Дедков. Особенности суживания спектра при самофокусировке импульсных вихревых пучков в воздухе. // Квантовая электроника, Т. 43, №2, С. 157-161 (2013)

- [4]. T. Brabec, F. Krausz Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime, *Physical Review Letters*, V. 78, 3282 (1997).
 [5]. V.I. Kruglov, Yu.A. Logvin, V.M. Volkov. The Theory of Spiral Laser Beams in Nonlinear Media // *Journal of Modern Optics*, V. 39, №11, 2277-2291, (1992).

КОМПАКТНЫЙ ТЕРАГЕРЦОВЫЙ СПЕКТРОМЕТР НА ОСНОВЕ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ДИОДНЫХ ЛАЗЕРОВ

Мищенко М.Д.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: midmi95@gmail.com

Терагерцовый (от 100 ГГц до 10 ТГц) диапазон занимает промежуточное положение в электромагнитном спектре между инфракрасным и сверхвысокочастотным диапазоном. Большинство химических соединений показывают очень сильные, специфические частотные зависимости поглощения в ТГц диапазоне, что делает этот диапазон очень интересным для спектроскопических исследований.

Есть два основных метода лазерной генерации терагерцового излучения. В первом фемтосекундный лазерный импульс преобразуется в нелинейном кристалле или фотопроводящей антенне, и на выходе получается терагерцовый импульс [1] Другой способ – это использование разностной частоты постоянного излучения двух диодных лазеров, и получение с помощью фотопроводящей антенны постоянного терагерцового излучения. Спектрометры, использующие второй метод генерации, обладают рядом преимуществ – компактные размеры, низкая, по сравнению с импульсными спектрометрами, стоимость, удобство настройки и изменения схемы и высокая спектральная яркость, позволяющая изучать резонансные эффекты в среде [2].

Целью работы является создание непрерывного спектрометра, построенного на основе двух перестраиваемых диодных лазеров ближнего ИК-диапазона. В качестве таких лазеров используются два телекоммуникационных лазерных диода, с перестройкой длины волны генерации вблизи 1,55 мкм, характеризующиеся малой шириной линии и ультра-низкими шумами. Сигнал на разностной частоте преобразовывался в терагерцовое излучение в фотомиксере – фотопроводящей InGaAs антенне. Для регистрации используется аналогичная антенна.

Спектрометр, созданный в ходе работы, блок схема которого показан на рис.1, показал высокую эффективность в диапазоне от 50 ГГц до 1 ТГц. Настройка и оптимизация компонентов установки позволили добиться значительного улучшения мощности терагерцового излучения и оптимального соотношения сигнал-шум. Полученные параметры позволяют использовать прибор для решения задач спектральной диагностики биологических объектов, что подтверждается тестовыми экспериментами.

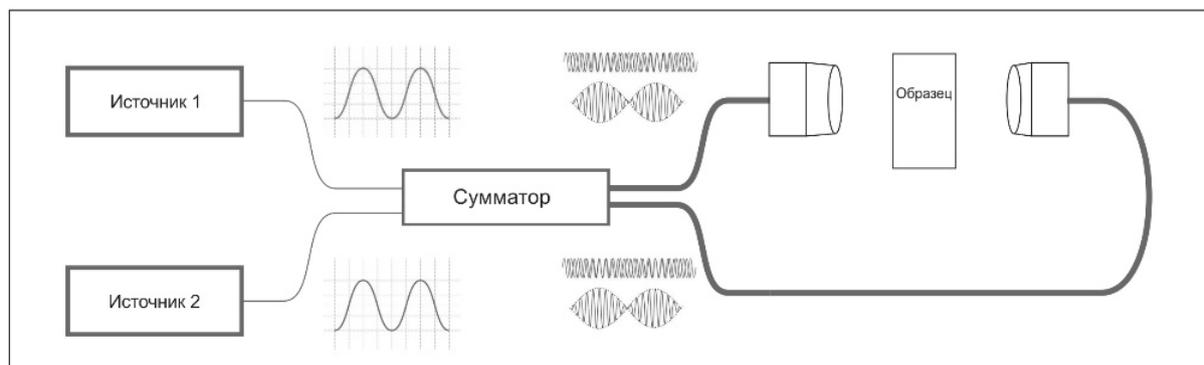


Рис.1 Блок-схема спектрометра

Литература

1. G.Kh.Kitaeva. : Terahertz generation by means of optical lasers. // Laser Physics Letters v.5, p 559-576 (2008).
2. E.F. PLIŃSKI : Terahertz photomixer// Bulletin Of The Polish Academy Of Sciences, Technical Sciences, Vol. 58, No. 4, 2010.

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В КРЕМНИЕВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ И МАГНИТНЫМ ОТКЛИКОМ

Кройчук М.К.

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

E-mail: kroychuk@nanolab.phys.msu.ru

Нелинейная оптика изучает различные физические процессы, которые активно внедряются в современные технологии [6]. При использовании объемных материалов эффективность нелинейных оптических процессов оказывается слабой, что решается наноструктурированием материалов [2]. Долгое время для создания подобных материалов использовались металлические наноструктуры [3], из-за больших омических потерь непригодные в некоторых нелинейно-оптических приложениях. В начале 21 века экспериментально наблюдался резонансный отклик диэлектрических наноструктур [1]. Было осуществлено управление положением магнитного и электрического дипольных резонансов Ми при изменении геометрии материала [5], благодаря совмещению положения которых наблюдалось увеличение эффективности генерации, например, третьей оптической гармоники [4]. Появилась возможность создания интегрируемых фотонных элементов, например, наноантенн. Условие направленности излучения антенны не выполняется при рассмотрении излучения отдельных компонент мультипольного разложения. Если создать материал, в котором электрический и магнитный дипольные резонансы совмещены по длине волны, то в результате интерференции излучение окажется однонаправленным [1]. В данной работе впервые изучается возможность получения однонаправленного излучения на частоте второй гармоники от диэлектрического материала при совмещении электрического и магнитного дипольных резонансов.

Образец, исследуемый в данной работе, изготовлен в Австралийском национальном университете из тонкой пленки гидрогенизированного аморфного кремния толщиной 100 нм, помещенной на покровное стекло, с последующим применением методов электронно-лучевой литографии и реактивного ионного травления. Полученная структура состоит из 29 массивов дисков. Расстояние между центрами дисков одинаковое для каждого массива и составляет 365 нм. Диаметр дисков изменяется от массива к массиву. Численные расчеты методом конечных разностей во временной области спектров отражения таких структур позволили определить значение диаметра дисков, при котором происходит совмещение электрического и магнитного резонансов. Были сняты экспериментальные зависимости линейных спектров для каждого из массивов дисков, по которым судилось о наличии и положении магнитного и электрического резонансов.

Для исследования генерации излучения на частоте второй гармоники была собрана установка; в качестве источника инфракрасного излучения (1.2–1.4 мкм) использовался оптический параметрический усилитель, накачкой которому служило излучение импульсного фемтосекундного лазера с длительностью импульса 50 фс, частотой повторения 1 кГц и с центральной длиной волны 800 нм. Мощность излучения, попадающего на образец, регулировалась поляризационной пластинкой, расположенной на вращающемся столике, за которой располагалась призма Глана–Тейлора. После нее вертикально поляризованное излучение фокусировалось на образец. Отраженное от структуры излучение на частоте второй гармоники регистрировалось фотоэлектронным умножителем, работающем в пропорциональном режиме.

Была проведена спектроскопия отношения интенсивностей сигнала второй оптической гармоники в геометриях «на пропускание» и «на отражение». Максимум отражения совпадает со спектральным положением совмещенных электрического и магнитного дипольных резонансов. По виду зависимости интенсивности отраженного от образца излучения от интенсивности падающего было проверено, что регистрируемый сигнал действительно относится ко второй гармонике.

Таким образом, в работе показана возможность генерации и детектирования второй оптической гармоники от массива кремниевых нанодисков. Эффективность этого процесса возрастает при совмещении магнитного и электрического резонансов. Экспериментально подтверждена гипотеза о направленности излучения от образца на частоте второй гармоники. Эта особенность может быть использована для создания наноантенн на основе исследуемой в работе структуры.

Литература

1. Evlyukhin A., et al. Demonstration of magnetic dipole resonances of dielectric nanospheres in the visible region // *Nano Letters*. 2012. №12. P. 3749-3755.
2. Kauranen M., et al. Nonlinear plasmonics // *Nature Photonics*. 2012. №6. P. 737-748
3. Konishi K., et al. Polarization-controlled circular second-harmonic generation from metal hole arrays with threefold rotational symmetry // *Physical Review Letters*. 2012. №112. P. 1-5
4. Shcherbakov M.R., et al. Enhanced third-harmonic generation in silicon nanoparticles driven by magnetic response // *Nano Letters*. 2014. №14. P. 6488-6492
5. Staude I., et al. Tailoring directional scattering through magnetic and electric resonances in subwavelength silicon nanodisks // *ACS Nano*. 2013. №7. P. 7824-7832
6. Yang Y., et al. Nonlinear fano-resonant dielectric metasurfaces // *Nano Letters*. 2015. №15. P.7388-7393

МОДУЛЯЦИЯ ПРОПУСКАНИЯ СВЕТА В ТВИСТ-ЯЧЕЙКЕ, ОБУСЛОВЛЕННАЯ ОРИЕНТАЦИОННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

Швецов С.А.

*ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия, МФТИ, г. Долгопрудный, Россия
shvetsov@lebedev.ru*

Жидкие кристаллы активно применяются для создания дисплеев и других средств отображения информации. В основе этих устройств лежит эффект электрооптической модуляции света [1]. Для этого используется нематический жидкий кристалл (НЖК) планарной ориентации, заполненный в стеклянную ячейку с прозрачными электродами. Молекулы НЖК на подложках ориентированы параллельно подложкам в перпендикулярных направлениях. Распределение директора (преимущественной ориентации молекул) по толщине представляет собой четверть витка спирали.

При прохождении света линейной поляризации через такую ячейку, поляризация «следует» за директором (режим Могена) и поворачивается на 90°. В параллельных поляризаторах свет не проходит через ячейку. При приложении переменного напряжения директор НЖК поворачивается перпендикулярно подложкам ячейки. При этом поляризация проходящего света не изменяется, и в параллельных поляризаторах происходит просветление.

В данной работе обнаружен эффект модуляции пропускания светового пучка при его взаимодействии с НЖК. Использовалась твист ячейка толщиной 30 мкм. В качестве НЖК использовалась матрица ЖКМ-1277, обладающая нематической фазой в широком температурном диапазоне от -20 до 60°C. НЖК содержал хиральную добавку (сорбит, 0,02 %) и азобензольный полимер (0,5 % по весу), индуцирующий отрицательную оп-

тическое нелинейность [2]. Под действием света происходил поворот директора от светового поля, при этом уменьшался показатель преломления необыкновенной волны.

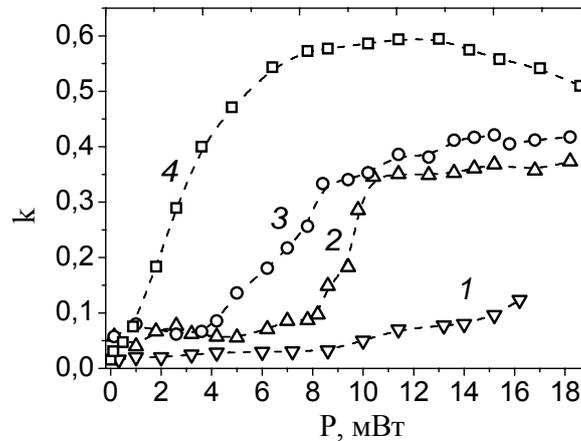


Рис. 1. Зависимость коэффициента пропускания света горизонтальной поляризации k от мощности P светового пучка, нормально падающего на твист-ячейку, при напряжении низкочастотного электрического поля U : (1) 1, (2) 1,5, (3) 2, (4) 2,6 В.

При приложении допорогового электрического поля (не приводящего к переориентации НЖК), под действием света директор НЖК поворачивался перпендикулярно подложкам ячейки. Эта переориентация приводила к нарушению режима Могена и просветлению образца в параллельных поляризаторах (рис. 1). Увеличение напряжения на подложках НЖК содействовало светоиндуцированной поляризации и вызывало возрастание коэффициента пропускания образца $k = P_{\parallel} / (P_{\parallel} + P_{\perp})$ (P_{\parallel} и P_{\perp} - мощности светового пучка после анализатора при его перпендикулярном и параллельном расположении относительно направления поляризации падающего света).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 14-02-00791) и Учебно-научного комплекса ФИАН.

Литература

1. Блинов Л.М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978.
2. Budagovsky, I.A., Pavlov, D.S., Shvetsov, S.A., et al. Light Interaction with NLCs Doped with Comb-Shaped Azopolymers with Different Degrees of Polymerization // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 2012, Vol. 561, P. 89–96.

УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ГЕНЕРАЦИЯ ПОЗИТРОНОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Горлова Д.А., Цымбалов И.Н., *Доронин И.*¹

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

¹*Московский химический лицей №1303*

E-mail: gorlova.da14@physics.msu.ru

Развитие фемтосекундных лазерных технологий позволило получить высокоэнергетичные пучки электронов на базе настольных лабораторных систем. Такие разработки в силу своей компактности и невысокой стоимости по сравнению с традиционными ускорителями имеют большое практическое значение для исследований в области нелинейной оптики, ядерной физики, астрофизики.

Лазерный импульс высокой интенсивности, взаимодействуя с мишенью, ионизирует ее, создавая плазму. Электроны, ускоряемые в плазме благодаря таким механизмам, как пондеромоторное ускорение, $j \times B$ нагрев, кильватерное ускорение, резонансное поглощение имеют немаксвелловское распределение по энергиям, при этом конечное значение энергии зависит от многих факторов, таких как интенсивность лазерного импульса, его длительность, наличие преплазменного слоя [1]. Изменяя эти параметры можно получать пучки электронов с различной энергией.

Доступность пучков электронов с высокой энергией позволяет изучать эффекты связанные с генерацией электрон-позитронных пар в плазме. Для появления позитронной компоненты достаточно энергии электронов порядка 2 МэВ, однако достаточный выход позитронов (порядка 10^{10} позитронов/ср) достигается при энергии 4 МэВ [2]. Сравнительно низкая энергия генерации делает возможным проведение подобных экспериментов в лабораторных условиях, в связи с чем встает вопрос о разработке многофункционального спектрометра, позволяющего регистрировать как электронную так и позитронную компоненты. При этом спектрометр должен быть достаточно малым, чтобы имелась возможность поместить его внутри вакуумной камеры (в противном случае низкоэнергетичный «хвост» спектра будет отсутствовать).

Для проведения экспериментов использовалась Ti:Sa лазерная система (длина волны – 800 нм, частота повторения импульсов – 10 Гц, максимальная энергия импульса – 20 мДж, минимальная длительность импульса 45 фс и максимальная интенсивность на мишени – $2 \cdot 10^{18}$ Вт/см², уровень контраста на пикосекундной временной шкале - 10^{-8}). Излучение фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом ($F \sim 5$ см) на мишень из тонкой пленки. Для создания на поверхности мишени слоя преплазмы использовался Nd:YAG лазер (длина волны – 532 нм, частота повторения импульсов – 10 Гц, максимальная энергия импульса – 30 мДж, длительность импульса - 6 нс и максимальная интенсивность на мишени – 10^{12} Вт/см²).

В нашей лаборатории разработан и успешно используется метод получения больших энергий электронов с использованием предимпульса наносекундной длительности. Наличие предимпульса повышает энергию генерируемых электронов на несколько порядков при постоянной мощности лазерного импульса (см. рис. 1).

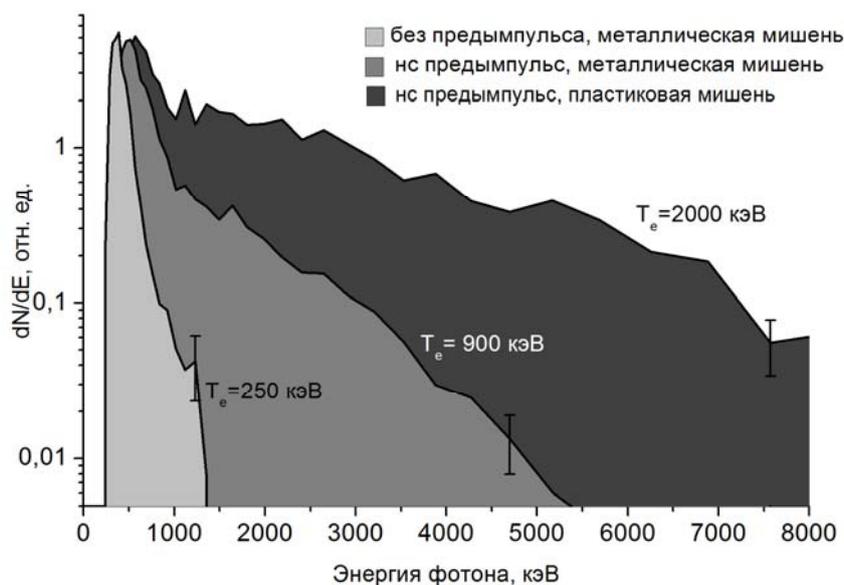


Рис.1. Спектр излучения плазмы.

В экспериментах с прямым облучением тонкой пленки из лавсана были получены пространственные изображения электронных пучков при разных условиях генерации (см. рис. 2). Анализ результатов позволяет сделать вывод о возможности получения

пучков электронов с малой расходимостью, что будет отражено в конструкции спектрометра.

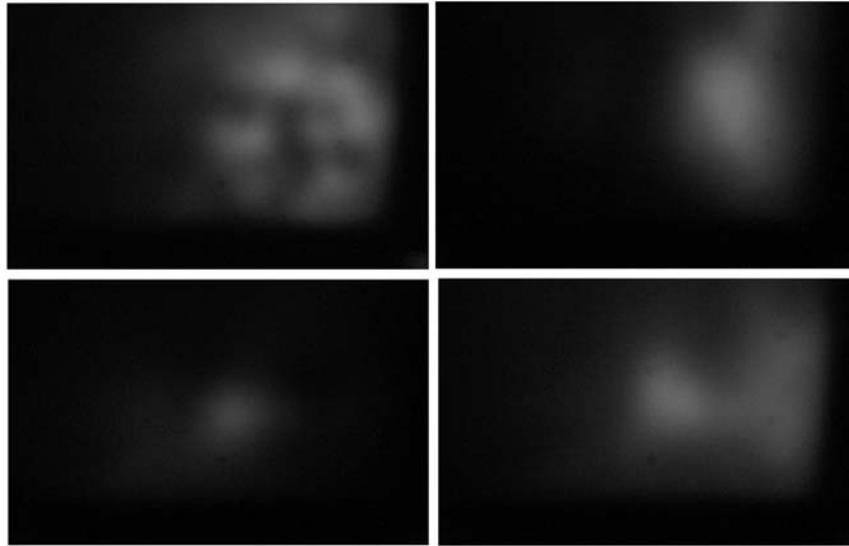


Рис.2. Изображения электронных пучков.

На разрабатываемом спектрометре в дальнейшем планируется измерение спектров позитронов и электронов.

Работа поддержана грантами РФФИ №16-02-00213, 16-02-00263.

Литература

1. D. Umstadter, “Relativistic laser-plasma interactions” // J. Phys. D, **36**, 151-165 (2003);
2. Hui Chen, et al. “Making relativistic positrons using ultraintense short pulse lasers” // Physics of Plasmas **16**, 122702 (2009);

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА В КРИСТАЛЛЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА-ПОЛУПРОВОДНИКА $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ МЕТОДОМ ВРЕМЕННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Гришунин К.А., Брехов К.А.

МТУ (МИРЭА), Институт электроники, Москва, Россия

E-mail: lpkirr@gmail.com

Одной из основных задач современной микро – и наноэлектроники является увеличение скорости записи и считывания информации. Для ее решения постоянно ведется поиск новых материалов, позволяющих создавать многофункциональные элементы электронной компонентной базы нового поколения, а также проводится всестороннее исследование функциональных и структурных свойств этих материалов.

Традиционными объектами исследований в этой области являются различные магнитные материалы и структуры, т.к. в них возможно переключение магнитного момента путем воздействия сверхбыстрых электромагнитных импульсов. Например, фемто-секундных лазерных импульсов.

В отличие от магнитного состояния, оптическое управление сегнетоэлектричеством может оказаться гораздо проще, т.к. сегнетоэлектрический параметр порядка (поляризация) напрямую связан со степенью свободы решетки. Для исследования этой возможности был выбран материал $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$, т.к. он по своей природе является сегнетоэлектриком-полупроводником

В нем ожидается возможность оптического управления при помощи фемтосекундных лазерных импульсов состоянием поляризации путем когерентного квантового контроля фононов для нового поколения электронных устройств высокоскоростной обработки и хранения информации.

Были проведены экспериментальные исследования температурной зависимости нелинейно-оптического отклика в кристалле сегнетоэлектрика-полупроводника $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ в области температуры фазового перехода. Методом спектроскопии временного разрешения исследована динамика релаксации нелинейно-оптического отклика кристалла $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ в пикосекундном временном диапазоне при переходе через температуру фазового перехода. Сделаны выводы об отсутствии эффективного изменения температуры Кюри кристалла под действием фемтосекундного лазерного излучения, а также о низком пороге разрушения материала.

Текущие результаты являются основой для дальнейших исследований сверхбыстрого управления сегнетоэлектрической поляризацией путем фемтосекундных лазерных импульсов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (грант 14.Z50.31.0034).

ЗАПИСЬ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Черников А.С., Хорьков К.С.

Владимирский ГУ им. А.Г. и Н.Г. Столетовых, Владимир, Россия

E-mail: nacho17x08@gmail.com

Волоконная брэгговская решетка (ВБР) представляет собой распределенный брэгговский отражатель (разновидность дифракционной решетки), сформированный в сердцевине оптического волокна (ОВ), способный отражать определенные длины волн света и пропускать все остальные. ВБР показателя преломления нашли широкое применение в различных устройствах волоконной оптики: в сенсорных устройствах в качестве чувствительных элементов, в волоконных лазерах в качестве спектральных фильтрах и др.

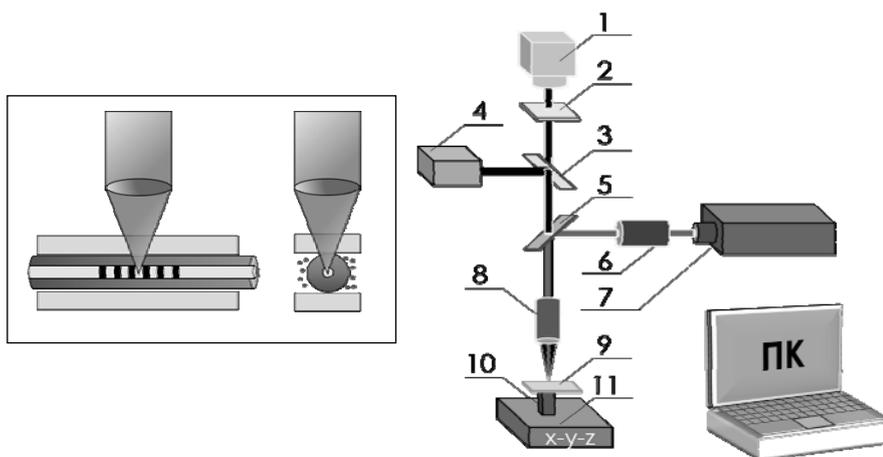


Рис. 1. Схема записи ВБР пошаговым методом фемтосекундным лазерным излучением:

1 – камера, 2 – светофильтр, 3 – полупрозрачное зеркало, 4 – подсветка, 5 – дихроичное зеркало, 6 – поляризационный ослабитель, 7 – фемтосекундный лазер, 8 – фокусирующий объектив, 9 – образец, 10 – держатель образца, 11 – x-y-z прецизионная платформа

Перспективным и быстро развивающимся методом создания ВБР является технология фемтосекундной записи. Наиболее важным преимуществом данной технологии является возможность модификация нефоточувствительных материалов. Также можно обрабатывать ОВ лазерным излучением без повреждения полимерной оболочки. Одной из реализаций технологии создания ВБР с помощью фемтосекундного излучения является метод пошаговой записи. В данном случае ОВ располагается на высокоточном автоматизированном трехкоординатном столе, который перемещает образец в процессе записи. Чтобы скомпенсировать влияние кривизны поверхности ОВ на фокусировку излучения, образец располагается между двумя кварцевыми стеклами, пространство между ними заполняется иммерсионной жидкостью.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-32-00760 мол_а и конкурса УМНИК договор № 0018525.

Литература

1. Васильев С.А. Волоконные решетки показателя преломления и их применение / С.А. Васильев, О. И. Медведков, И. Г. Королев, А. С. Божков, А. С. Курков, Е. М. Дианов // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35. – № 12. – С. 1085-1103.

ЛАЗЕРНАЯ ОБРАБОТКА МАТЕРИАЛОВ В РЕЖИМЕ МНОЖЕСТВЕННОЙ ФИЛАМЕНТАЦИИ

Чкалов Р.В.¹, Хорьков К.С.²

*Владимирский ГУ имени А.Г. и Н.Г. Столетовых, Владимир, Россия
E-mail: freeod@mail.ru*

Изменение пространственного профиля распределения интенсивности лазерного пучка вследствие нелинейного изменения показателя преломления среды от интенсивности излучения приводит к формированию динамически высокоинтенсивных структур, устойчивых к возмущениям на протяженном участке – филаментов [2].

Были собраны экспериментальные схемы исследования формирования и распространения филаментов фемтосекундного лазерного излучения и сопровождающихся процессов. В качестве основного источника лазерного излучения использовалась фемтосекундная Ti:Sapphire-лазерная система.

Проведение экспериментов при сканировании лазерным излучением по поверхности образца нержавеющей стали (SS304) осуществлялось при скоростях от 1 мм/с до 1000 мм/с. Лазерная обработка осуществлялась с перекрытием пятна лазерного пучка (диаметр порядка 80 мкм) при каждой последующей линии сканирования. С помощью электронного растрового микроскопа были зарегистрированы выделенные структуры в виде конусов или микроколон (Рис. 1).

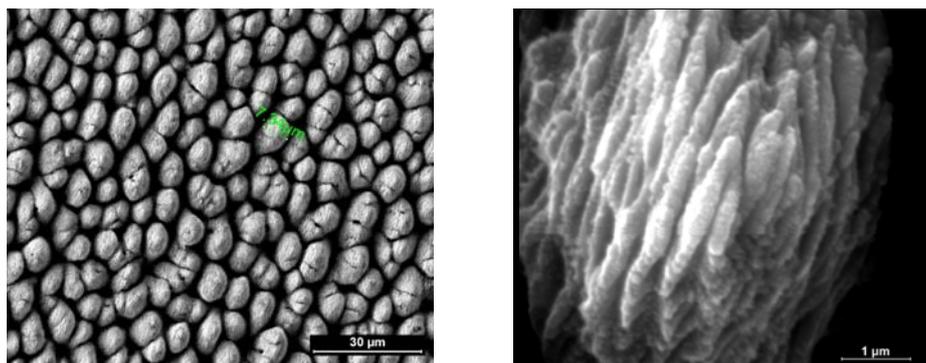


Рис. 1. РЭМ-изображения области воздействия лазерного излучения

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-32-00760 мол_а.

Литература

1. Абрамов Д.В., Аракелян С.М., Маков С.А., Прокошев В.Г., Хорьков К.С. Формирование системы микрократеров на поверхности титана при воздействии фемтосекундным лазерным излучением в условиях быстрого охлаждения // Письма в ЖТФ. – 2013. – Т. 39. – №. 16.
2. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // Квантовая электроника. – 2009. – Т. 39. – №. 3. – С. 204-227.
3. Tao H. et al. Formation of strong light-trapping nano-and microscale structures on a spherical metal surface by femtosecond laser filament // Applied Physics Letters. – 2012. – Т. 100. – №. 20. – С. 201111.

ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ДВУМЕРНЫХ СЛОЯХ ДИХАЛЬКОГЕНИДОВ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

Шестакова А.П., Лавров С.Д.

МГУ (МИРЭА), Институт электроники Москва, Россия

E-mail: nastik_shestakova@mail.ru

Дихалькогениды переходных металлов (MoS_2 , WS_2 и т.п.) рассматриваются в качестве материалов двумерной электроники, которые могут дополнить графен при создании устройств наноэлектроники. В отличие от графена, у которого запрещенная зона отсутствует, двумерные слоистые дихалькогениды обладают запрещенной зоной порядка $E_g \sim 1.2 - 1.4\text{eV}$ [1], превращаясь из непрямозонных объемных полупроводников в прямозонные. Таким образом, изменяя толщину слоя, можно заданным образом изменять важнейшие параметры материала: оптические переходы, проводимость, подвижность электронов, параметры электронной релаксации, и т.д. Размерные эффекты проявляются в зонной структуре дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) при толщинах от монослоя до 5-7 слоев, поэтому более толстые наноразмерные пленки ДПМ рассматриваются как объемные материалы.

Двумерные ДПМ обладают уникальными оптическими свойствами. Прежде всего, в двумерных ДПМ при комнатной температура наблюдаются экситонные линии в спектре люминесценции, причем интенсивность этих линий наибольшая для монослоев, а затем уменьшается на несколько порядков уже при переходе к 5 слоям. Характеристики фотолюминесценции могут служить и мерой толщины слоя, и мерой качества (последнее более важно для осажденных монослоев ДПМ, поскольку часто такие слои имеют дефекты, которые приводят к тушению люминесценции). В наноразмерных слоях ДПМ наблюдается эффективная генерация второй оптической гармоники (ГВГ). ГВГ используется для определения кристаллографической ориентации «чешуек» или микрокристаллитов в осажденных пленках ДПМ [2,3]. Во многих работах сообщается о значительном усилении ГВГ (увеличении квадратичной нелинейной восприимчивости) по сравнению с объемными кристаллами ДПМ, что имеет фундаментальный интерес [4].

В данной работе в приведен расчет интенсивности второй гармоники с учетом многократных отражений в пленке и в подложке, на которую эти слои были нанесены. Результаты численного моделирования сравниваются с экспериментальными данными, характеризующими зависимость интенсивности второй гармоники от толщины слоя ДПМ.

Синтез монокристаллов полупроводниковых соединений MoS_2 , WS_2 , WSe_2 осуществлялся методом газотранспортных реакций с использованием хлора или брома качестве газа-транспортёра. Температура в области роста кристаллов поддерживалась на уровне $930\text{--}950^\circ\text{C}$. Наноразмерные по толщине слои (от 1 до 100 нм) были получены методом твердотельной эксфолиации на подложку SiO_2/Si . Поскольку латеральный размер образцов не превышает нескольких микрон, то все оптические эксперименты проводились с использованием конфокального микроскопа (Alpha300S+, WITec), совмещенного с атомно-силовым микроскопом для измерения толщины. Для экспериментов по ГВГ использовались различные модификации титан-сапфирового лазера (Авеста-Проект) с длиной волны 800 нм. Для экспериментов по люминесценции использовалась вторая гармоника непрерывного лазера на алюмо-иттриевом гранате с длиной волны 532 нм.

Исследования спектров и интенсивности люминесценции являются важнейшими инструментами определения толщины и качества полученных наноразмерных слоев. Только в образцах с числом монослоев, меньшим пяти-семи, интенсивность экситонной люминесценции значительно выше, чем у объемных образцов, причем отношение между объемом и монослоем достигает нескольких сотен раз. Интенсивность экситонной люминесценции является также мерой бездефектности. Нами показано, что эксфолиированные слои, несмотря на наличие интеркалированных между слоями молекул галогена, которые можно рассматривать как дефекты, имеют существенно большую интенсивность люминесценции, чем слои, полученные методом послойного осаждения.

Азимутальные и поляризационные зависимости интенсивности ГВГ использовались для определения кристаллографической ориентации наноразмерных слоев ДПМ, а также для определения величины квадратичной восприимчивости исследуемых материалов. Результаты исследования интенсивности ГВГ от толщины слоя ДПМ свидетельствуют о двух эффектах, влияющих на величину сигнала. Первый – многолучевая интерференция в каждом из слоев структуры ДПМ/ SiO_2/Si , второй – политипизм монокристаллов ДПМ. Кроме того, в микроскопических изображениях, полученных на длине волны второй гармоники (400 нм) обнаружены краевые эффекты, заключающиеся в усилении или ослаблении интенсивности сигнала второй гармоники. В отличие от предложенных ранее интерференционных механизмов краевых эффектов, рассмотрены неинтерференционные механизмы. Возникновение краевых эффектов связано либо с повышенной концентрацией молекул галогенов Cl_2 и Br_2 , либо с электроиндуцированной второй гармоникой, возникающей вследствие изгиба зон на краях отдельных слоев кристаллов.

Экспериментальные исследования выполнены с использованием оборудования ЦКП «УНО «Электроника».

Литература

1. Lee H.S. и др. MoS_2 nanosheet phototransistors with thickness-modulated optical energy gap // *Nano Lett.* 2012. Т. 12, № 7. С. 3695–3700.
2. Li Y. и др. Probing symmetry properties of few-layer MoS_2 and h-BN by optical second-harmonic generation // *Nano Lett.* 2013. Т. 13, № 7. С. 3329–3333.
3. Clark D.J. и др. Strong optical nonlinearity of CVD-grown MoS_2 monolayer as probed by wavelength-dependent second-harmonic generation // *Phys. Rev. B.* 2014. Т. 90, № 12. С. 121409.
4. Janisch C. и др. Extraordinary Second Harmonic Generation in Tungsten Disulfide Monolayers // *Sci. Rep.* 2014. Т. 4, № с. С. 1–5.

ГЕНЕРАТОР ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЗАТРАВОЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СРЕДНЕМ ИК ДИАПАЗОНЕ (3 – 5 МКМ) ДЛЯ УСИЛИТЕЛЯ НА ОСНОВЕ СРЕДЫ $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ *Мигаль Е.А.**МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
ea.migalj@physics.msu.ru*

Создание источников излучения в среднем ИК диапазоне представляет большой интерес для решения многочисленных научных и прикладных задач. К основным областям применения таких систем относятся спектроскопические исследования, оптическая ближнепольная микроскопия, фемтохимия, а также задачи, связанные с генерацией высоких гармоник и аттосекундных импульсов. В последнее время нами была разработана концепция фемтосекундной лазерной системы субтераваттного уровня мощности в среднем ИК диапазоне на основе активной среды $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ [1]. При нормальных условиях в кристалле возможно реализовать усиление импульсов длительностью до 50 фс на центральной длине волны 4,4 мкм. Однако для этого требуется достаточно широкополосный затравочный импульс. Такая задача может быть успешно решена на основе оптических параметрических усилителей сверхкоротких импульсов.

Осуществить преобразование в требуемый диапазон длин волн (3 – 5 мкм) на базе параметрического усиления, имея такой источник излучения, как хром-форстеритовый лазер, возможно несколькими способами с использованием различных нелинейно-оптических кристаллов. Проведенный анализ существующих работ в этой области [2] показал, что наиболее эффективным и простым с конструктивной точки зрения способом преобразования в требуемый диапазон является прямое параметрическое усиление в нескольких каскадах. Выбор кристалла в таком случае основывается на следующих параметрах: а) диапазон прозрачности кристалла; б) спектральная ширина усиления; в) величина усиления; г) коммерческая доступность. Сравнивая указанные характеристики для различных кристаллов было установлено, что наиболее эффективно осуществить преобразование в средний ИК диапазон возможно в кристалле AgGaS_2 (AGS).

Эксперименты по параметрическому усилению проводились в коллинеарной геометрии с использованием кристаллов AGS длиной 2 мм, вырезанных под углом 42 градуса к оптической оси, в двух последовательных каскадах. Накачка осуществлялась основным излучением хром-форстеритового лазера, имеющим следующие параметры: длина волны 1240 нм, длительность 200 фс, энергия до 2 мДж. Затравочное излучение в области усиления сигнальной волны (1600 – 1800 нм) создавалось при фокусировке небольшой части излучения хром-форстеритового лазера (20 мкДж) в кристалл Nd:YAG. Предварительно были произведены эксперименты по оптимизации длины кристалла Nd:YAG и параметров фокусировки для достижения максимальной выходной энергии в требуемом диапазоне длин волн, а также стабильности генерации. По результатам экспериментов был выбран кристалл длиной 40 мм. В первом каскаде параметрического усиления затравочное излучение смешивалось в кристалле AGS с излучением накачки (энергия 400 мкДж). Плотность мощности накачки на кристалле составляла 120 ГВт/см². Затем усиленное в 16 раз затравочное излучение на центральной длине волны 1750 нм с энергией ~160 нДж и длительностью 200 фс направлялось во второй кристалл AGS. Плотность мощности накачки на кристалле поддерживалась также 120 ГВт/см². Энергия генерируемого во втором каскаде холостого импульса составила ~350 нДж. Для диагностики его спектра использовался узкополосный перестраиваемый калиброванный интерференционный фильтр. Длительность ИК импульса контролировалась с помощью кросс-корреляционной методики основанной на измерении пропускания пластины германия, на поверхности которой создавалось плазменное зеркало. Результаты измерений спектра и длительности приведены на рис. 1.

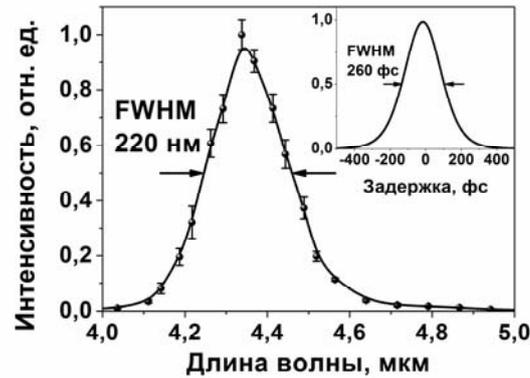


Рис. 1. Результаты измерений спектра и кросс-корреляционной функции (вставка) выходного ИК импульса.

Таким образом, на выходе из параметрического усилителя удалось получить затравочное излучение в среднем ИК диапазоне со следующими характеристиками: центральная длина волны 4,3 мкм, ширина спектра 220 нм, длительность 170 фс, энергия 350 нДж. Предварительные эксперименты с кристаллом $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ показали возможность дальнейшего эффективного усиления созданного затравочного излучения в схеме многопроходowego усилителя.

Литература

1. F. V Potemkin et al, "Toward a sub-terawatt mid-IR (4–5 μm) femtosecond hybrid laser system based on parametric seed pulse generation and amplification in $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$," *Laser Phys. Lett.* 13, 015401 (2016).
2. V. Petrov, "Frequency down-conversion of solid-state laser sources to the mid-infrared spectral range using non-oxide nonlinear crystals," *Prog. Quantum Electron.* 42, 1–106 (2015).

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАССИВОВ ПЛАЗМОННЫХ НАНОЧАСТИЦ

Самойлова И.А.

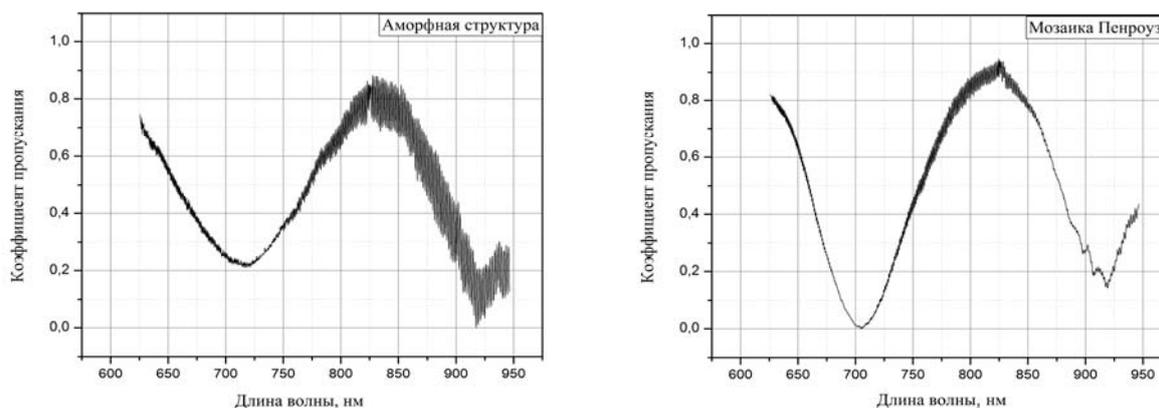
МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: samoylova@shg.ru

В настоящее время метаматериалы являются объектом интенсивных исследований. Как правило, это композитные среды, содержащие массивы объектов нанометрового масштаба – мета-атомов, которые бывают комбинированного состава и различных форм, причем их взаимное расположение тоже влияет на оптические свойства среды. Расстояния между элементами (как и сами мета-атомы) меньше длины волны оптического излучения и поэтому метаматериалы взаимодействуют со светом как среды с эффективной диэлектрической и магнитной проницаемостями. Такие структуры могут применяться во многих областях, в создании сверхлинз, разработке новых носителей информации, а также, в новой области науки – нанофотонике, которая становится альтернативой электронике и позволит создавать устройства управления свойствами электромагнитного излучения. Фундаментом в создании устройств на основе наноструктур является оптимизация их оптических свойств. Для этого необходимо понимание зависимости характеристик массивов плазмонных наночастиц от их пространственной симметрии.

В работе изучались структуры, изготовленные С.С. Крюком из Австралийского Национального Университета [1, 2]. Образцы состоят из массива трехслойных дисков золото-фторид магния–золото (диаметр 140 нм, толщина каждого слоя 30 нм), в

которых возможно возбуждение двух типов резонансов: электродипольного, соответствующего синфазным колебаниям электрического поля в двух золотых нанодисках, и магнитодипольного, при котором такие колебания происходят в противофазе. В спектре пропускания наблюдаются два минимума, соответствующие возбуждениям плазмонов двух типов [3]. Для определения влияния расположения элементов в структуре на её оптические свойства был проведен эксперимент с использованием 4-х образцов различной симметрии: квадратная решетка, гексагональная решетка, мозаика Пенроуза и хаотичная морфология.



В работе исследовалась чувствительность электродипольного и магнитодипольного резонансов к симметрии образца. Были получены экспериментальные графики, иллюстрирующие смещение положения резонансов при азимутальном вращении образцов при сохранении нормального падения света, а также, при изменении угла падения на фиксированный образец. Проведен численный расчет спектров пропускания и картин распределения электромагнитного поля в структуре методом конечных элементов в пакете Comsol Multiphysics для сравнения с результатами эксперимента.

По полученным спектрам прохождения оптического излучения видно, что трансляционная симметрия мета-атомов приводит к анизотропии свойств структуры, однако при хаотическом расположении наночастиц, когда можно говорить об изотропности, резонансы становятся менее выраженными, т.е. оптические эффекты ослабевают вследствие сильного рассеяния. Компромисс может быть достигнут или для массива с более высоким порядком симметрии, или для массива, у которого отсутствует ближний порядок и трансляционная симметрия, однако, присутствует дальний порядок, т.е. упорядоченность, повторяющаяся на неограниченно больших расстояниях. Наибольшая изотропность при хорошей добротности резонансов выявилась в массивах, где наноземента расположены на подложке в виде мозаики Пенроуза.

Литература

1. M. Albooyeh, S. Kruk, C. Menzel, C. Helgert, M. Kroll, A. Krysinski, M. Decker, D. N. Neshev, T. Pertsch, C. Etrich, C. Rockstuhl, S. A. Tretyakov, C. R. Simovski, and Yu. S. Kivshar Optical metamaterials with quasicrystalline symmetry: Symmetry-induced optical isotropy // *Sci. Rep.* 4, 4484 (2014).
2. Kruk S. S. Optical metamaterials with quasicrystalline symmetry: Symmetry-induced optical isotropy // *2013 Phys. Rev. B* 88, 201404(R)
3. Kolmychek I.A., Bykov A.Yu, Mamonov E.A., Murzina T.V., Second-harmonic generation interferometry in magnetic-dipole nanostructures // *Optics Letters* 40 (16), 3758-3761 (2015).

КВАНТОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КЛЮЧА ЧЕРЕЗ СВОБОДНОЕ ПРОСТРАНСТВО ПРИ ВРЕМЕННОМ КОДИРОВАНИИ

Агапов Д.П.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: dimaagapov@mail.ru

Безопасные способы передачи информации необходимы в любых отраслях человеческой деятельности, одна из перспективных технологий в этой области, это квантовая криптография[1,2]. В данной технологии ключевыми шагами является формирование протокола для передачи информации и частиц с подходящими свойствами. В работе представлен разработанный алгоритм формирования протокола основанного на временной корреляции и поляризационной запутанности. А также экспериментальная установка позволяющая формировать ключ, и передавать информацию с высокой степенью секретности. Фотоны с указанными выше свойствами получены с помощью двух нелинейных кристаллов ВВО[3].

Благодарности

Выражаю благодарности Магницкому С.А., являющемуся научным руководителем, за всестороннюю помощь, постановку проблемы и критические замечания. А также, Фроловцеву Дмитрию и Гостеву Павлу за помощь в реализации установки и разработке протокола.

Литература

1. Бауместер Д., Экерт А., Цайлингер А. Физика квантовой информации. М.: Постмаркет 2002.
2. Bennett G., Brassard C. Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing // Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal processing, India. 1984, p. 175
3. Rangarajan R., Goggin M. , Kwiat P. Optimizing type-I polarization-entangled photons // Optics Express. 2009, №17 (21), p. 18920.

СВЕРХБЫСТРЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ НА ОСНОВЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО LT-GAAS

Хусяинов Д.И., Буряков А.М.

Московский технологический университет (МИРЭА), Москва, Россия
E-mail: buriakovam1989@gmail.com

Низкотемпературный Арсенид Галлия (LT-GaAs) является одним из перспективных материалов в сфере сверхскоростных телекоммуникаций. Использование его в сверхбыстрых оптических коммутаторах[1] позволит многократно ускорить передачу данных, поскольку носители заряда в рассматриваемом материале имеют большую подвижность и меньшее время жизни, в отличии от структур GaAs на подложке Si [2]. Также активно ведутся исследования создания терагерцевых антенн на основе LT-GaAs, которые предполагается использовать в системах безопасности для обнаружения взрывчатых веществ[3].

Для исследования динамики носителей заряда была использована методика оптической «накачки-зондирования». Основная идея метода заключается в разделении лазерного импульса на два разной мощности: зондирующий и возбуждающий. В качестве лазерного излучения использовался фемтосекундный Ti:sapphire лазер с длинной волны 800 нм и длительностью импульса 100 фс. Возбуждающий импульс, пройдя через линию задержки фокусировался на поверхности образца. Коэффициент отражения

зондирующего импульса измерялся, как функция интервала между возбуждающим импульсом и зондирующим, который после анализа позволял определить времена релаксации носителей заряда в исследуемых образцах.

В качестве исследуемых образцов был использован LT-GaAs до и после ростового отжига (структуры B_1 и B_2). Образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии при относительно низких температурах (300–400 градусов Цельсия) на подложке GaAs с ориентацией (100). Ширина запрещенной зоны GaAs в объеме составляет $E_g \approx 1.4$ эВ [4].

Были получены характерные временные зависимости для структур B_1 и B_2 от интенсивности рис.1. На Рис.1 видно, что после возбуждения полупроводников энергией фотонов 1.5 эВ, резко увеличивает концентрация носителей заряда за счет генерации, а затем происходит их рекомбинация.

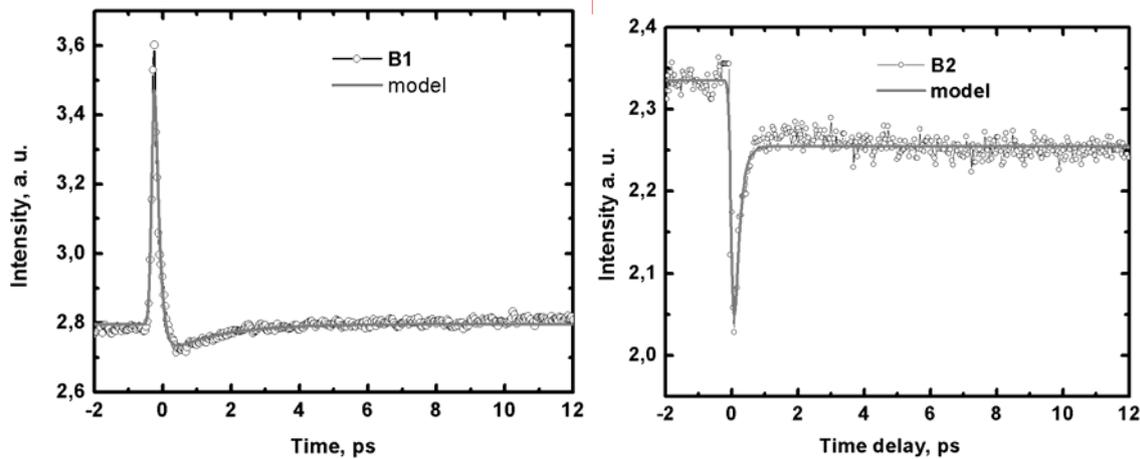


Рис.1. Зависимость интенсивности отраженного луча зондирования от времени задержки между импульсами для образца B_1 и B_2 . Сплошная линия – аппроксимация в рамках выбранной модели.

Для получения количественного анализа наблюдаемых процессов была проведена аппроксимация экспериментальных данных на примере, разработанного ранее для описания аналогичных процессов в прямозонных полупроводниках [5–7].

Полученные времена релаксации приведены в таблице. Характерное время релаксации τ_1 для структур B_1 и B_2 одного порядка. Однако время τ_2 для $B_2 \gg B_1$. Такое поведение временной релаксации возможно связано с тем, что концентрация дефектов в LT-GaAs после отжига уменьшается, как было описано в работе [8].

Таблица 2. Времена релаксации

Номер материала	B_1	B_2
τ_1 , пс	0.16	0.16
τ_2 , пс	1.50	$\gg 100$

Таким образом, проведены исследования полупроводников LT-GaAs с использованием методики фемтосекундной лазерной спектроскопии «накачка-зондирование». В ходе эксперимента, при возбуждении поверхности образца фемтосекундными импульсами были получены зависимости сигналов отклика от времени. Проведена аппроксимация и получены характерные времена релаксации. Показано, что отжиг структуры уменьшает время релаксации. Такое поведение вероятнее всего связано с уменьшением концентрации дефектов в структуре [8].

Экспериментальные исследования выполнены с использованием оборудования ЦУП «УНО «Электроника».

Литература

1. Obata T. et al. Photoluminescence of nearly stoichiometric LT-GaAs and LT-GaAs/AlAs MQW // J. Cryst. Growth. 2001. Vol. 228. P. 112–116.
2. McIntosh K. a. et al. Terahertz photomixing with diode lasers in low-temperature-grown GaAs // Appl. Phys. Lett. 1995. Vol. 67, № October. P. 3844.
3. Shao-Heng C., Ming-Long F., Pin S. Investigation and Comparison of Work Function Variation for FinFET and UTB SOI Devices Using a Voronoi Approach // Electron Devices, IEEE Trans. Electron Devices, IEEE Trans. Electron Devices, IEEE Trans. 2013. Vol. 60, № 4. P. 1485–1489.
4. Blakemore J. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53, № 10. P. R123–R181.
5. Debuf D., Shrivastava Y., Dunn A. General analytic solution to the Shockley-Read-Hall rate equations with a single-level defect // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 65, № 24. P. 245211.
6. Sosnowski T.S. et al. High-carrier-density electron dynamics in low-temperature-grown GaAs // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 70, № 24. P. 3245.
7. Wells N.P. et al. Transient reflectivity as a probe of ultrafast carrier dynamics in semiconductors: A revised model for low-temperature grown GaAs // J. Appl. Phys. 2014. Vol. 116, № 7. P. 073506.
8. Лаврухин Д.В. et al. Исследование оптических свойств GaAs , выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии при низких температурах роста , с δ -легированными слоями Si. 2015. P. 932–935.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПО НАВЕДЁННОМУ
ПУЧКОМ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ФИЛАМЕНТОВ ВОЛНОВОДУ В ВОЗДУХЕ

Панкратов В.В., Шипило Д.Е., Яндульский М.М.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: shipilodan-frya@mail.ru

Рекомбинация плазмы фемтосекундного филамента [1] ведет к формированию узкой протяженной области с повышенной на ~ 100 К температурой, которая является источником акустических волн [2]. Цель настоящей работы состоит в исследовании канализирования оптического излучения наносекундной длительности в виртуальном волноводе, созданным акустическими волнами пучка филаментов в воздухе.

Пусть в среде с температурой θ_0 имеется возмущение температуры $T_0(x, y)$, вызванные рекомбинацией плазмы филамента. Тогда представляя плотность газа ρ в виде $\rho = \rho_0 + \rho'$, где ρ_0 и ρ' — плотность невозмущенного воздуха и её возмущение, причем $|\rho'| \ll \rho_0$, можно получить волновое уравнение:

$$\Delta \xi - \frac{\mu}{\gamma R (\theta_0 + T_0(x, y))} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

для функции $\xi(x, y, t) = (\rho_0 + \gamma \rho'(x, y, t))(\theta_0 + T_0(x, y))$. Здесь $\mu = 28.98$ г/моль — молярная масса воздуха, $R = 8.31$ Дж/(моль \times К), $\theta_0 = 300$ К — температура окружающей среды, $\gamma = 1.4$ — показатель адиабаты воздуха.

Возмущение плотности ρ' формирует в воздухе добавку к показателю преломления, выражение для которой представлено в [3]. Распространение оптического излучения по волноводной структуре с наведённым профилем показателя преломления описывается параболическим уравнением для комплексной амплитуда поля $A(x, y, z)$:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} A = i \frac{2k \Delta n}{2} A, \quad (2)$$

где z - координата распространения, (x, y) - поперечные координаты, k – волновое число, Δn – добавка к показателю преломления среды.

Рассмотрим регулярную структуру филаментов с центрами по углам квадрата со стороной 1 мм, диаметр филамента составляет 100 мкм в соответствии с [1]. В этом случае в геометрическом центре структуры образуется максимум добавки преломления, время жизни которого ~ 200 нс, что позволяет эффективно транспортировать излучение наносекундной длительности (см. рис. 1).

На рис. 2 показана зависимость максимальной интенсивности для задержки между фемтосекундным и наносекундным импульсами $t = 200$ нс. Хотя эта задержка не является оптимальной, соответствующей максимуму на рис. 1 (а), удаётся достичь эффективного каналирования излучения: максимальная интенсивность не падает ниже начальной, а в ряде точек достигает значений выше её примерно на порядок.

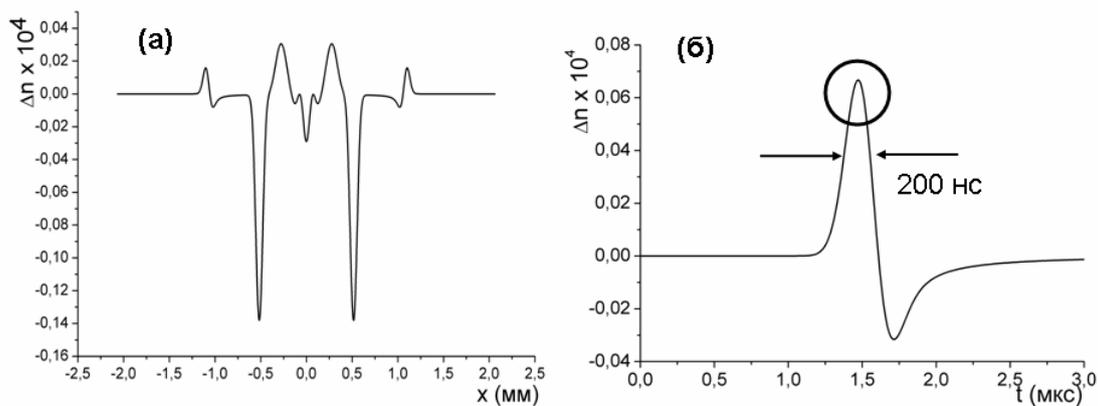


Рис. 1. (а) Пример распределения добавки к показателю преломления Δn ; (б) зависимость величины Δn в точках $x=0, y=0$ от времени

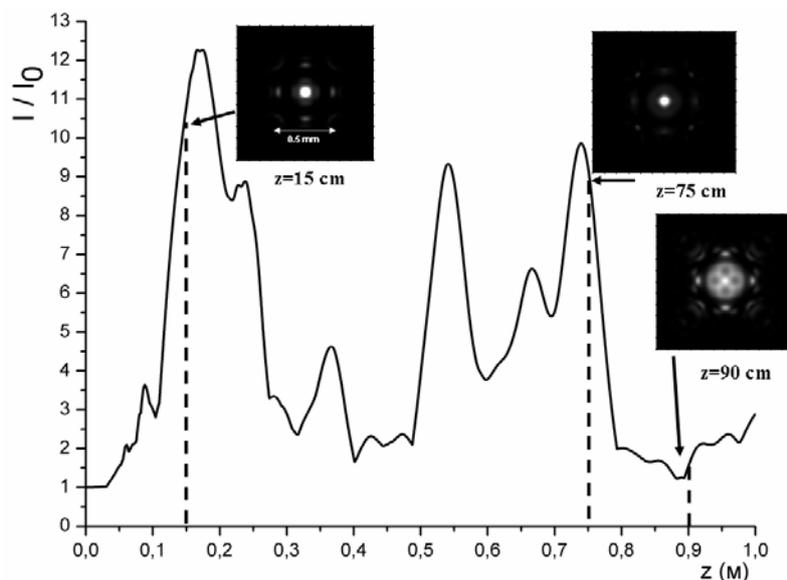


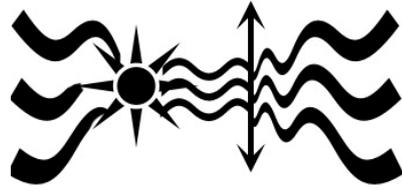
Рис. 2. Распределение максимальной интенсивности излучения на дифракционной длине пучка в момент времени $t = 2$ мкс

Литература

- [1] В.П. Кандидов, С.А. Шленов, О.Г. Косарева. «Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения». Квант. Электроника, 2009, **39**(3), 205–228.
- [2] J.K. Wahlstrand, N. Jhaji, E.W. Rozenhal, S. Zahedpour, Y.V. Vilchvtrg. “Direct imaging of the acoustic waves generated by femtosecond Filaments in air” Optics Letters. 2014. **39**. 1290–1293.
- [3] J.C. Owens. “Optical Refractive Index of Air: Dependence on Pressure? Temperature and Composition”. Appl. Opt. 1967. **6**. 51–59 (1967).

ОПТИКА

Председатели:
с.н.с. Доленко Татьяна Альдефонсовна
проф. Короленко Павел Васильевич
проф. Наний Олег евгеньевич



ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ПРИ СОЗДАНИИ МИКРОПЛАЗМЫ В ГАЗОВЫХ СРЕДАХ

Синько А.С., Бородин А.В., Есаулков М.Н., Солянкин П.М., Шкуринов А.П.

МГУ имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: Sinko-260395@mail.ru

Генерация ТГц излучения в микроплазме является перспективной задачей в связи с тем, что этот метод позволяет перейти к локализации источника и к меньшим энергиям возбуждения, а значит к более дешевым лазерным системам.

В данной работе проводилось исследование пространственного профиля плазменного облака в условиях микрофокусировки. Результаты, полученные в ходе этой работы, могут быть использованы для того, чтобы охарактеризовать источник ТГц излучения и предсказать его направленность.

Для создания плазмы использовалось излучение регенеративного усилителя титан-сапфирового лазера SpectraPhysics Spitfire Pro, представляющее собой импульсы длительностью 150 фс с энергией до 2 мДж и центральной длиной волны 797 нм, следующие с частотой повторения 1 кГц. Для изменения условий фокусировки использовался набор линз и объективов с апертурой в диапазоне от 4 до 10 мм и фокусным расстоянием от 2 до 8 мм. Для каждой линзы производилась серия измерений с разными энергиями входного пучка. В зависимости от материала и размера линз, используемых в эксперименте, выбиралась максимальная энергия пучка, который на нее падал. Для акриловых линз эта энергия не превышала 150 мкДж в импульсе, для стеклянных – 250 мкДж в импульсе.

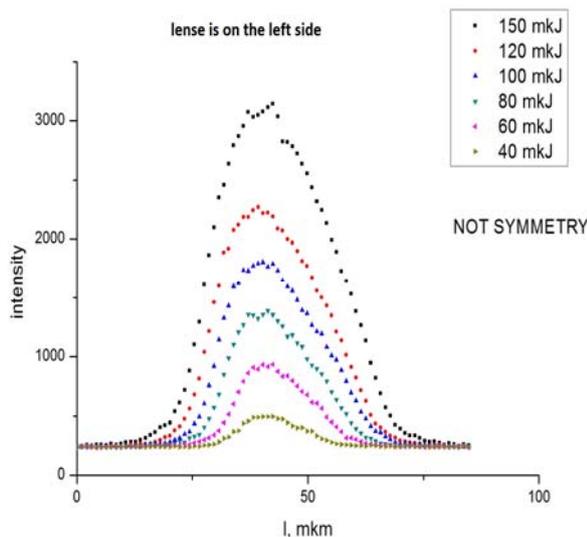


Рис. 1. Продольный профиль

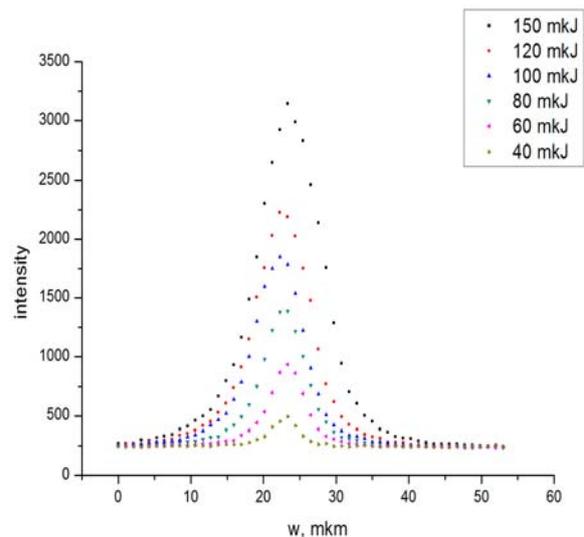


Рис. 2. Поперечный профиль

Для определения геометрических размеров микроплазмы, она для каждого режима интенсивности и числовой апертуры фотографировалась сбоку при помощи ПЗС-

камеры Photometrics Coolsnap. Для фотографирования микроплазмы использовался 8-кратный объектив ЛОМО. Было получено разрешение порядка 0.5 мкм на пиксель.

В результате были определены продольные и поперечные размеры плазменного облака для каждой линзы в зависимости от энергии импульса и апертуры пучка, а также было исследовано свойство симметрии продольного профиля светимости микроплазмы.

Ниже приведен результат для одной из линз ($f=6,24$ мм; $\text{Ø}=7,2$ мм), а также схема установки (К1 — камера, Л1 — фокусирующая линза, А1 — ирисовая диафрагма, Г1 и Г2 — пара призм глана):

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОТОКОВ ЖИДКОЙ СРЕДЫ ФОТОМЕТРИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Вологдин В.А.

*Санкт – Петербургский политехнический университет Петра Великого,
институт физики нанотехнологий и телекоммуникаций, Санкт-Петербург,
Россия, E-mail: joy214@rambler.ru*

Экспериментальные и теоретические исследования движения потоков жидкостей и суспензий являются одной из актуальных задач фундаментальной физики [1 – 3]. Полученные результаты исследований необходимы для совершенствования конструкций измерителей физических величин потока, а также для разработки новых методов их измерения.

Наиболее сложным является исследования потоков агрессивных и опасных сред (например, бензол, гептан или концентрированная серная кислота), а также в биологических растворах и медицинских суспензиях, где требуется соблюдение условий стерильности. Исследования в этих средах желательнее проводить приборами, в которых при измерениях отсутствует непосредственный контакт с исследуемой средой. В настоящее время разработано большое число бесконтактных методов. В случае течения жидкости по прозрачному трубопроводу, её скорость можно измерять методом, основанным на эффекте Доплера. По измеренным значениям скоростей можно построить форму потока и определить характер течения (ламинарный и турбулентный). Но широкого применения, как для исследования текущих жидкостей, так и для измерения их расхода q данный метод не получил. Как показали проведенные эксперименты, чтобы измерять скорость движения жидкости с погрешностью не выше 1 %, размер частиц, на которых происходит рассеяние лазерного излучения, должен быть не меньше λ . Это является одной из особенностей данного фотометрического метода.

Поэтому во многих ранее проведенных экспериментах в воду и другие среды добавляли различные химические компоненты или частицы. Но при исследовании опасных жидкостей или суспензий на химических или фармацевтических производствах использование таких добавок исключено. Поэтому для исследования структуры потока опасных жидкостей и суспензий в трубопроводах применяются ЯМР спектрометры [3, 4].

Но в связи с использованием систем жизнеобеспечения человека, а также производством искусственных сосудов очень актуальной является задача определения внутренних дефектов в трубопроводах бесконтактным методом. Данная проблема, также актуальна при производстве биологических растворов и медицинских суспензий. Так как в зоне дефекта происходит скопление веществ с последующим образованием инородной частицы. Отрыв которой может привести к непредсказуемым последствиям. Методы ЯМР в текущей жидкости не позволяют определять эти дефекты [3, 4]. Одним из возможных вариантов решения этой проблемы может быть применение фотометрических методов.

Проведенные нами исследования на экспериментальной установке, собранной по дифференциальной схеме, скорости потока жидкой среды V в трубопроводе с внутренним диаметром d , показали изменение значений V по поперечному сечению трубопро-

вода над зоной расположения внутреннего дефекта. На рис. 1а представлена конфигурация дефекта и его размещение в трубопроводе.

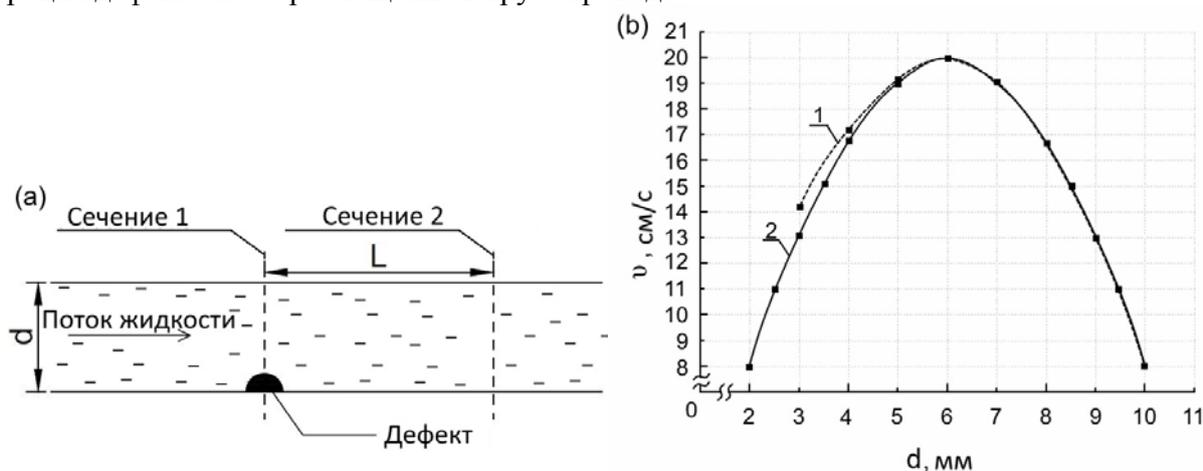


Рис 1(a,b). Конфигурация и положение дефекта в трубопроводе

На Рис. 1(b) в качестве примера представлены результаты измерений скоростей текущей жидкости в двух сечениях трубопровода расположенных на расстоянии $L = 20$ см (Рис. 1(a)). В эксперименте использовалась водопроводная вода с добавками окисленного в воде железа – 3 (размер частиц 1 – 3 мкм).

Полученные экспериментальные результаты позволяют устанавливать предложенным нами методом наличие внутренних дефектов в трубопроводе с d от 4 мм в виде выпуклостей в сечении трубопровода по изменению значений V . В случае внутреннего дефекта в форме трещины в трубопроводе, определить её методом измерения скорости потока достаточно сложно. Так как около трещины рядом со стенкой трубопровода образуется вихревая зона. Скорость потока жидкости в этой зоне меняется незначительно, по сравнению с зоной у противоположной стенки трубопровода, у которой нет трещины.

Поэтому, нами для определения дефектов данного типа в трубопроводах разработана следующая методика. Фотокамерой регистрируется спекл-картина прошедшего рассеянного лазерного излучения от текущего потока. Изменения в форме спекл-структуры, возникающие от вихревых потоков в зоне дефекта при протекании потока жидкости, обладают особенностями, по которым можно определить наличие этих дефектов.

Проведенные эксперименты показали, что предлагаемый нами метод гораздо эффективнее и надежнее чем определение дефектов на внутреннем диаметре трубопровода оптическими методами без использования текущего потока жидкости.

Литература

1. Rozanov N N 2012 *Optics and Spectroscopy* 113 613
2. Popovac M, Hanjalic K 2007 *Flow, Turbulence and Combustion* 78 177
3. Davydov V V, Dudkin V I, Vologdin V A 2015 *Journal of Applied Spectroscopy* 82 936
4. [4] Karseev A Yu, Vologdin V A, Davydov VV 2015 *Journal of Physics: Conference Series* 643 012108

ЭФФЕКТИВНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В АНСАМБЛЯХ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ

Колчин А.В., Пугачев Д.Ю.

МГУ им Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: avkolchin@physics.msu.ru

В настоящее время активно ведутся поиски новых наноматериалов с улучшенными оптическими свойствами для применения в различных приложениях фотоники. Повы-

шенным интересом в исследованиях такого рода обладают ансамбли кремниевых нанонитей (КНН) [1].

В нашей работе образцы КНН были сформированы методом металл-стимулированного химического травления пластин кристаллического кремния (с-Si) *p*-типа с кристаллографической ориентацией (100) и удельным сопротивлением 12 Ом·см. Время травления варьировалось от 0,5 до 50 минут для получения слоев КНН различной толщины.

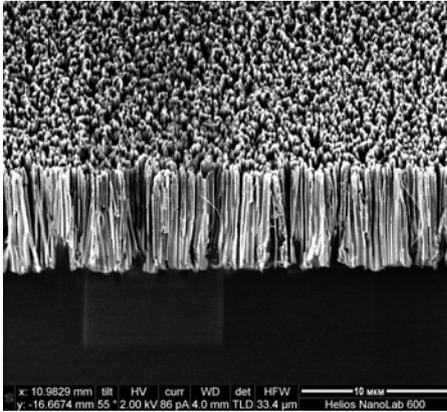


Рис. 1. СЭМ-изображение ансамбля КНН толщиной 2 мкм

Структурные свойства ансамблей КНН были исследованы методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Упругое и неупругое рассеяние света изучалось методами спектрофотометрии и комбинационного рассеяния света (КРС) соответственно.

Данные СЭМ показали, что толщина сформированных слоев КНН лежит в диапазоне от 0,2 до 15 мкм. Пример СЭМ изображений показан на рисунке 1. Как видно из него ансамбли КНН представляют из себя упорядоченные массивы нитевидных кремниевых нанокристаллов, ориентированных перпендикулярно плоскости исходной подложки ввиду особенностей травления [2].

На рисунке 2(а) представлен спектр отражения света ансамбля КНН. Величина диффузной составляющей монотонно растет до 49% в ближнем инфракрасном диапазоне при увеличении толщины КНН. В то время как зеркальное отражение монотонно уменьшается практически до нуля.

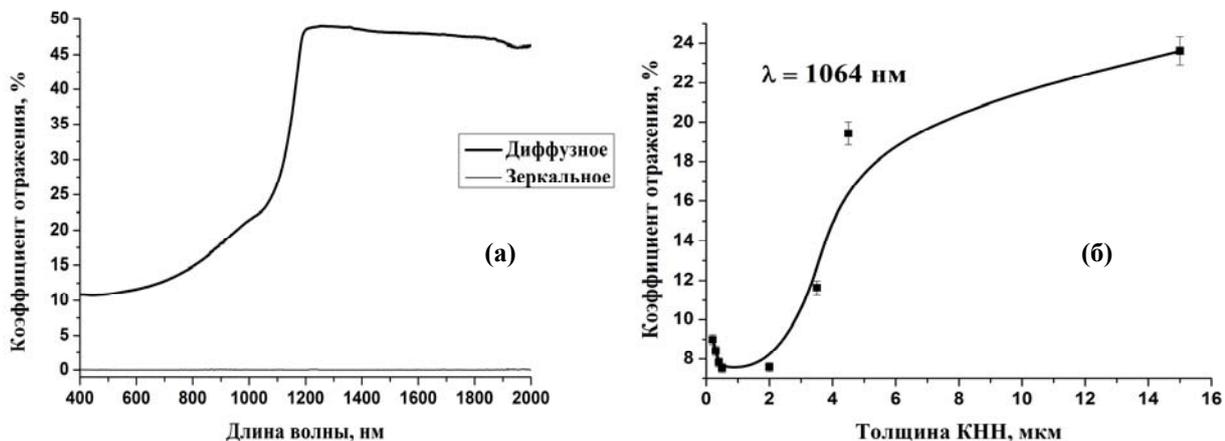


Рис. 2. Спектр полного отражения света ансамбля КНН толщиной 15 мкм (а) и зависимость коэффициента диффузного отражения света от толщины КНН (б)

На рисунке 2(б) изображена зависимость коэффициента диффузного отражения в ансамблях КНН от толщины слоя. Для толщин более 2 мкм наблюдается значительное увеличение коэффициента диффузного отражения. Такой характер отражения свидетельствует о неоднородной структуре ансамблей КНН и возможном проявлении в них эффекта локализации света [3].

Подобная гипотеза подтверждается характером спектров КРС при анализе линии 520 см^{-1} , соответствующей с-Si. На рисунке 3(а) представлена зависимость усиления сигнала КРС при длине волны возбуждения 1064 нм от толщины КНН. Для толщины более 5 мкм наблюдается 4-кратный рост сигнала КРС по сравнению с с-Si.

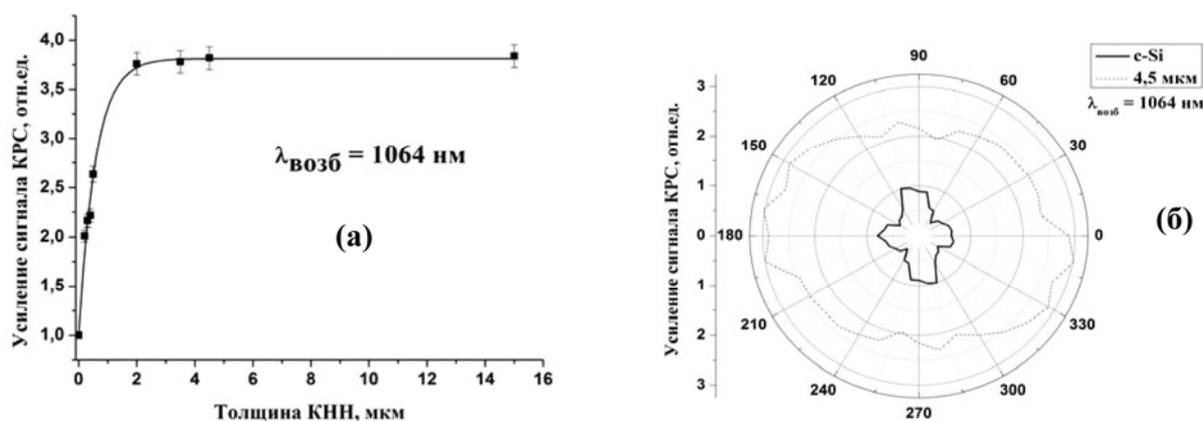


Рис. 3. Зависимость усиления сигнала КРС в ансамблях КНН от их толщины (а) и ориентационные зависимости сигнала КРС ансамбля КНН и c-Si (б). Нормировка сигнала КРС проведена на максимум сигнала от c-Si

На рисунке 3(б) изображены ориентационные зависимости сигнала КРС в ансамблях КНН. Для толщин выше длины волны накачки наблюдается изотропизация формы, наиболее вероятно обусловленная многократной интерференцией волн в массивах КНН, приводящей к деполяризации сигнала.

Таким образом, существенное усиление сигнала КРС в ансамблях КНН позволяет рассматривать такие структуры как основу для создания оптических сенсоров, детектирующих внедренные в них инородные вещества по рамановским линиям.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Заботнову С.В., а так же отдельные благодарности Голованю Л.А., Ефимовой А.И., Елисееву А.А. и заведующему кафедрой общей физики и молекулярной электроники Кашкарову П.К.

Литература

1. Zobotnov et al., Laser Phys. Lett., 2016, 13, p 1-5.
2. Sivakov V.A. et. al., J. Phys. Chem. C, 2010, 114, p. 3798–3803
3. Legendijk, Current Trends in Optics, Academic, London, 1994, p. 3-11

РАСЧЕТ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВРАЩАТЕЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПОЛОСЫ $\nu_1 + \nu_2 + \nu_3$ ДИОКСИДА АЗОТА

Егоров О.В.

Томский государственный университет, Томск, Россия

E-mail: egorovolegv@mail.ru

Диоксид азота (NO_2) – трехатомная молекула типа асимметричного волчка с открытой электронной оболочкой. Определение концентрации NO_2 спектроскопическими методами необходимо для изучения озонового слоя Земли, контролирования выбросов промышленных предприятий и создания методик дистанционной диагностики реактивных двигателей. На сегодняшний день параметры спектральных линий только одиннадцати полос NO_2 содержатся в международной базе данных HITRAN2012 [3]. В данной работе впервые рассчитаны интенсивности колебательно-вращательных линий комбинационной полосы $\nu_1 + \nu_2 + \nu_3$ NO_2 .

Центры спектральных линий полосы $\nu_1 + \nu_2 + \nu_3$ экспериментально исследовались в работе [2], однако интенсивности линий этой полосы не были измерены из-за неопределенности концентрации NO_2 в кювете. Интегральная интенсивность полосы $\nu_1 + \nu_2 + \nu_3$ определена в данной работе на основе экспериментального показателя поглощения NO_2 из Pacific Northwest National Laboratory (PNNL) [5], взятого в спектральном диапазоне $3595\text{-}3680 \text{ см}^{-1}$, что соответствует данным Фурье спектра в работе [2]. Полученная в данной работе интегральная интенсивность равна $0,110 \cdot 10^{-19} \text{ см}^{-1}/(\text{молекула} \cdot \text{см}^{-2})$ при T

= 296 К. Колебательный момент перехода для полосы $\nu_1+\nu_2+\nu_3$, определенный из величины интегральной интенсивности, равен $0,2737 \cdot 10^{-2}$ Дебая. Вращательная структура полосы $\nu_1+\nu_2+\nu_3$ рассчитана с использованием параметров эффективного спин-вращательного гамильтониана для колебательных состояний (111) и (000) из работ [2] и [4] соответственно. В итоге, показатель поглощения NO_2 , смоделированный методом полинейного счета, на основе полученного списка параметров спектральных линий полосы $\nu_1+\nu_2+\nu_3$ демонстрирует хорошее согласие с экспериментальными данными (рисунок). Параметры спектральных линий как полосы $\nu_1+\nu_2+\nu_3$, так других полос NO_2 , рассчитанных авторами, открыты для свободного скачивания [1].

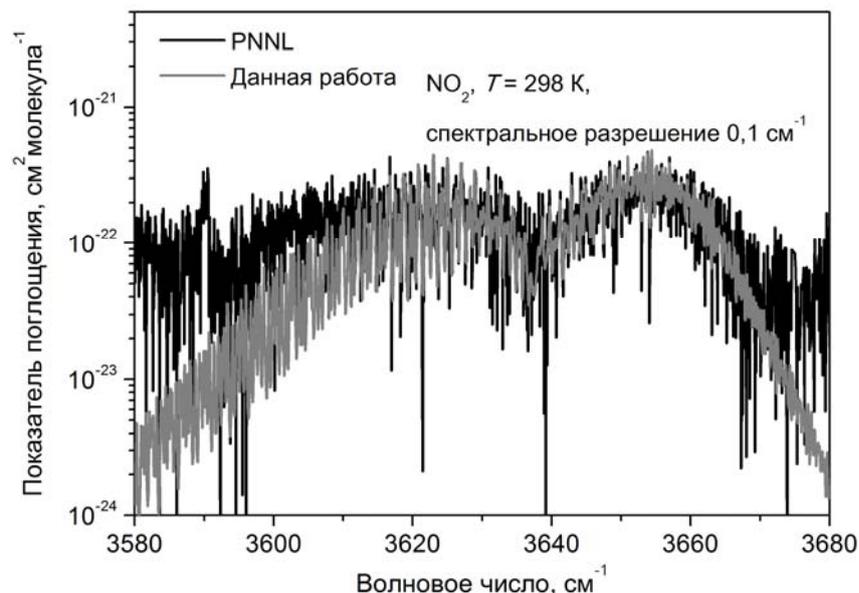


Рисунок – теоретический показатель поглощения NO_2 в диапазоне полосы $\nu_1+\nu_2+\nu_3$ (данная работа) в сравнении с экспериментальными значениями (PNNL)

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 15-01-03176 и фонда некоммерческих программ «Династия».

Литература

1. URL: <http://dept5.rff.tsu.ru/slpdb/slpdb.html>.
2. Gueye F., Kwabia Tchana F., Landsheere X., Perrin A. New line positions analysis of the $\nu_1+\nu_2+\nu_3$ band of NO_2 at 3637.848 cm^{-1} // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2014, V. 138. p. 60-69.
3. Rothman L.S., Gordon I.E., Babikov Y., et al. The HITRAN2012 molecular spectroscopic database // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2013, V. 130. p. 4-50.
4. Semmoud-Monnanteuil N., Colmont J.M., Perrin A., et al. New Measurements in the Millimeter-Wave Spectrum of $^{14}\text{N}^{16}\text{O}_2$ // J. Mol. Spectroscopy. 1989, V. 134. p. 176-182.
5. Sharpe S.W., Johnson T.J., Sams R.L., et al. Gas-Phase Databases for Quantitative Infrared Spectroscopy // Applied Spectroscopy. 2004, V. 58. p. 1452-1461.

ВЛИЯНИЕ НАЛИЧИЯ МИШЕНИ НА ВРЕМЕННУЮ КАРТИНУ ГЕНЕРАЦИИ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ С НЕУСТОЙЧИВЫМИ ТИПАМИ РЕЗОНАТОРОВ

Лакатош Б.В., Головин Д.О.

МФТИ, Москва, Россия, E-mail: lakatosh@phystech.edu

Известно, что загнанные каким-то образом обратно в резонатор лучи могут кардинально поменять режим генерации неустойчивого резонатора [1]. Этот эффект наблюдался нами в экспериментах с твердотельным лазером (активная среда – YAG:Nd), с обыкновенным неустойчивым резонатором [2] (состоящего из выпуклого глухого зеркала и плоского выходного). При фокусировке лазера на бумажную мишень возвратившиеся в резонатор (в результате отражения) лучи перестраивали режим генерации таким образом, что высота пиков генерации неустойчивого резонатора увеличивалась

в 4 раза, а их ширина уменьшалась в 4 раза. Однако при использовании металлических мишеней результат был еще более поразительный. Режим свободной пиковой генерации резонатора обретал квазинепрерывный вид.

Благодаря новому, возникшему режиму работы, лазер разрешал достаточно эффективно пробивать дырки в различных материалах (лазер пробивал пластину каленой стали 0,6 мм за один выстрел, при энергии лазерного импульса 100мДж). Экспериментально было установлено, что эффективность пробития отверстия сильно зависела от теплопроводности металла и от его температуры плавления. К примеру, титан пробивался значительно более эффективно, чем каленая сталь (Рис.1).



Рис.1. Выстрел лазером с неустойчивым резонатором (а) – в каленую сталь, (б) – в титан

Отверстия, получаемые в результате выстрелов, имели конусообразную форму сужаясь сразу после большого (~80 мкм) входного отверстия и достигая диаметра в 3 мкм на выходе (Рис.2). Варьируя мощность накачки можно получать выходные отверстия различного диаметра (2-50 мкм).

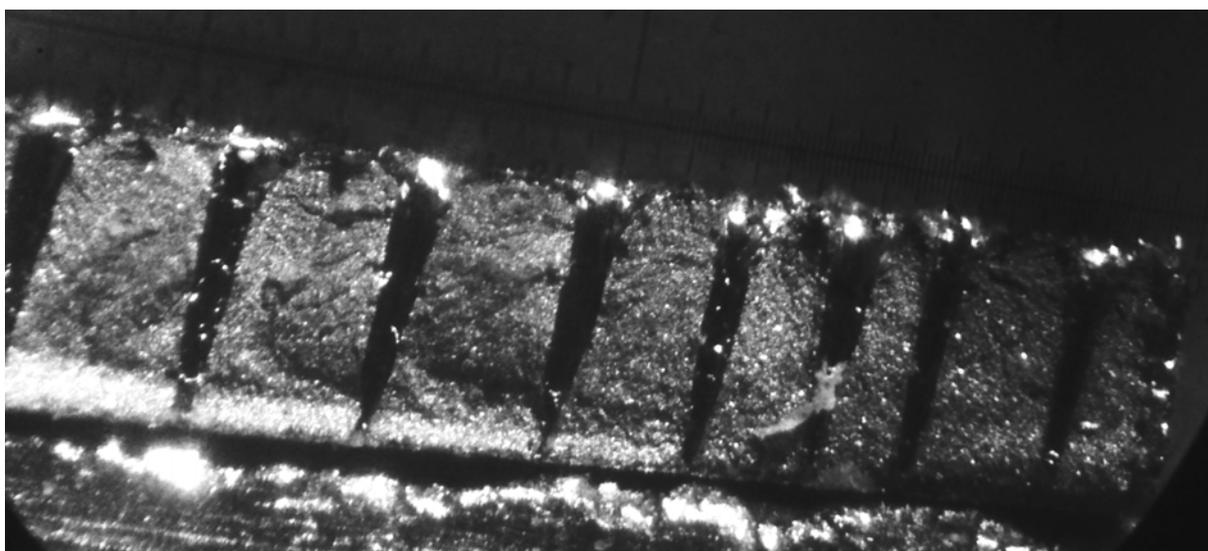


Рис.2. Геометрия отверстий на сломе

Литература

1. Siegman A.E. Unstable optical resonators // Applied Optics. Feb. 1974. V. 13, I. 2. P. 353_367.
2. А. Ярив Квантовая электроника // М., "Сов. радио". 1973 г.

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК ПЛАНАРНЫХ И СФЕРИЧЕСКИХ НАНОКРИСТАЛЛОВ CdSe

Коршунов В.М., Селюков А.С., Кацаба А.В

МГТУ имени Н.Э. Баумана, Москва, Россия,

Физический институт им. П.Н. Лебедева АН, Москва, Россия

E-mail: vladkorshunov@bk.ru

Основная часть нелинейных фотоиндуцированных эффектов исследована в прозрачных керровских средах. Тем не менее, нелинейность прозрачной среды имеет место только при высоких интенсивностях оптических пучков, реализуемых с использованием импульсного оптического возбуждения с фемто- и пикосекундными одиночными импульсами. Применение такого подхода позволяет выявить только те физические процессы, времена релаксации которых, имеют порядок, сопоставимый с длительностью возбуждающих импульсов. Таким образом, из рассмотрения исключаются нелинейные процессы с большими временами релаксации, обусловленные, например, диффузией. Эти процессы происходят в поглощающих средах и связаны с накоплением нелинейности и постепенным изменением нелинейного показателя преломления n_2 [2], что существенно отличает их от быстропротекающих процессов. Следовательно, высокие значения нелинейности можно получить за счёт увеличения времени её накопления, а не мощности лазерных импульсов. Это позволяет получать нелинейно-

оптические эффекты при использовании источников возбуждения с гораздо меньшими интенсивностями, в частности, непрерывных лазеров мощностью порядка 20 мВт.

В настоящей работе представлены результаты исследования нелинейно-оптического отклика коллоидного раствора нового типа наночастиц: планарные нанокристаллы CdSe (рис. 1), а также проведено сравнение со сферическими нанокристаллами CdSe (квантовыми точками). Средний диаметр сферических наночастиц составляет 2.1 нм, характерные продольные размеры плоских нанокристаллов: 70-200 нм, при этом технология коллоидного синтеза позволяет контролировать их толщину с точностью до одного атомного слоя – для исследованных планарных нанокристаллов толщина составляла 1.2 нм.

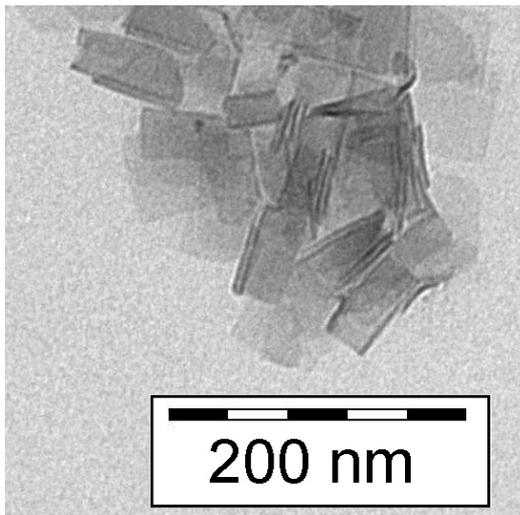


Рис. 1. Микрофотография нано-
пластин CdSe

Нелинейно-оптический отклик нанокристаллов CdSe планарной и сферической геометрии был исследован методом абберационного самовоздействия [1]: кюветы с исследуемым коллоидным раствором наночастиц просвечивались сфокусированным непрерывным излучением твердотельного лазера с длиной волны 473 нм и средней мощностью 15 мВт, исследуемый образец находился в перетяжке лазерного пучка. В результате на удалённом от кюветы экране формировался след пучка в виде системы концентрических колец, который регистрировался при помощи цифрового фотоаппарата в режиме видеосъёмки. При этом концентрации растворов (порядка 10^{16} см⁻³) были подобраны таким образом, что их коэффициенты поглощения на длине волны

473 нм были равны, что позволяло сравнивать полученные для планарных и сферических наночастиц результаты.

Таким образом, была получена зависимость нелинейного фазового сдвига (число колец на экране) от времени с начала освещения образца лазерным пучком и рассчитаны значения нелинейной добавки к показателю преломления Δn (рис. 2). Характерные времена накопления нелинейности составили $\tau_{st} \sim 300$ мс как для нанопластин, так и для квантовых точек со схожим характером возрастающих зависимостей, а нелинейная добавка – $\Delta n_{NPLs} = 1.2 \cdot 10^{-2}$ в случае нанопластин и $\Delta n_{QDs} = 1.4 \cdot 10^{-2}$ в случае квантовых точек. Нелинейный эффект был объяснён образованием фотоиндуцированных носителей заряда. При освещении объёма коллоидного раствора с наночастицами в них генерируются носители зарядов, релаксация которых происходит с характерными временами порядка единиц-десятков наносекунд. Часть носителей заряда не успевает рекомбинировать и попадает в локализованные состояния с субсекундным временем релаксации. Этот факт подтверждают исследования «мерцания» одиночных сферических квантовых точек при их непрерывном освещении [3]. Данный механизм является основой накопления фотоиндуцированной нелинейности в таких системах. С другой стороны, уже было продемонстрировано, что мерцание флуоресценции для планарных и сферических нанокристаллов носит схожий характер [4], при этом характерные on/off интервалы составляют порядка сотен миллисекунд, что соответствует временам, наблюдаемым в наших экспериментах. Кроме того, оценка характерного времени установления стационарного профиля распределения температуры в области освещения лазерным пучком даёт $t_c \sim 20$ мс, что на порядок меньше наблюдаемых времён накопления нелинейности. Это также подтверждает нетепловой характер наблюдаемого эффекта. Полученные небольшие различия в величине Δn для нанопластин и квантовых точек объясняются меньшей скоростью диффузии первых из области освещения ввиду их больших размеров.

Полученный нелинейный эффект может оказаться полезным для разработки перспективных нелинейно-оптических затворов и переключателей, а также нанофотонных интегральных схем на основе полупроводниковых нанокристаллов.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ МК-7514.2015.2 и грантов РФФИ 15-02-05856 А, 16-02-00594 А.

Литература

1. С.А. Ахманов, А.П. Сухоруков, Р.В. Хохлов, Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде // УФН 1967, №93(9), С. 19–70.
2. A. Isaev, Cumulative electronic non-linearity of CdSe/ZnS quantum dots // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013, №46, pp. 215301–215305.
3. S. Li, M.L. Steigerwald, L.E. Brus, Surface states in the photoionization of high-quality CdSe core/shell nanocrystals // ACS nano 2009, №3(5), pp. 1267–1273.
4. M.D. Tessier, C. Javaux, I. Maksimović, V. Lorientte, and B. Dubertret, Spectroscopy of single CdSe nanoplatelets // ACS nano 2012, №6(8), pp. 6751–6758.

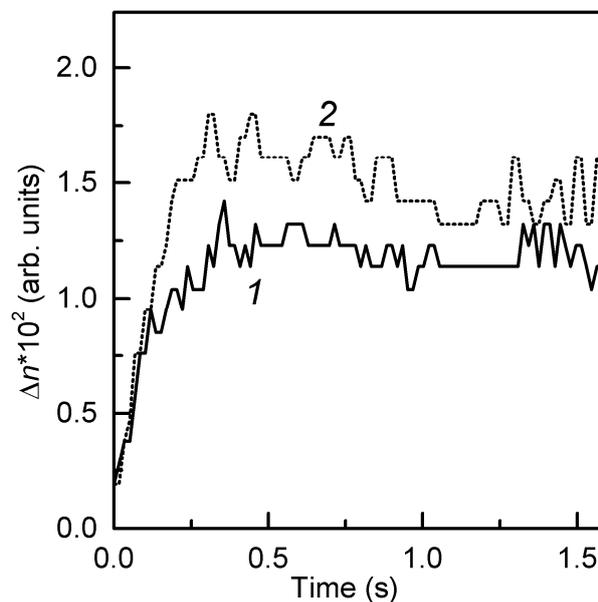


Рис. 2. Зависимость нелинейной добавки к показателю преломления Δn от времени для раствора 1-нанопластин и 2-квантовых точек в гексане.

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КОЛЛОИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ
РАЗЛИЧНОЙ ГЕОМЕТРИИ В ОРГАНИЧЕСКИХ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДАХ

Соловей В.Р., Селюков А.С., Ващенко А.А., Амброзевич С.А.

МФТИ (ГУ), Долгопрудный, Московская область, Россия,
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия,
E-mail: valentinsr@mail.ru

В последние десятилетия огромное внимание уделяется поиску новых материалов, перспективных для использования в качестве активных слоёв в составе различных фотонных и оптоэлектронных устройств. Особый интерес среди таких устройств вызывают гибридные органо-неорганические светоизлучающие диоды (OLEDs), в которых роль центров излучательной рекомбинации выполняют коллоидные полупроводниковые нанокристаллы. Оптические свойства этих наночастиц можно варьировать в достаточно широких пределах за счёт квантоворазмерного эффекта, а также изменения их геометрии. К отличительным оптическим особенностям полупроводниковых нанокристаллов относятся узкие линии межзонной люминесценции, малые времена релаксации электронного возбуждения и высокий квантовый выход. Кроме того, коллоидные наночастицы растворяются в ряде органических растворителей, а также в воде, что позволяет легко наносить их на различные подложки, тем самым упрощая и удешевляя процесс изготовления устройств с их использованием.

Целью настоящей работы являлось исследование оптических свойств полупроводниковых нанокристаллов различной геометрии и состава: сферические нанокристаллы (квантовые точки, QDs) CdSe/CdS [2] типа ядро/оболочка, плоские нанокристаллы (нанопластины, NPLs) CdSe [1] и разветвлённые кристаллы (тетраподы) CdTe/CdSe [3] типа ядро/оболочка. Также была рассмотрена возможность их применения в качестве материала активного излучающего слоя в составе гибридных органо-неорганических светоизлучающих диодов.

Результаты исследований методами просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ) показали, что квантовые точки CdSe/CdS имели средний размер 3.8 нм, латеральные размеры нанопластин CdSe составляли 70–200 нм, а толщина 1.2 нм, для тетраподов CdTe/CdSe длина лучей 8 нм, а их средний диаметр – 5 нм.

Спектры фотолюминесценции изученных наночастиц, полученные при комнатной температуре, показаны на рис. 1. Обнаружено, что квантовые точки CdSe/CdS (а), нанопластины CdSe (b) и тетраподы CdTe/CdSe (с) имеют максимумы люминесценции на

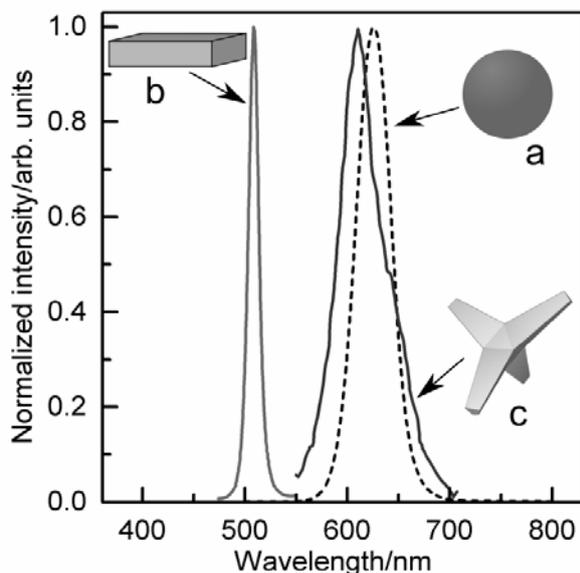


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции а-квантовых точек CdSe/CdS, б-нанопластин CdSe, в-тетраподов CdTe/CdSe

длинах волн $\lambda=626, 508$ и 610 нм соответственно, при этом ширина спектров на полувысоте (FWHM) составила $\Delta\lambda_{FWHM}=40, 15$ и 50 нм. Спектральные исследования показывают, что нанопластины обладают наиболее узкой линией межзонной люминесценции, что связано с фактическим отсутствием у них разброса по толщине. Именно это пространственное направление отвечает за возникновение в них квантово-размерного эффекта. В спектрах фотолюминесценции квантовых точек и тетраподов, в свою очередь, проявляется эффект неоднородного уширения линии излучения, к которому в случае тетраподов добавляется уширение, связанное с искажением краёв валентной зоны и зоны проводимости, вызванным механическими напряжениями, обусловленными несовпадением постоянных ре-

шётки ядра и лучей/оболочки. Кроме того, было обнаружено, что тетраподы CdTe/CdSe обладают наименьшим квантовым выходом фотолюминесценции среди вышеперечисленных нанокристаллов при одинаковых условиях возбуждения, поэтому для дальнейшего изучения электролюминесцентных свойств были выбраны только квантовые точки CdSe/CdS и нанопластины CdSe.

Для исследования электролюминесценции с участием сферических нанокристаллов CdSe/CdS и планарных нанокристаллов CdSe были изготовлены два прототипа OLED со следующими структурами: ITO/PEDOT:PSS/TPD/QDs/Alq₃/Al (QD-OLED, рис. 2a) и ITO/PEDOT:PSS/TPD/NPLs/TAZ/Al (NPL-OLED, рис. 2b). Спектры электролюминесценции QD-OLED и NPL-OLED, полученные при рабочем напряжении 5.5 В, имеют максимумы в области $\lambda \sim 625$ и 515 нм, при этом их ширина $\Delta\lambda_{FWHM} \sim 60$ и 110 нм, соответственно. Следует отметить, что максимум электролюминесценции нанопластин сдвинут в красную область спектра относительно фотолюминесценции на величину $\Delta\lambda \sim 7$ нм. Это может быть объяснено эффектом Штарка, возникающим в наноразмерных структурах при приложении внешнего электрического поля. Для сферических нанокристаллов этот эффект, по-видимому, не так ярко выражен из-за их геометрии. Тот факт, что электролюминесценция нанопластин уширена сильнее по сравнению с квантовыми точками предположительно связан с неоднородностью расположения анизотропных планарных нанокристаллов относительно направления приложенного поля.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что квантовые точки CdSe/CdS и нанопластины CdSe могут быть успешно применены в качестве активных люминесцентных слоев в составе гибридных органических светоизлучающих диодов.

Работа выполнена при финансовой поддержке стипендии Президента РФ, гранта Президента РФ МК-7514.2015.2 и гранта РФФИ 16-32-00426 мол_а.

Литература

1. S. Ithurria and B. Dubertret, Quasi 2D colloidal CdSe platelets with thicknesses controlled at the atomic level // *J. Am. Chem. Soc.*, 2008, № 130(49) pp. 16504–16505.
2. R.B. Vasiliev, D.N. Dirin and A.M. Gaskov, Semiconductor nanoparticles with spatial separation of charge carriers: synthesis and optical properties // *Russ. Chem. Rev.*, 2011, № 80(12), pp. 1139–1158.
3. R.B. Vasiliev, D.N. Dirin, M.S. Sokolikova, S.G. Dorofeev, A.G. Vitukhnovsky and A. M. Gaskov, Growth of near-IR luminescent colloidal CdTe/CdS nanoheterostructures based on CdTe tetrapods // *Mendelev Comm.*, 2009, № 19(3), pp. 128–130.

РАЗРАБОТКА ЭТАЛОННЫХ СВЕТОДИОДОВ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

Туркин А.Н.; Широков С.С.; Тищенко Е.В.

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, ВНИИОФИ, Москва, Россия;
E-mail: andrey@turkin.su; stas.shirokov@gmail.com; ev.tishchenko@physics.msu.ru

В настоящей работе исследуется возможность использования светодиодов для передачи фотометрических и колориметрических единиц от государственных или вторичных эталонов средствам измерения.

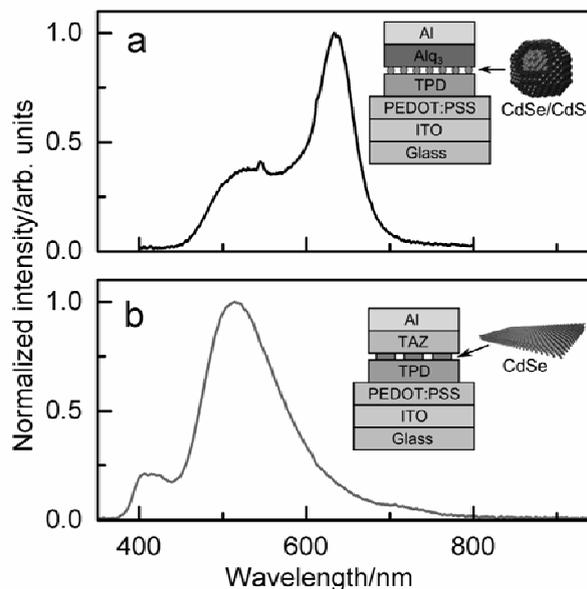


Рис. 2. Спектры электролюминесценции а-сферических нанокристаллов CdSe/CdS и б-плоских нанокристаллов CdSe

Для передачи размера единиц необходимы образцы со стабильными параметрами. Для обеспечения постоянства оптических характеристик рассматриваемых полупроводниковых источников света необходимо стабилизировать электрические параметры. Этого можно добиться стабилизацией температуры светодиода. [1]

В нашей работе для стабилизации температуры мы используем элемент Пельтье с массивным медным радиатором. Для поддержания заданной температуры мы реализовали систему с обратной связью на основе ПИД-регулятора. Контроль температуры может осуществляться как платиновым термосопротивлением РТ-100, расположенным под кристаллом, так и посредством контроля напряжения светодиода.

В работе производится выбор оптимальных параметров для повышения стабильности характеристик. Исследуется временная стабильность фотометрических и колориметрических характеристик образцов.

По итогам работы будет сделан вывод о возможности использования мощных светодиодов для передачи размера единиц силы света, светового потока, координат цветности.

Литература

1. Шуберт Ф.Е. Светодиоды / Пер. с англ. Под ред. А.Э. Юновича. – 2- изд. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.

СВЯЗЫВАНИЕ КАНАЛОВ ГЕНЕРАЦИИ ПРИ ПРОДОЛЬНОЙ СЕКЦИОНИРОВАННОЙ НАКАЧКЕ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ

Мамонов Д.Н., Комаров Н.С.

ИОФАН имени А.М. Прохорова, Москва, Россия

e-mail: mamonau.dzmitry@kapella.ru

Когерентное связывание множества излучателей - универсальный метод повышения энергии и мощности лазерных систем. Этот путь открыт и для традиционных кристаллических активных элементов, где мощность излучения можно масштабировать, наращивая объем генерирующей среды при секционированной продольной накачке, за счет создания множества пространственно разнесенных каналов генерации, связанных по фазе. Данный подход применялся ранее лишь для полупроводниковых и газовых лазеров. Связанная генерация массива полупроводниковых элементов наблюдалась экспериментально и была теоретически описана в ряде работ [1-3]. Однако, для импульсных лазеров на кристаллических активных элементах, в указанных выше условиях, такие экспериментальные и теоретические данные практически отсутствуют. Данное исследование направлено на восполнение этого пробела.

Представленная работа экспериментально и теоретически исследует механизм возникновения синфазной генерации в близкорасположенных областях, возникающих при торцевой накачке активного кристалла Nd:YAG излучением, доставляемым по двум

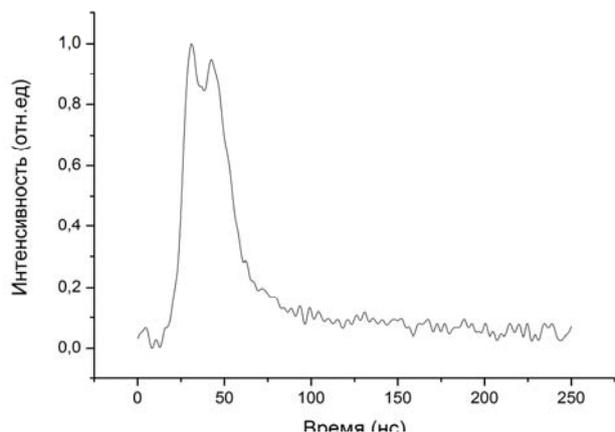


Рис 2: Временная зависимость генерации двух связанных каналов.

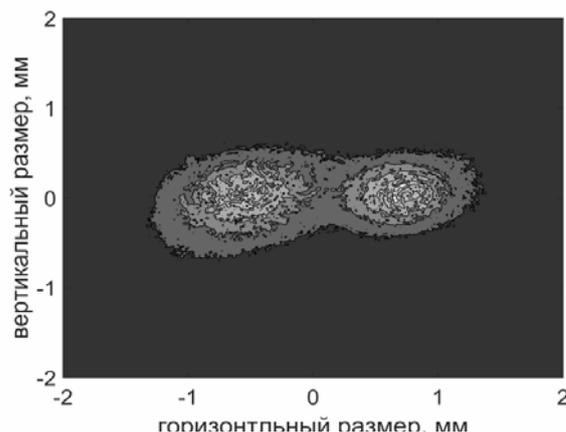


Рис. 3: Распределение выходной энергии для двух связанных каналов генерации.

оптическим волокнам. Пространственные домены инверсной населенности создавались отображением их торцов с использованием линзовой системы. В эксперименте изменялось расстояние между доменами и их размеры. При достаточно близком расположении каналов накачки устанавливалась синхронная импульсная генерация в каналах в режиме пассивной модуляции добротности затвором Cr:YAG . Задержка между импульсами длительностью 15 нс становилась фиксированной и уменьшалась при дальнейшем сближении каналов (см. Рис. 2). На диаграмме Рис. 2 показано распределение интенсивности в случае задержки 11 нс между импульсами в зависимости от расстояния между каналами задержка менялась в широких пределах, от нескольких сотен до долей нс. График на Рис. 3 иллюстрирует эту зависимость для одной из серий измерений. Длина резонатора равнялась 135 мм, а диаметр канала накачки в активном элементе ~ 1 мм. При больших расстояниях генерация становилась несинфазной, связь между каналами нарушалась.

Для описания наблюдаемого эффекта связывания предложена модель, анализирующая развитие генерации в близкорасположенных каналах при многопроходной трансформации поля генерации в условиях неоднородного усиления. При этом использовалась стандартная упрощенная схема Гюйгенса-Френеля для многопроходного распространения пучка в резонаторе, а изменение инверсии не рассматривалось при развитии генерации. Результаты моделирования, представленные на Рис. 3 достаточно хорошо согласуются с экспериментом. В дальнейшем планируется ввести в рассмотрение скоростные уравнения для получения модели, лучше согласуемой с экспериментом.

Ранее сообщалось, что использование принципа связывания семи плотноупакованных каналов генерации при продольной сегментированной накачке позволило создать семейство миниатюрных лазеров с рекордными для такого типа устройств значениями выходной энергии и мощности коротких импульсов (3нс, 20мДж, 6.6МВт) [4].

Литература

1. Boucke K. et al. Numerical simulations of novel high-power high-brightness diode laser structures //Symposium on Integrated Optics. – International Society for Optics and Photonics, 2001. – С. 586-592.
2. Державин С. И., Дюкель О. А., Лындин Н. М. Когерентное сложение излучения линейки одномодовых лазерных диодов //Квантовая электроника. – 2012. – Т. 42. – №. 6. – С. 561-564.
3. Raboef D. et al. Narrow-line coherently combined tapered laser diodes in a Talbot external cavity with a volume Bragg grating //Applied Physics Letters. – 2008. – Т. 93. – №. 21. – С. 211102.
4. Мамонов Д. Н. и др. Мощный компактный лазер с сегментированной продольной накачкой связанных каналов генерации //Квантовая электроника. – 2015. – Т. 45. – №. 6. – С. 508-510.

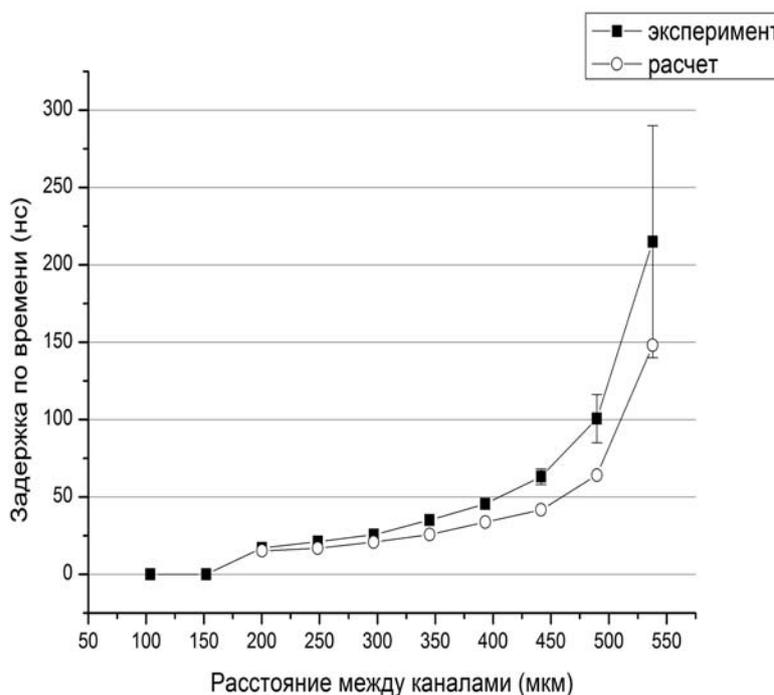


Рис. 3: Зависимость временной задержки генерации двух связанных каналов от расстояния между ними

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ДИСКОВЫЙ ЛАЗЕР С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ ГЕНЕРАЦИИ 1320 НМ И ЕГО ВТОРАЯ ГАРМОНИКА

Подмазов С.В.

МФТИ, Долгопрудный, Россия, E-mail: sergei.podmazov@mail.ru

Полупроводниковые дисковые лазеры с оптической накачкой и внешним резонатором стали неотъемлемой частью передовых исследований в области создания полупроводниковых лазеров высокой мощности с высоким качеством входного излучения [1]. Это закономерный итог того, что данный тип полупроводниковых лазеров сочетает в себя такие преимущества как высокую выходную оптическую мощность с одного элемента, присущую полупроводниковым лазерам планарно-волноводной структуры, так и высокое качество выходного пучка, которое характерно для полупроводниковых дисковых лазеров без внешнего резонатора с инжекционной накачкой. Кроме того, внешний резонатор позволяет добавлять в схему лазера самые разнообразные оптические элементы: нелинейные кристаллы, оптические фильтры, насыщающиеся поглотители.

Полупроводниковые дисковые лазеры применяются в самых разных областях человеческой деятельности: медицинская диагностика и терапия, судебная экспертиза, изобразительные искусства, метрология, оптическая накачка [2, 3].

Целью работы являлось исследование спектральных характеристик полупроводникового дискового лазера с внешним резонатором и оптической накачкой с длиной волны генерации 1320 нм в импульсном режиме. Так же ставилась задача получения генерации второй гармоники на уровне в несколько ватт в непрерывном режиме.

Схема экспериментальной установки представлена на рис 1. Выходное зеркало имеет 0,12% пропускание на длине волны 1320 нм и 77,3% на длине волны 660 нм.

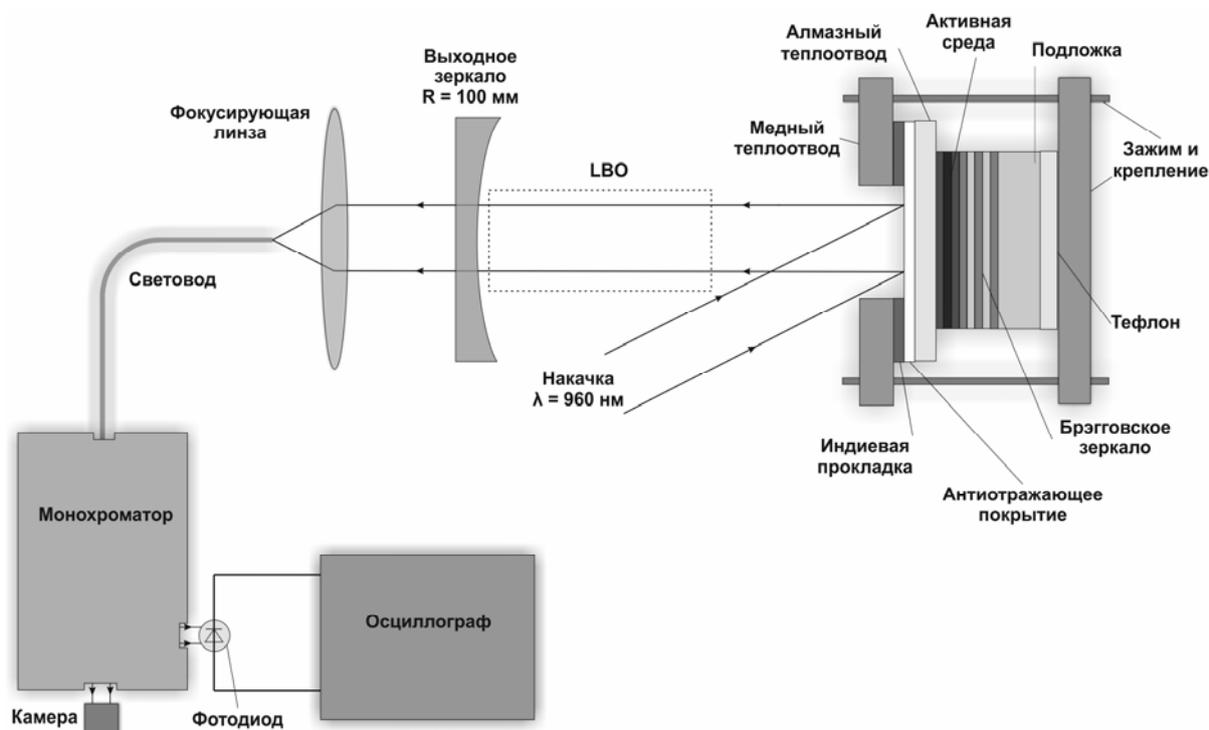


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Параметры импульсного режима исследуемой генерации составляли: частота – 15 Гц, длительность импульса – 5 мс. На рис. 2 представлена эволюция спектра генерации лазерного излучения в течение всего импульса. Как видно из рисунка, тепловое равновесие активного элемента устанавливается первые 3.5 мс, и до конца импульса накачки

остается почти неизменным. Провалы, которые наблюдаются в спектре с периодом 1.1 нм, возникли из-за алмазного теплоотвода, который играет роль паразитного эталона Фабри-Перо.

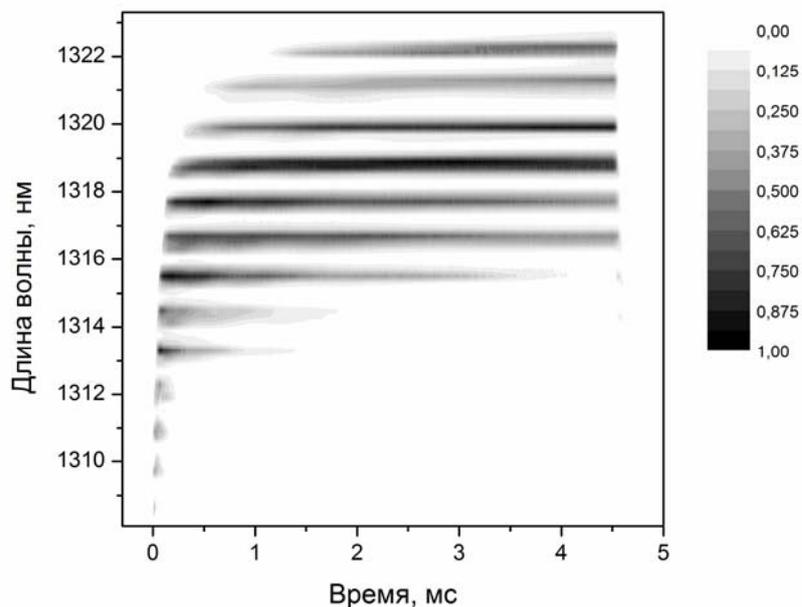


Рис. 2. Временные зависимости спектра генерации лазера при импульсной накачке

В области длин волн 1314,3 и 1315,5 нм виден отчетливый пик в конце импульса. Эти пики возникают в середине заднего фронта импульса накачки. При этом генерация на длинах волн 1316-1324 нм исчезает в начале заднего фронта импульса накачки, т.е. до возникновения пиков. Все это говорит о том, что активная среда во время спада импульса накачки успевает остыть достаточно, чтобы спектр генерации сместился в коротковолновую область, и мощности накачки еще хватает для возникновения генерации.

Пиковая выходная мощность полупроводникового дискового лазера в импульсном режиме на длине волны 1320 нм составила 860 мВт при мощности накачке в 24 Вт, а на длине волны 660 нм – 770 мВт. В непрерывном режиме выходная мощность на длине волны 1320 нм составила 720 мВт, а на длине волны второй гармоники – 620 мВт. Меньшее значение выходной мощности в непрерывном режиме обусловлено недостаточным отводом тепла от активного элемента.

В данной работе представлены результаты первого этапа исследований, связанных с созданием новых источников излучения для лазерной селективной фотоионизации изотопов.

Предоставленные материалы основаны на статье «Исследование спектров излучения дискового полупроводникового лазера с длиной волны 1320 нм и его второй гармоники», которая будет опубликована в журнале «Квантовая электроника» в 46-ом томе в марте или апреле.

Литература

1. Okhotnikov O. G. (ed.). Semiconductor disk lasers: physics and technology. John Wiley & Sons. 2010.
2. Kannengiesser C. et al. Ten years optically pumped semiconductor lasers: review, state-of-the-art, and future developments // SPIE LASE. International Society for Optics and Photonics, 2010. С. 75780W-11.
3. Saarinen E. J. et al. Ceramic Tm: Lu₂O₃ Disk Laser Pumped with a Semiconductor Disk Laser // Applications of Lasers for Sensing and Free Space Communications. Optical Society of America, 2013. С. JTh2A. 48.

ИССЛЕДОВАНИЯ РАЗМЕРОВ ЧАСТИЦ И КОНЦЕНТРАЦИИ ВОДНОЙ ВЗВЕСИ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ОПТИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ

Эккердт К.Ю.

Алтайский государственный университет, Барнаул, Россия, E-mail: ekkerdt@mail.ru

Усиление процессов эвтрофикации водных объектов, в том числе под влиянием антропогенного воздействия, активизирует задачу мониторинга состояния водных экосистем. Поэтому возникает потребность в оперативных и в то же время точных данных о концентрации и размерном составе взвешенного в воде вещества. Частицы различного происхождения, имеющие размеры от 0,5 мкм до 1 мм и безучастно взвешенные в воде принято относить к взвеси [1]. Водная взвесь играет важную роль в формировании качества вод и биопродуктивности водоемов. Она определяет режим освещённости водных масс, механически воздействуют на гидробионты, служит объектом адсорбции многих микроэлементов, обеспечивает формирование комплекса донных отложений и т.д [2,3].

Цель данных исследований изучение размерного состава и концентрации взвешенного вещества в разнотипных озерах Алтайского края.

Метод оптической микроскопии позволяет получать изображения частиц, которое возможно проанализировать как вручную, так и автоматически [4,5]. Измерения размера частиц проводят с помощью окуляр-микрометра или объект-микрометра, либо по фотографии после микрофотографирования и увеличения изображения объектов.

В качестве объектов исследования были выбраны три разнотипных пресноводных озера Алтайского края: Лапа, Красиловское и Бол. Островное. Разнотипность озёр обусловлена гидрологическими особенностями экосистем, литологией пород, составом вод питающего бассейна, трофностью и различной степенью антропогенной нагрузки.

Эксперименты проводились в разные сезоны года в период 2011-2015 гг. Отбор проб объемом 1,5 л осуществлялся батометром с различных глубин с интервалом 0,5-1 м. Концентрация и размеры частиц взвеси определялись с помощью счётной камеры Нажотта объёмом 0,05 мл с использованием светового микроскопа Nikon Eclipse 80i. В тезисах представлены результаты обработки проб, взятых с поверхностного слоя.

В ходе исследований было обработано 38 проб озерной воды, 310 микрофотографий с общим количеством частиц 24262 штуки, что обеспечивает хорошую статистику и свидетельствует о высокой достоверности полученных результатов.

Характерной чертой в распределении частиц по размерам является увеличение их счётной концентрации с уменьшением радиуса. Распределение частиц по размерам может быть описано функцией типа Юнге [6].

$$N = A \times r^{-\gamma} \quad (1)$$

где A – нормировочный множитель, N – концентрация частиц, γ – константа, которая по данным разных исследователей для океанов и морей варьирует от 0,7 до 6. Для примера на рисунке 1 представлены результаты измерений распределения частиц в поверхностном слое оз. Большое Островное. Аппроксимационная кривая построена в соответствии с формулой типа Юнге. Здесь $N(r)$ – относительное содержание частиц с радиусом r в единице объема, находящихся в интервале $[r, r \pm \Delta r]$.

В результате получено, что средневзвешенный радиус частиц в поверхностном слое оз. Лапа за исследуемый период составил 1,1 мкм, в озёрах Красиловское и Большое Островное – 1,4 и 1,3 мкм, соответственно. Среднее значение счётной концентрации частиц взвеси в исследуемых озерах за период наблюдений изменялось в пределах от $(0,2-9,7) \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ и составило $2,3 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ для оз. Лапа, $2,9 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ для оз. Красиловское и $3,8 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ для оз. Большое Островное. Результаты измерений размерного состава частиц взвеси исследуемых трёх разнотипных озёрах показали, наибольшее значение средневзвешенного радиуса наблюдается в летний период, наименьшее – зимой,

до вскрытия льда. Это может быть связано с массовым развитием фитопланктона в летний период.

Работа выполнена при поддержке Междисциплинарного интеграционного проекта СО РАН 131. и программы Президиума РАН 4.2.

Автор выражает благодарность сотрудникам ИВЭП СО РАН (г.Барнаул) Акуловой О.Б., Букатому В.И., Литвиху М.Е. за помощь в работе.

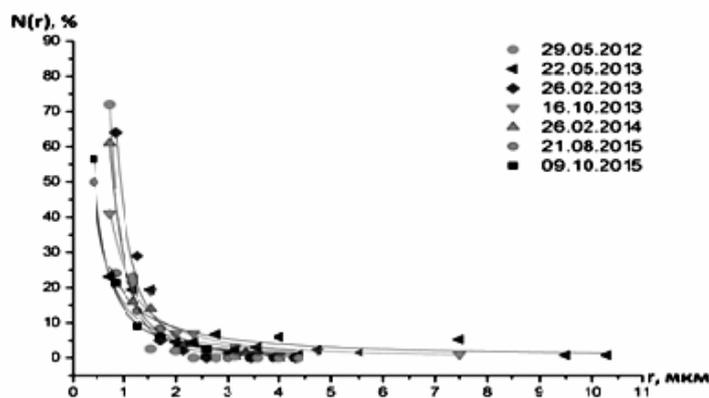


Рис. 1. Распределение частиц взвеси по радиусу в оз. Бол. Островное

Литература

1. Лисицын А.П. Осадкообразование в океанах. Количественное распределение осадочного материала. – М., 1974.
2. Витюк Д.М. Взвешенное вещество и его биогенные компоненты. Киев: Наукова Думка, – 1983. – 212 с.
3. Поздняков Ш.Р. Наносы в реках, озёрах и водохранилищах в расширенном диапазоне размера частиц / Дисс. ... док. г. н. СПб.: – 2011. – 399 с.
4. Большаков Г.Ф. Оптические методы определения загрязнённости жидких сред. Новосибирск: Наука, - 1984. – 157 с.
5. Allen Terence Particle Size Measurement: Powder sampling and particle size measurement – London: Chapman & Hall, - 1997. – Fifth edition: V. 1: 2: - P. 525.
6. Шифрин К.С, Айвазян Г.М. Влияние индикатрисы на прозрачность // ДАН СССР. – 1964. – Т. 154. – № 4. – С. 824–826.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЁНОК $(\text{Pb,Gd})_3(\text{Al,Ga})_5\text{O}_{12}:\text{Ce}$ И $(\text{Pb,Gd})_3(\text{Al,Ga})_5\text{O}_{12}:\text{Ce,Eu}$ ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ЖИДКОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ

Васильев Д.А.

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
Москва, Россия, ИОФАН им. А.М. Прохорова, Научный центр волоконной
оптики РАН Москва, Россия, E-mail: dimaphys@gmail.com*

Ранее в работах [1,2] было показано влияние концентраций оксидов CeO_2 и Al_2O_3 в шихте на люминесценцию плёнок $\text{Gd}_3(\text{Al,Ga})_5\text{O}_{12}:\text{Ce}^{3+}$ ($\text{GAGG}:\text{Ce}^{3+}$). Исследования проводились на эпитаксиальных пленках, выращенных из переохлаждённых растворов-расплавов на основе системы $\text{PbO}-\text{B}_2\text{O}_3$ с концентрацией оксида CeO_2 ($C(\text{CeO}_2)$) = 0.2, 0.03 и 0.3 мол.%, с концентрацией $C(\text{Al}_2\text{O}_3)$ от 2.1 до 5 мол.% при $C(\text{Gd}_2\text{O}_3)$ = 0.2 мол.%.

Целью настоящей работы являлось исследование спектроскопических характеристик монокристаллических эпитаксиальных плёнок $\text{GAGG}:\text{Ce}^{3+}$ и $\text{GAGG}:\text{Ce}^{3+},\text{Eu}^{3+}$, выращенных из переохлаждённых растворов-расплавов на основе системы $\text{PbO}-\text{B}_2\text{O}_3$ с концентрацией $C(\text{CeO}_2)$ 0.2 и 0.3 мол.%, $C(\text{Gd}_2\text{O}_3)$ 0.2, 0.3, 0.4, 0.5 мол.% и оксида европия $C(\text{Eu}_2\text{O}_3)$ =0.05 мол.% при $C(\text{Al}_2\text{O}_3)$ = 4.5 мол.% в шихте.

Методом жидкофазной эпитаксии на монокристаллических подложках $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (111) синтезированы 24 эпитаксиальные плёнки $(\text{Pb,Gd})_3(\text{Al,Ga})_5\text{O}_{12}:\text{Ce}^{3+}$ и 3 плёнки $(\text{Pb,Gd})_3(\text{Al,Ga})_5\text{O}_{12}:\text{Ce}^{3+},\text{Eu}^{3+}$. Проведены исследования оптического поглощения, люминесценции, времени затухания люминесценции и относительного световыхода в этих пленках.

Установлено, что с увеличением концентрации $C(\text{Gd}_2\text{O}_3)$ в шихте, в спектрах поглощения плёнок $(\text{Pb,Gd})_3(\text{Al,Ga})_5\text{O}_{12}:\text{Ce}^{3+}$ наблюдалось размытие полосы поглощения уровня $5d_2$ иона Ce^{3+} , что свидетельствует о вхождении в состав плёнки ионов Ce^{4+} согласно [3].

Спектр люминесценции плёнки $\text{Pb}_{0.02}\text{Ce}_{0.06}\text{Eu}_{0.07}\text{Gd}_{2.85}\text{Al}_{4.1}\text{Ga}_{0.9}\text{O}_{12}$ характеризовался неэлементарной полосой с максимумами 495, 595, 612 и 630 нм. В этом спектре отсутствуют полосы люминесценции Ce^{3+} , что свидетельствует о передаче энергии от ионов Ce^{3+} к Eu^{3+} .

Спектры затухания люминесценции и относительного световыхода плёнок $\text{GAGG}:\text{Ce}^{3+}$, показавших наибольшую интенсивность люминесценции, были измерены в

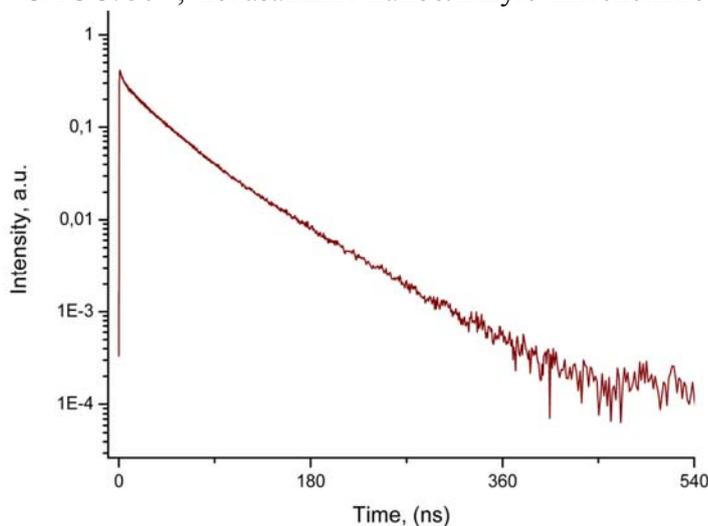


Рис.1 Кинетика люминесценции плёнки $\text{Pb}_{0.01}\text{Ce}_{0.03}\text{Gd}_{2.96}\text{Al}_{3.14}\text{Ga}_{1.96}\text{O}_{12}$ при возбуждении электронным пучком, постоянная времени быстрой компоненты 24 нс, медленной 60 нс

для быстрой компоненты и 60 нс для медленной обладает плёнка $\text{Pb}_{0.01}\text{Ce}_{0.03}\text{Gd}_{2.96}\text{Al}_{3.14}\text{Ga}_{1.96}\text{O}_{12}$.

This research was supported by European Social Fund's Doctoral Studies and internationalisation Programme DoRa.

Литература

1. Д.А. Васильев Исследование оптического поглощения и люминесценции плёнок $\text{Gd}_3(\text{Al,Ga})_5\text{O}_{12}:\text{Ce}$, выращенных методом жидкофазной эпитаксии из свинец содержащих растворов-расплавов. Ломоносов 2014, секция «Физика», сборник тезисов, с. 172-173.
2. Д.А. Васильев Исследование влияния концентрации оксидов Al_2O_3 и Gd_2O_3 на люминесценцию Ce^{3+} в плёнках $\text{GAGG}:\text{Ce}^{3+}$, выращенных методом жидкофазной эпитаксии. Ломоносов 2015, секция "Физика" подсекция "Оптика".
3. Kei Kamada et al./Optical Materials 41 (2015) 63–66.

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ФЛУКТУАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ В СЛУЧАЙНО НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

Павлов Н.Н., Красулин А.А.

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

E-mail: np5012@yandex.ru, a.a.krasulin@gmail.com

Дан анализ состояния проблемы, связанной с изучением прохождения когерентного излучения через случайно неоднородные среды. Особое внимание уделено процессам, влияющих на амплитудно-фазовые характеристики лазерных пучков в турбулентных

средах, в частности, в приземной атмосфере. Обращается внимание на недостаточно глубокую проработку вопросов, относящихся к оценке коэффициентов корреляции локальных флуктуаций амплитуды и фазы, и определению фрактальной размерности распределения амплитуды и фазы в поперечном сечении лазерных пучков. В данной работе указанные вопросы анализируются как на основе численного моделирования, так и путем постановки лабораторных экспериментов.

Численное моделирование картин дифракции лазерного излучения в ближней и дальних зонах на случайных фазовых экранах осуществлялось с помощью специально разработанного программного обеспечения. Часть экранов обладала фрактальной структурой. Проведено сопоставление параметров дифрагирующего излучения как для режима слабых, так и для режима сильных флуктуаций. Показано, что в случае дифракции излучения на фрактальных экранах, фрактальными признаками обладают флуктуации как фазы, так и интенсивности излучения. Коэффициент корреляции между флуктуациями амплитуды и фазы существенным образом зависел от расстояния до используемого экрана. В то же время фрактальность флуктуаций излучения от расстояния практически не зависела. Впервые подробным образом рассмотрены флуктуации амплитуды и фазы световых колебаний вблизи так называемых винтовых дислокаций волнового фронта, кардинальным образом меняющим его топологию.

Экспериментальное изучение влияния турбулентной среды на характеристики лазерного излучения исследовалось на лабораторном стенде, который включал в себя многоходовую кювету, в которой с помощью специальных форсунок при смешивании холодного воздуха с горячим, формировалась турбулентная среда. После многократного прохождения лазерного пучка через такого рода кювету в его поперечном сечении появлялись искажения, регистрируемые с помощью интерферометра поперечного сдвига. Структура интерференционной картины регистрировалась с помощью высокоскоростной камеры. Путем покадровой обработки изображений интерферограммы определялись локальные флуктуации фазы, обрабатываемые в дальнейшем с целью получения статистических характеристик возмущений волнового фронта и определения расположения винтовых дислокаций. Проведенная в ходе исследований сопоставление результатов численного моделирования и экспериментальных данных показало, что они находятся в хорошем соответствии.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ в рамках научного проекта №16-32-00386 мол_а.

Литература

1. Потапов А.А. Фракталы в радиофизике и радиолокации – М.: Логос, 2002, 664 с.

ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ВОСПРИНИМАЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА РАСХОДА ЖИДКОСТИ

Шачнева Е.А.

Пензенский государственный технологический университет, Пенза, Россия

E-mail: e_shachneva@mail.ru

В настоящее время существует множество способов и установок для воспроизведения и измерения расхода жидкости. Но основной их недостаток в сложности технической реализации и неоправданно высокой сложности проведения экспериментов и измерений, влияние на результат измерения электромагнитных помех.

В работе [1] авторы предложили новый способ и волоконно-оптический датчик (ВОД) для измерения параметров жидкостного потока. Стоит задача определения конструктивно-технологических параметров датчика и, в первую очередь, воспринимающего элемента (ВЭ), осуществляющего преобразование параметров потока в изменение параметров оптического сигнала.

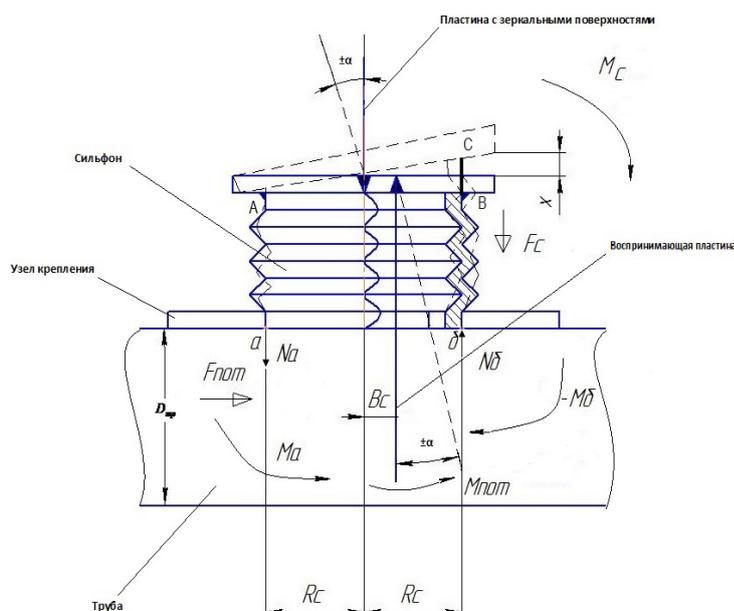


Рис. 1. – Упрощенная конструкция воспринимающего элемента и схема сил, действующих в узле воспринимающего элемента

размерам ВЭ, определяемые конструктивно-технологическими особенностями ВОД и, в первую очередь, особенностями крепления оптических волокон в корпусе датчика.

3) требования со стороны гидросистемы: ориентировочный диапазон измерения расхода жидкости $Q_{min} \dots Q_{max}$, тип жидкости (ее плотность, вязкость, агрессивность и пр.).

Выражаю огромную благодарность своему научному руководителю д.т.н., профессору Мурашкиной Татьяне Ивановне.

Литература

1. Измерение расхода жидкости в системах жизнеобеспечения космонавтов/ Т.И. Мурашкина, Т.В. Истомина, Е.А. Бадеева, Д.И. Серебряков, О.В. Юрова, А.Ю. Удалов, Е.А. Шачнева //Медицинская техника. – 2015. – № 5. – С. 31–34.

ОРГАНИЧЕСКИЕ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИЕ УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ РЯДА НОВЫХ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ КОМПЛЕКСОВ ТЕРБИЯ

Горячий Д.О., Ващенко А.А., Уточникова В.В.

МФТИ (ГУ), Долгопрудный, МО, Россия

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

E-mail: goryachii@phystech.edu

Не смотря на то, что органические светоизлучающие диоды уже производятся многими крупными компаниями, интерес к ним растет с каждым годом. Среди множества задач по исследованию и улучшению оптофизических характеристик светодиодов существует необходимость в поиске и исследованию новых более эффективных люминесцентных материалов. Так, значительные результаты на сегодняшний день достигнуты в исследовании коллоидных наночастиц (квантовых точек) но у них есть свои недостатки: такие как токсичность и канцерогенные свойства. Альтернативой им являются комплексы лантанидов, которые также имеют узкие полосы люминесценции и в свою очередь не столь токсичны.

В данной работе нами было проведено исследование ряда новых синтезированных нами комплексов тербия, материалов обладающих близкой к 100% эффективности передачи энергии от лигандов к атому тербия. Поэтому существует возможность получить эффективную электролюминесценцию в светоизлучающих диодах с использованием этих новых комплексов. Кроме того, данные материалы обладают растворимо-

На рисунке 1 представлены: упрощенная конструкция ВЭ и схема сил, действующих в узле воспринимающего элемента датчика.

В качестве ВЭ выбран сильфон, но не исключена возможность использования других упругих элементов (например, полусферической мембраны).

Для определения параметров сильфона, а затем выбора сильфона из ряда стандартных, проводится расчет сил, действующих в узле ВЭ.

Исходными данными для расчета являются:

1) требования со стороны оптической системы ВОД.

2) требования к габаритным

стью в неагрессивном растворителе, этиловом спирте, что позволяет в перспективе опробовать нанесение люминесцентного слоя используя печатные технологии. В работе нами были изучены, пленкообразующие свойства новых материалов (пример на рис.1), их спектры поглощения и фотолюминесценции в растворах, а также созданы первые тестовые структуры органических светодиодов на их основе.

Спектры поглощения показывают, что локальные максимумы поглощения исследуемых материалов приходятся на диапазон длин волн 250-300 нм. Это означает, что данные материалы являются широкозонными, что, по-видимому, объясняется короткими цепями сопряженных связей в лигандах комплексов.

Методом атомно-силовой микроскопии были изучены морфологические особенности поверхностей получаемых нами пленок новых комплексов тербия. Было установлено, что при центрифугировании образуются пленки толщиной порядка 10-15 нм с различной среднеквадратичной шероховатостью от 0.5 нм до 3 нм (рис. 2), что следует учитывать при создании светодиодов.

Измеренные спектры фотолюминесценции растворов исследуемых комплексов демонстрируют характерную для атома тербия люминесценцию, с главным максимумом на 545 нм, обусловленную $^5d_4-^7f_5$ переходом. Это может свидетельствовать о том, что в комплексах происходит эффективная передача энергии от лигандов к лантаноиду.

Для тестирования в качестве электролюминесцентных материалов нами был изготовлен ряд светодиодов на основе исследуемых комплексов. Образцы со структурой ИТО/PEDOT:PSS/PVK/комплекс Tb/Al демонстрировали очень высокие токи при низких напряжениях 2-5 В, что свидетельствует о несбалансированности дырочных и электронных токов носителей заряда в структуре светодиода. Для улучшения характеристик структур было предложено добавить дырчоблокирующий слой TAZ, что привело к существенному снижению рабочих токов устройств. У ряда образцов светодиодов помимо характеристических линий излучения тербия был зафиксирован дополнительный максимум электролюминесценции в области 402 нм, что соответствует излучению транспортного слоя PVK, это можно объяснить неполным переносом энергии от PVK на светоизлучающий комплекс. В случае с образцом Tb(L)₃ (рис. 1) наблюдается полный перенос энергии от PVK (рис.3). На вольтамперной характеристике диода с Tb(L)₃ (рис. 4) можно выделить два режима проводимости: режим ограниченный инжекцией и режим ограниченный объемным зарядом.

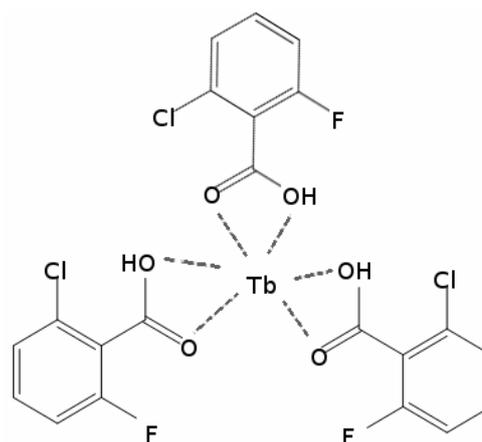


Рис. 1. Комплекс тербия Tb(L)₃

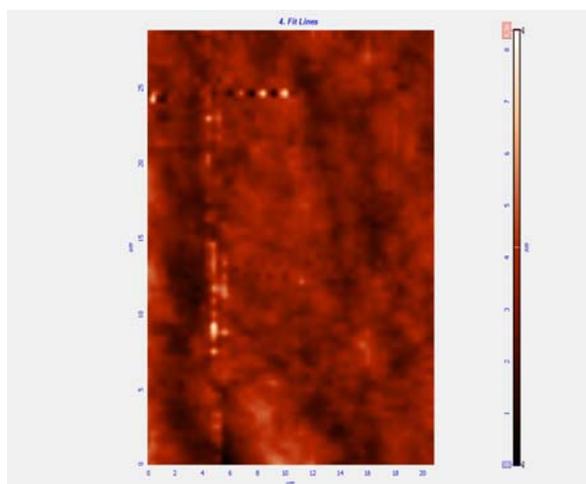


Рис. 2. Поверхность пленки комплекса ASK 121

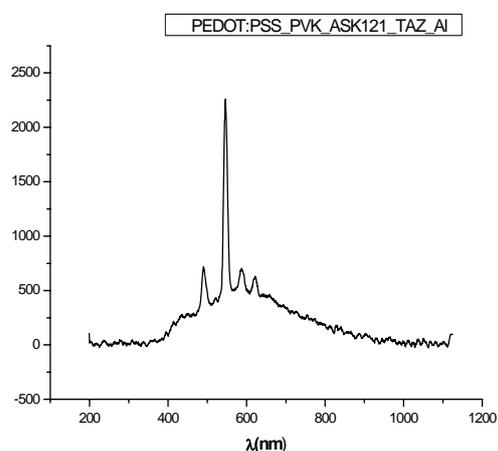


Рис. 3. Спектр люминесценции

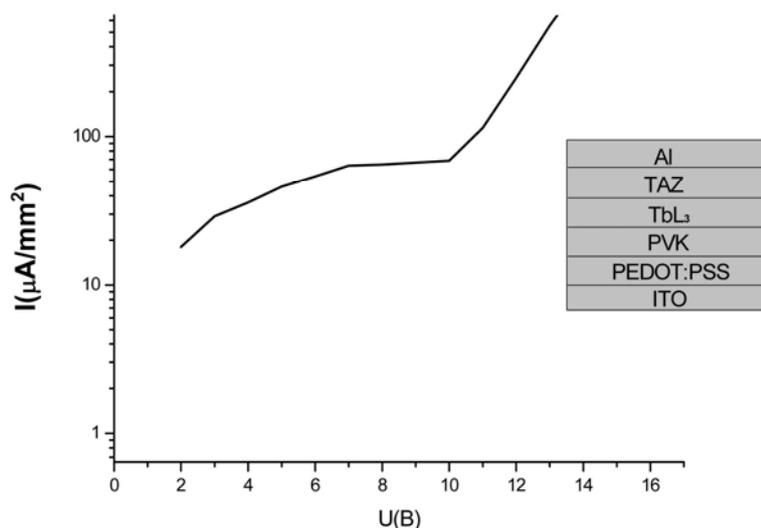


Рис. 4. Вольтамперная характеристика

В работе нами были изучены, пленкообразующие свойства новых материалов на основе тербия, их спектры поглощения и фотолюминесценции в растворах, а также впервые получена электролюминесценция органического светодиода на основе одного из них. Работы по усовершенствованию структуры созданного светодиода ведутся нами в настоящее время

ЭФФЕКТ МАГНУСА ДЛЯ МАЛЫХ ЧИСЕЛ РЕЙНОЛЬДСА

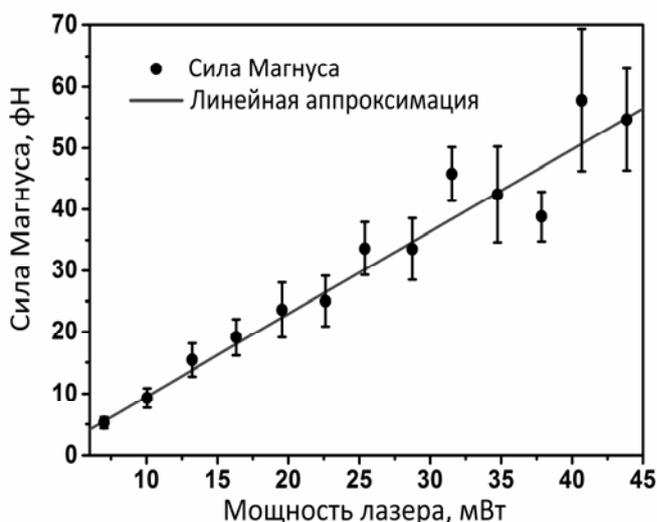
Щелкунов Н.М., Ромодина М.Н.

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

E-mail: shchelkunov@nanolab.phys.msu.ru

Динамика магнитных микрочастиц является востребованной темой для исследования в настоящее время, так как частицы, управляемые с помощью внешнего магнитного поля, используются в качестве нано- и микромоторов [1] и микроскопических микросервов [2]. Вращающиеся микрочастицы также используются для исследования коэффициента жесткости кручения биологических молекул [3] и изучения механических свойств жидких сред [4].

В данной работе был исследован эффект Магнуса, возникающий при движении парамагнитной микрочастицы, удерживаемой оптическим пинцетом в жидкости. Вращающаяся частица диаметром 3 мкм перемещалась в среде вслед за ловушкой. Характерные числа Рейнольдса для исследуемого движения имеют порядок $10^{-4} \ll 1$. Ниже приведен график экспериментально измеренной зависимости силы Магнуса от мощности ловушки:



Таким образом, в данной работе изучено поведение силы Магнуса для малых чисел Рейнольдса при различных температурах, скоростях вращения и линейных скоростях частицы. Рост силы Магнуса при увеличении мощности ловушки свидетельствует о влиянии нагревания микрочастицы на величину наблюдаемого эффекта.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-32-00100.

Авторы выражают благодарность Любину Е.В. и Федянину А.А.

Литература

1. Guix, M., Mayorga-Martinez, C. C. & Merkoci A. Nano/micromotors in (bio)chemical science applications. *Chem. Rev.* **114**, 6285–6322 (2014).

2. Rida, A. & Gijs, M. A. M. Manipulation of self-assembled structures of magnetic beads for microfluidic mixing and assaying. *Anal. Chem.* **76**, 6239–6246 (2004).
3. Bryant, Z. et al. Structural transitions and elasticity from torque measurements on DNA. *Nature* **424**, 338–341 (2003).
4. Parkin, S. J., Knoner, G., Nieminen, T. A., Heckenberg, N. R. & Rubinsztein-Dunlop, H. Picoliter viscometry using optically rotated particles. *Phys. Rev. E* **76**, 041507 (2007).

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХБЫСТРОЙ ДИНАМИКИ РЕЛАКСАЦИИ ТАММОВСКИХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ МЕТОДОМ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ КРОСС-КОРРЕЛЯЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Попкова А.А., Афиногенов Б.И.

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

E-mail: popkova@nanolab.phys.msu.ru

В последние несколько лет таммовские плазмон-поляритоны (ТПП) привлекают все больше внимания ученых в связи с особенностями их оптических свойств. Эти оптические поверхностные состояния могут возбуждаться в системе одномерный фотонный кристалл (ФК)/металлическая пленка [1, 2] и приводят к локализации электромагнитного поля вблизи границы раздела ФК/металл. Экспериментально данный эффект обнаруживается в виде узких резонансов в спектрах отражения и пропускания такой структуры [3, 4].

Интерес к исследованию сверхбыстрой динамики возбуждения и релаксации локализованных оптических состояний, в том числе ТПП, обусловлен возможностью создания с их помощью компактных сверхбыстрых оптических переключателей и модуляторов, так как подобные структуры могут быть легко изготовлены и воплощены в микро- и наноразмерных оптических элементах [5]. Также оптические таммовские состояния в ФК могут применяться для создания компактных лазеров [6] и сенсоров [7]. Таким образом, изучение ТПП интересно как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. В данной работе изучалась сверхбыстрая динамика релаксации ТПП с помощью измерения кросс-корреляционных функций второго порядка фемтосекундных лазерных импульсов, отраженных от системы ФК/металл.

Изученные образцы – структуры, в которых могут возбуждаться таммовские плазмон-поляритоны – представляли собой одномерные ФК, состоящие из 7 пар чередующихся диэлектрических слоев $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ с толщинами 130 и 92 нм соответственно, на поверхность которых методом термического напыления была нанесена тонкая пленка серебра толщиной 30 нм. Для предотвращения деградации серебряной пленки сверху был нанесен слой Al_2O_3 толщиной 20 нм, который не влияет на условия возбуждения ТПП. Показатели преломления слоев составляли 1.45 (SiO_2) и 2.07 (Ta_2O_5). Источником излучения служил титан-сапфировый лазер с возможностью перестройки в спектральном диапазоне от 750 до 850 нм, который в совокупности с прекомпрессором позволял генерировать импульсы длительностью 40 фс с частотой повторения 80 МГц. Контроль спектра осуществлялся с помощью спектрометра по положению резонанса поглощения, связанного с возбуждением ТПП. Толщины слоев ФК были выбраны таким образом, чтобы рассчитанные положения резонансов ТПП для углов падения 0 - 45° оказались в диапазоне перестройки лазера. Эксперимент проводился в кросс-корреляционной схеме на отражение [8] с возможностью измерений кросс-корреляционных функций для *s*- и *p*-поляризованного излучения накачки с разрешением по времени 3 фс.

В ходе эксперимента обнаружено, что при возбуждении ТПП форма кросс-корреляционных функций деформируется (на рис.1 показаны соответствующие графики для угла падения 45° с центральной длиной волны излучения 780 нм). Наблюдается затягивание заднего фронта импульса, связанное с переизлучением света из ТПП, которое для *s*-поляризованного излучения оказывается больше, чем для *p*-поляризованного. Для определения времени жизни возбужденного состояния, задний фронт импульса ап-

проксимировался функцией $y = y_0 + e^{-x/\tau}$. Полученные времена жизни ТПП для угла падения 45° оказались равны 25 ± 2 и 45 ± 2 фс для p -поляризованного и s -поляризованного излучения соответственно. Также был проведен численный расчет формы кросс-корреляционных функций методом конечных разностей во временной области. Рассчитанные значения времени жизни ТПП показывают хорошее согласие с экспериментом.

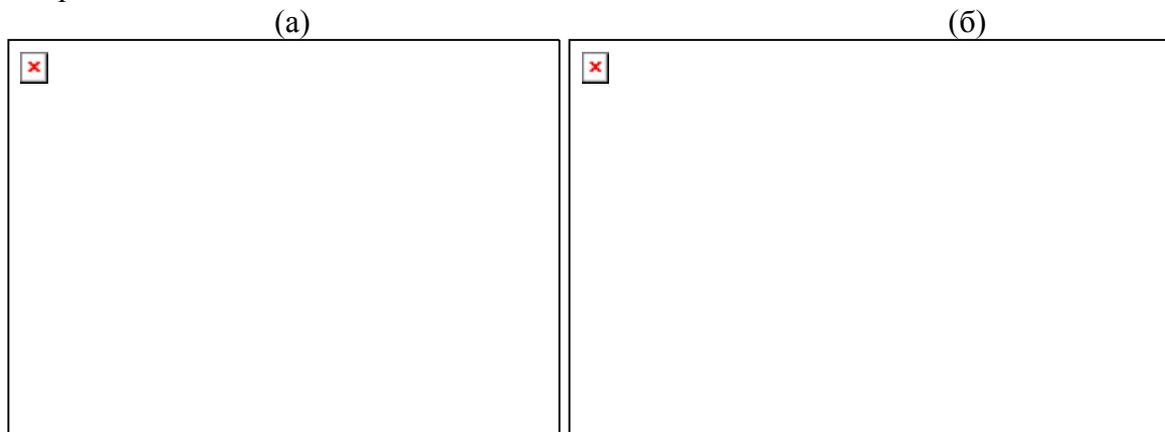


Рис.1: Кросс-корреляционные функции импульсов, отраженных от образца (точки) для p - (а) и s -поляризованного (б) излучения в логарифмическом масштабе по оси ординат. Сплошными линиями показаны результаты аппроксимации кросс-корреляционных функций гауссовой формой линии и затянутых хвостов по формуле $y = y_0 + e^{-x/\tau}$. На вставках показаны спектры импульсов, отраженных от образца

Литература

1. J.A. Gaspar-Armenta and F. Villa, J. Opt. Soc. Am. B 20, 2349 (2003).
2. A.P. Vinogradov, A.V. Dorofeenko, S.G. Erokhin, M. Inoue, A.A. Lisyansky, A.M. Merzlikin and A.B. Granovsky, Physical Review B 74, 045128 (2006).
3. B. I. Afinogenov, V. O. Bessonov, A. A. Nikulin and A. A. Fedyanin, Applied Physics Letters 103, 6, 061112 (2013).
4. M.E. Sasin, R.P. Seisyan, M.A. Kalitchevski, S. Brand, R.A. Abram, J.M. Chamberlain, A.Yu. Egorov, A.P. Vasil'ev, V.S. Mikhrin and A.V. Kavokin, Applied Physics Letters 92, 25, 251112 (2008).
5. M. Deubel, G. von Freymann, M. Wegener, S. Pereira, K. Busch and C. M. Soukoulis, Nat. Materials 3, 444 (2004).
6. R. Brückner, A. A. Zakhidov, R. Scholz, M. Sudzius, S. I. Hintschich, H. Fröb, V. G. Lysenko and K. Leo, Nat. Photonics 6, 322 (2012).
7. B. Augui, M. C. Fuertes, P. C. Angelom, N. C. Abdala, G. J. A. A. Soler Illia and A. Fainstein, ACS Photonics 1, 775 (2014).
8. P.P. Vabishchevich, V.O. Bessonov, F.Yu. Sychev, M.R. Shcherbakov, T.V. Dolgova and A.A. Fedyanin, JETP Letters 92, 575 (2010).

ПОДЛОЖКИ ДЛЯ СЕНСОРОВ, РАБОТАЮЩИХ НА ЭФФЕКТЕ ГИГАНТСКОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ, НА ОСНОВЕ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ.

Дорофеев А.В., Богинская И.А., Сиразов Р.А.

*Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, Россия,
МФТИ, Долгопрудный, Россия, E-mail: rus-sirazov@yandex.ru*

Последовательное усиление интенсивности поля на границе слоёв фотонного кристалла приводит к значительному, вплоть до 10^3 раз, усилению интенсивности поля на границе с внешней средой. Что, в свою очередь, позволяет предположить, что данные структуры будут перспективны в качестве электродинамически активных подложек для

усиления сигнала сенсоров, работающих на эффекте гигантского комбинационного рассеяния.

В работе исследовали плёнки из чередующихся пар слоёв диоксида кремния (SiO_2) и оксида циркония (ZrO_2): $(N-1) \times \{\text{ZrO}_2, 130 \text{ нм} - \text{SiO}_2, 280 \text{ нм}\} / \{\text{ZrO}_2, 130 \text{ нм} - \text{SiO}_2, 260 \text{ нм}\}$, $N \times \{\text{ZrO}_2, 105 \text{ нм} - \text{SiO}_2, 250 \text{ нм}\}$, где N составляет 2 и 4, полученные методом электронно-лучевого испарения в вакууме. Теоретический расчёт коэффициента усиления электрического поля на поверхности кристалла предполагает увеличение интенсивности сигнала органической метки в 260-370 раз [1].

С помощью эллипсометрических исследований проверили соответствие сформированных покрытий теоретическим расчётам.

При измерении спектров комбинационного рассеяния возбуждали структуры (призма SiO_2)/активная подложка/воздух со стороны воздуха. Для сравнения усиливающих свойств подложек использовали специальную метку, которая представляла собой тионитробензойную кислоту (ТНБ), адсорбированную на наночастицах золота размером 56 нм. Наночастицы наносили на поверхность подложек, после осаждения наночастиц подложки промывали в дистиллированной воде.

Сравнения проводили, измеряя интенсивность полосы колебания нитро группы (NO_2) при 1346 см^{-1} молекулы ТНБ, предварительно нанесённой на поверхность кристалла. Возбуждающее излучение с длиной волны 785 нм подводили под одинаковыми углами из воздуха на исследуемую структуру и контрольный образец и сравнивали их интенсивности. Варьируя угол падения возбуждающего излучения, находили максимум усиления интенсивности рассеяния.

В результате проведённого исследования получили усиление интенсивности комбинационного рассеяния на фотонном кристалле в 30 раз по сравнению с электродинамически не активной подложкой SiO_2 .

Проведённое исследование показало, что фотонные кристаллы могут быть использованы в качестве электродинамически активных подложек для усиления сигнала сенсоров, работающих на эффекте гигантского комбинационного рассеяния.

Литература

1. [И.А. Нечепуренко, А.В. Дорофеенко, А.П. Виноградов, И.Н. Курочкин / Усиление комбинационного рассеяния поверхностной волной в фотонном кристалле / Вестн. Моск. Ун-Та. Сер. 2. Химия. 2015. Т. 56. №3

ВЛИЯНИЕ ГАММА ОБЛУЧЕНИЯ НА ИК СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ GaS

Асадов Ф.Г.

*Институт радиационных проблем НАН Азербайджана
farqanasadova@mail.ru*

Сложные полупроводниковые соединения типа A^3B^6 являются перспективными материалами в оптоэлектронике. Повышенный интерес к этим соединениям вызван тем, что несмотря на сильную их дефектность, они обладают высокой чувствительностью как к световым, так и рентгеновскому и гамма излучениям. Исследование свойств указанных материалов делает актуальным влияние особенностей их поведения в радиационных полях.

Одним из представителей полупроводниковых соединений типа A^3B^6 является GaS, большинство электрофизических свойств которого изучено многими авторами, в том числе и в нашей лаборатории. В настоящей работе нами исследовано влияние гамма облучения на ИК спектры поглощения кристаллов GaS, выращенных методом Бриджмена с использованием избытка серы (0,5%). Удельное сопротивление полученного со-

единения вдоль и перпендикулярно оси “С” при комнатной температуре составило $2 \cdot 10^9$ и $3 \cdot 10^9$ Ом·см, соответственно; ширина запрещенной зоны, определенная по длинноволновому спаду фотопотока, составляла 2,7эВ, что совпадало с литературными данными. Облучение образцов γ квантами осуществлялось на установке CO^{60} при 300 К. Для создания омических контактов в качестве материала использовался индий, который вплавлялся на поверхность сульфида галлия при температуре 150⁰С. Кристаллы при облучении охлаждались парами жидкого азота, которыми создавалась температура, не превышающая 290 К. Фурье – ИК спектры поглощения исходных и γ - облученных образцов регистрировались на Varian 640 FT-JR спектрометре в области волновых чисел 4000-400 cm^{-1} . Наблюдения показали, что в облученных образцах р-GaS при малых дозах (до 10 крад) облучения фоточувствительность незначительно изменяется, что обусловлено большой плотностью структурных дефектов в исходных кристаллах. С ростом дозы гамма излучения до 150 крад фоточувствительность образцов возрастала, а выше 150- крад уменьшалась.

В ИК спектрах образца обнаружены полосы поглощения, обусловленные переходами между колебательными энергетическими уровнями в молекулах вещества. Положение полосы в ИК спектре определяется в основном типом связи и массой колеблющихся атомов: чем сильнее связь и меньше масса атомов, тем выше частота поглощения данной связи. Колебания связанных атомов в молекулах подразделяются на валентные и деформационные. При валентных колебаниях изменяются связи между атомами, при деформационных – углы между связями.

Полученные результаты являются доказательством значительной трансформации дефектов структуры в кристаллах, что приводит к сильному изменению концентрации локальных уровней, в том числе г-центров фоточувствительности, расположенных в запрещенной зоне кристалла.

ВЛИЯНИЕ ФОТОННОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ МЕЖДУ МОЛЕКУЛАМИ КРАСИТЕЛЕЙ

Строкова Ю.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
strokova.yuliya@yandex.ru

Одномерные фотонные кристаллы на основе пористого кремния благодаря большой удельной поверхности и возможности изготовления с заданными оптическими свойствами могут успешно применяться в качестве матриц для молекул люминофоров. В случае многокомпонентных систем красителей, встроенных в фотонный кристалл, перенос энергии электронного возбуждения в них существенно модифицируется в присутствии фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ) [1,2]

В работе экспериментально изучено влияние ФЗЗ на спектрально-кинетические свойства донор-акцепторной пары красителей в фотонных кристаллах на основе окисленного мезопористого кремния, окисленном пористом кремнии и растворах. Продемонстрирована зависимость эффективности переноса энергии от угла регистрации люминесценции. Образцы пористых структур изготовлены по методике, описанной в [3].

Одномерные фотонные кристаллы имеют выделенное направление действия запрещенной зоны, в связи с чем наблюдается анизотропия излучения люминофоров, внедренных в фотонный кристалл. Фотонный кристалл был инфильтрован совместным раствором красителей Кумарин 7 и Родамин 6Ж. Спектры люминесценции, измеренные при различных углах регистрации, представлены на рис.1. С увеличением угла регистрации люминесценции наблюдается коротковолновое смещение провала в спектре люминесценции, связанного с ФЗЗ, и уменьшение влияния ФЗЗ на спектр.

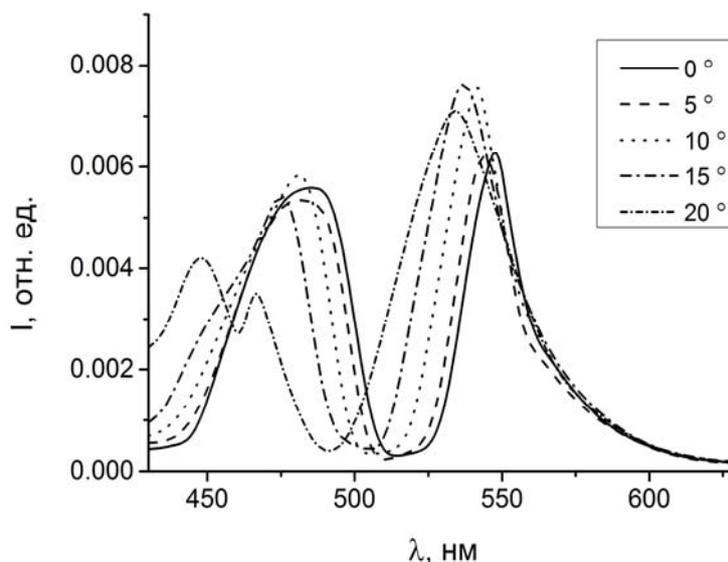


Рис. 1. – Спектры люминесценции Кумарина 7 и Родамина 6Ж в фотонном кристалле при различных углах регистрации

Автор выражает благодарность д.ф.-м.н. профессору А.М. Салецкому за научное руководство и к.ф.-м.н. С.Е. Свяховскому за предоставленные образцы.

Литература

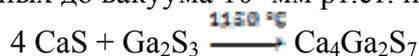
1. Строкова Ю.А., Свяховский С.Е., Салецкий А.М. Безызлучательный межмолекулярный перенос энергии в одномерном фотонном кристалле на основе пористого кремния // 5-ая международная конференция по фотонике и информационной оптике 3-5 февраля 2016 г., Москва.: Сборник научных трудов.- М.: НИЯУ МИФИ, 2016. – 472 с.
2. Kedia S., Sinha S. Influence of Photonic Crystal on Fluorescence Resonance Energy Transfer Efficiency between Laser Dyes // Optics Communications. 2015. V.339. P. 41-4.
3. Svyakhovskiy S. E., Maydykovsky A. I., Murzina T. V. Mesoporous silicon photonic structures with thousands of periods // Journal of Applied Physics. 2012. V.112, P. 013106.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КРИСТАЛЛОВ $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7: \text{Eu}^{2+}$

Гусейнов И.Т.

Национальная Академия Авиации, Баку, Азербайджан
E-mail: inibrahim@mail.ru

Была исследована фотолюминесценция (ФЛ) кристалла $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7: \text{Eu}^{2+}$. Соединение $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7$ синтезировалось методом твердофазных реакций из порошковых компонентов CaS и Ga_2S_3 , взятых в стехиометрических соотношениях в графитизированных кварцевых ампулах, откачанных до вакуума 10^{-4} мм рт.ст. по схеме:



Температура синтеза и его продолжительность составляли 1150°C и 6 ч.

Для получения сведений о структуре и симметрии поликристаллических образцов был проведен рентгенофазовый анализ. Рентгенодифрактометрические исследования проводились в дифрактометре D8 ADVANCE, на CuK_α -излучении при комнатной температуре и в интервале углов $10^\circ \leq 2\theta \leq 80^\circ$. На дифрактограмме зафиксированы восемь дифракционных пиков, соответствующих $2\theta = 26^\circ 985'$; $31^\circ 259'$; $44^\circ 792'$; $53^\circ 074'$; $55^\circ 633'$; $65^\circ 208'$; $71^\circ 914'$; $74^\circ 088'$. Установлено, что синтезированные кристаллы имеют кубическую гранецентрированную решетку с параметром $a = 5,713 \text{ \AA}$. Анализ полученных данных позволяет считать, что при взаимодействии компонент CaS и Ga_2S_3 образуется кубическая структура типа сфалерита.

Обычно тройные халькогениды активируются такими редкоземельными элементами (РЗЭ), как Eu, Ce, Nd, Pr и т.д. Синтезированное нами соединение $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7$ активировалось европием (Eu). Первоначальные исследования некоторых свойств этого соединения показали, что оно обладает интересными люминесцентными свойствами. Ниже на рисунке показан спектр ФЛ $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7:\text{Eu}^{2+}$ с 5%-ным содержанием европия, снятый на спектрометре "ФЛЮОР-02 ПАНОРАМА" при комнатной температуре и при температуре жидкого азота. Как видно из рисунка, при 655 нм при обеих температурах на кривой ФЛ наблюдается максимум. Из рисунка видно, что полуширина спектра ФЛ при азотной температуре ($\Delta E=0,14\text{eV}$) меньше, чем при комнатной ($\Delta E=0,16\text{eV}$). Вероятно, это связано с изменением электронно-фононного взаимодействия при понижении температуры в соединении $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7:\text{Eu}^{2+}$.

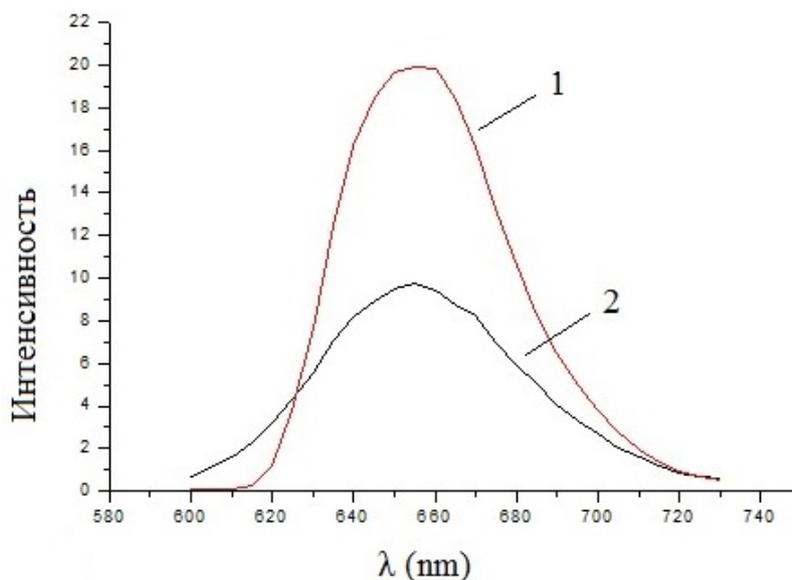


Рис 1. Спектры фотолюминесценции $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7:\text{Eu}^{2+}$ при температурах: 85К(кривая 1) и 300К (кривая 2)

КОМБИНАЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА БОРГИДРИДНОГО ЗОЛЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОРИСТЫХ СТЕКОЛ

Константинова Е.И., Зюбин А.А., Слежкин В.А.

*Калининградский государственный технический университет,
Калининград, Россия*

*Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта,
Калининград, Россия E-mail:*

konstantinovaeliz@gmail.com, azubin@mail.ru, vslezhkin@mail.ru

Лазерный отжиг [1], спекание нанокompозитных материалов [2] при высоких температурах позволяют сформировать структуру с гибридными свойствами. В последнее время актуальными для исследований представляются различные пористые макро- и наноструктуры с развитой поверхностью [3]. Осаждение металлических наночастиц (НЧ) на такие структуры с последующей термообработкой, позволяет получить высокочувствительные оптические элементы для создания биохимических датчиков.

В данной работе изучались спектры комбинационного рассеяния (КР) НЧ Ag на матовой поверхности стекла после термообработки. НЧ Ag получали боргидридным методом, их размеры (фракции со средним радиусом 0,5 и 8 нм) определяли на фотокорреляционной установке FotoCor-Complex НЧ Ag, затем наносили на матовую поверх-

ность стекла и отжигали в муфельной печи при 350 °С. Спектры КР получали на исследовательской установке Centaur U при возбуждении твердотельным лазером с диодной накачкой - DPSS ($\lambda = 473$ нм, мощность излучения 50 мВт) и регистрировали с помощью детектора на основе ПЗС-матрицы с накоплением сигнала 20 с.

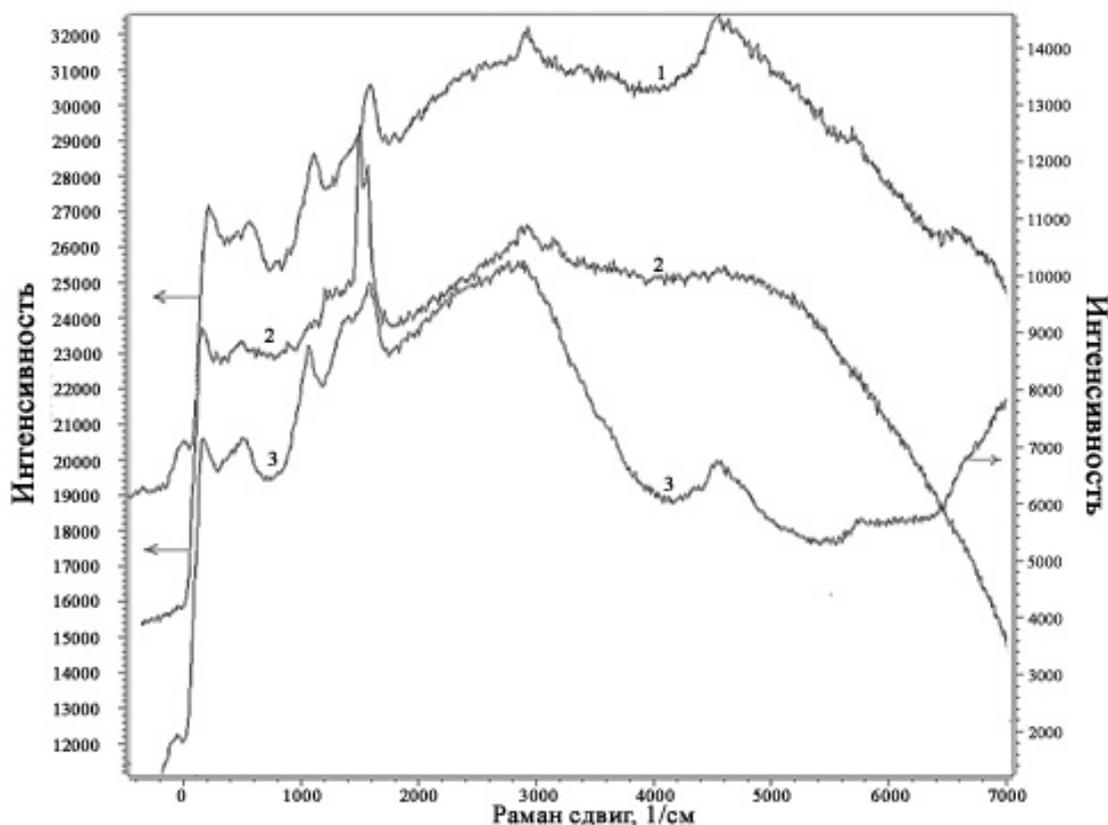


Рис. 1. Спектры КР НЧ Ag на матовой поверхности стекла. Концентрация НЧ Ag на поверхности: 1 - $N = 2,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 2 - $N = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, 3 - $N = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

На рис. 1 представлены спектры КР НЧ Ag с различной концентрацией на поверхности стекла. В спектрах отчетливо видны полосы на 200 см^{-1} , 400 см^{-1} , 1100 см^{-1} , 1565 см^{-1} , 2900 см^{-1} и 4600 см^{-1} , характерные для валентных колебаний Si и его соединений (Si-O-Si, SiH_x и др.) [5, 6]. С увеличением концентрации НЧ Ag ослабевает сигнал комбинационного рассеяния, что обусловлено увеличением размера нанокластеров НЧ Ag, образовавшихся при термообработке.

Результаты получены в рамках государственного задания Минобрнауки России № 3.809.2014/К.

Литература

1. Степанов А.Л.. Плавление наночастиц серебра в матрице стекла при лазерном отжиге // ЖТФ. 2008. Т. 34, № 23.
2. Поволоцкая А.В. Лазерно-индуцированное формирование гибридных С-Au-Ag наночастиц и исследование эффекта гигантского комбинационного рассеяния света на полученных структурах. Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Санкт-Петербург.
3. Кайдашев В.Е. Усиление комбинационного рассеяния локализованными плазмонами в наночастицах серебра на поверхности наностержней оксида цинка // ЖТФ. 2012. Т. 82. № 10. С.85-89.
4. Леньшин А.С. Исследование электронного строения и химического состава пористого кремния, полученного на подложках n- и p- типа методами Xanes и ИК спектроскопии // Физика и техника полупроводников, 2011. Т.45. № 9. С. 1229-1234.
5. Михайлов А.В. Селективное поглощение в термически окисленном нанопористом кремнии // Оптический журнал. 2012. Т. 79. № 2. С. 53-58.

ЭВОЛЮЦИЯ ФАЗОВОЙ СТРУКТУРЫ СИНГУЛЯРНЫХ ПУЧКОВ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В ОДНООСНОМ КРИСТАЛЛЕ

Соколенко Б.В., Полетаев Д.А.

*Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского,
Физико-технический институт, Симферополь, Россия, e-mail: simplex@crimea.edu*

Преобразование интенсивности и фазы параксиальных пучков, прошедших одноосный кристалл ортогонально оптической оси имеет важное значение как способ, позволяющий воспроизводить поля с фазовой сингулярностью – оптическим вихрем [1]. Анализ поведения сингулярных пучков с осевым оптическим вихрем в левой и правой компонентах круговой поляризации указывает на динамику формирования фазовой картины при малых возмущениях: в случае смещения вихря и поворота кристалла на малый угол относительно оси пучка. В результате двулучепреломления в кристалле формируются топологические диполи – вихри с противоположными знаками заряда.

Изменение геометрии кристалла, наклон, поворот вокруг оси пучка дает возможность управлять числом и положением сингулярных пучков, прошедших кристалл, в плоскости наблюдения [2, 4]. Указанные эффекты применимы в устройствах фазовой модуляции, в оптической микроскопии и устройствах бесконтактного захвата микро-частиц (оптических пинцетах) [3]. Физический механизм формирования сложных скалярных полей в кристалле основывается на двойном лучепреломлении, а именно интерференции результирующих обыкновенного и необыкновенного пучков [4]. Эллиптическая деформация необыкновенного пучка нарушает общую симметрию распределения интенсивности поля, что вызывает рождение локальных минимумов и максимумов в структуре параксиального пучка. Однако вопрос исследования особенностей пространственного распределения фазы таких полей на данный момент раскрыт не полностью. В частности, формирование коноскопической картины в сингулярных пучках заслуживает детального рассмотрения благодаря богатому разнообразию эффектов, возникающих в результате интерференции обыкновенного и необыкновенного пучков.

При рассмотрении одноосного кристалла, оптическая ось которого направлена строго ортогонально направлению распространения когерентного пучка, кристаллографические оси ориентируются в лабораторной системе координат согласно тензору диэлектрической проницаемости [5]:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

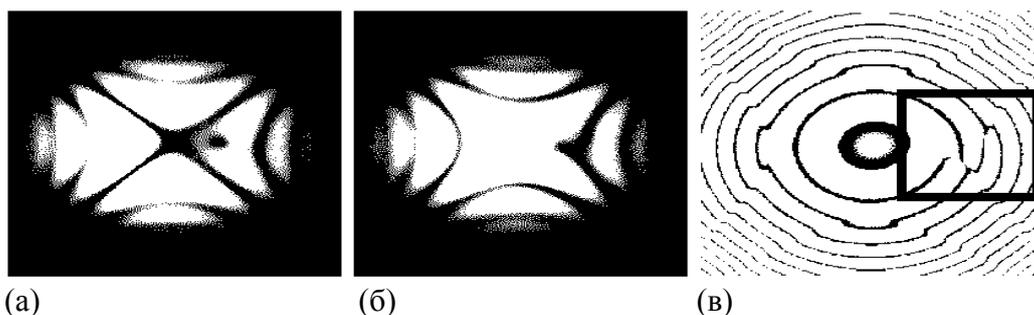
где ε_1 – коэффициент диэлектрической проницаемости для обыкновенного пучка, напряженность поля которого обозначим E_x и ε_2 – соответствующий коэффициент для необыкновенного пучка E_y . Решением волновых параксиальных уравнений для пучков, распространяющихся в среде с двулучепреломлением будет результирующее поле, состоящее из двух компонент:

$$\tilde{E}_x = \left(\frac{X - i\xi Y}{w_o \sigma_o} - a e^{-i\xi(\psi - \varphi)} \right) \times \exp \left[- (X^2 + Y^2) / w_o^2 \sigma_o \right] / \sigma_o, \quad (2)$$

$$\tilde{E}_y = \frac{i}{\sqrt{\sigma_x \sigma_y}} \left(\frac{X}{w_e \sigma_x} - i\xi \frac{Y}{w_e \sigma_y} - a e^{-i\xi(\psi - \varphi)} \right) \times \exp \left[- \frac{X^2}{w_e^2 \sigma_x} - \frac{Y^2}{w_e^2 \sigma_y} \right], \quad (3)$$

где введены обозначения: $k_1 = k_z^{(x)} = k_0 n_1$, $k_2 = k_z^{(y)} = k_0 n_2$, $z_o = k_1 w_o^2 / 2$, $z_x = k_2 w_e^2 / 2$,

$z_y = k_2 w_e^2 n_1^2 / 2 n_2^2$, $\sigma_o = 1 - iz / z_o$, $\sigma_x = 1 - iz / z_x$, $\sigma_y = 1 - iz / z_y$, $X = x \cos \psi - y \sin \psi$, $\xi = \pm 1$. Данные поля (2) и (3) описывают обыкновенный и необыкновенный пучки, которые, благодаря различным показателям преломления вдоль ортогональных осей кристалла и, вследствие этого, неравной расходимости (длины Релея), получают разное уширение, что отражается формированием известной коноскопической картины в циркулярно поляризованном базисе: $E_+ = E_x - iE_y$, $E_- = E_x + iE_y$.



Распределение интенсивности левой E_- (а) и правой E_+ (б) циркулярно поляризованных компонент и фазовая картина (в) пучка со смещенной относительно оси пучка сингулярностью. Прямоугольником указана топологическая пара, входящая в реакцию. Параметры пучка следующие: $a = 0.5$, $\omega_0 = 10 \mu m$, $z = 20 mm$, $\xi = -1$, $n_o = 1.54$, $n_e = 1.55$.

Как показано на рисунке, при сдвиге вихря с оси обыкновенного пучка на расстояние, равное половине ширины перетяжки ω_0 , положение сингулярности в необыкновенном пучке слегка отличается на величину отношения показателей преломления n_o / n_e , вследствие эллиптической деформации Еу пучка. Иными словами, эллиптическая деформация, определяемая анизотропией среды, усиливает смещение сингулярности в необыкновенном пучке, вызывая ряд топологических преобразований в результирующем поле. Сложная коноскопическая картина вносит, в свою очередь, дополнительное возмущение благодаря постоянной разности фаз, возникающей между обыкновенным и необыкновенным пучком, прошедшими различный оптический путь в кристалле. В окрестности изоклин формируются участки с неопределенностью фазовой составляющей поля – скалярные сингулярности. Дальнейший рост смещения вихря с оси пучка приводит к сложному взаимодействию фазовых сингулярностей и рождению дипольных пар (рисунок в). Это выражается в расщеплении фазовых линий, образующих так называемые «вилки», соответствующие оптическим вихрям с противоположными знаками топологических зарядов. Данный процесс может найти широкое применение в системах формирования скалярных полей с высокой степенью пропускающей способности, используя лишь одноосный кристалл и поляризационный фильтр.

Литература

1. Bekshaev, A.Ya, Soskin M.S. and Vasetsov M.V. Paraxial light beams with angular momentum. New York: Nova Science Publishers. 2008.
2. Ciattoni A., Palma C. Optical propagation in uniaxial crystals orthogonal to the optical axis: paraxial theory and beyond // J. Opt. Soc. Am. A. 2008, № 20. p. 2163-2171.
3. Popiolek-Masajada A., Sokolenko B. etc. Optical Vortex Scanning in an aperture limited system // Optics and Lasers in Engineering. 2014, № 55. p. 105–112.
4. Sokolenko B.V., etc The evolution of light spin-orbital momentum within the rotated uniaxial crystal near the perpendicular to its optical axis // Proc. of SPIE. 2013, № 9066.
5. Volyar A.V., Shvedov V.G., Fadeyeva T.A., etc Generation of single-charge optical vortices with an uniaxial crystal // Optics Express 2009, V.14 № 9. p. 3724-3729.

УВЕЛИЧЕНИЕ РАЗРЕШЕНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО СИГНАЛА ОТ НАНОАЛМАЗОВ В СКАНИРУЮЩЕМ БЛИЖНЕПОЛЕВОМ ОПТИЧЕСКОМ МИКРОСКОПЕ С АПЕРТУРНЫМ ЗОНДОМ

Самойленко С.Р.

МИЭТ, Зеленоград, Москва, Россия, E-mail: s.r.samoylenko@gmail.com

Люминесцирующие микро- и наноалмазы нашли свое применение в квантово-оптических исследованиях и биомедицинских технологиях. Для получения информации об их люминесценции, как правило, используются методы конфокальной микроскопии. Однако, согласно дифракционному пределу Аббе, принципиально невозможно сфокусировать свет в пятно размером меньше длины волны. Исходя из этого, рэлеевское предельное разрешение любого оптического прибора ограничено следующим условием:

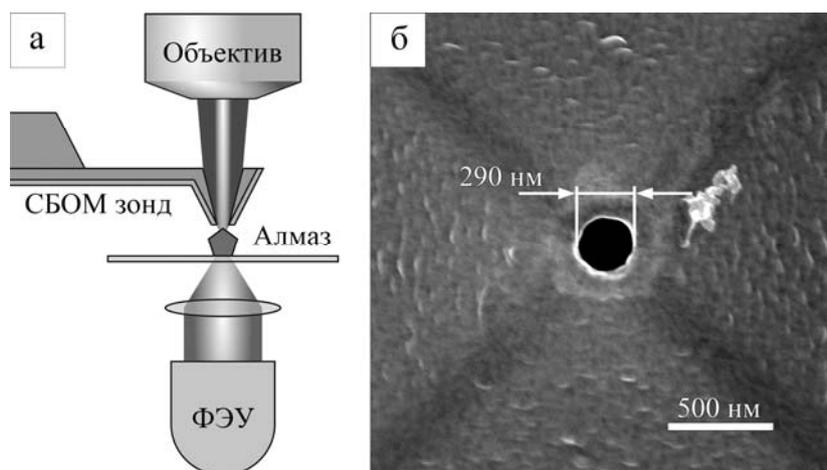
$$LR = \frac{0.61 * \lambda}{n * \sin(\alpha)} \quad (1)$$

где λ - это длина волны излучения, а $n * \sin(\alpha) = NA$ - числовая апертура объектива оптического прибора (n - показатель преломления среды, в которой находится изучаемый образец, α - апертурный угол). В случае, когда измерения проводятся в воздушной среде (показатель преломления $n=1$), максимальное значение числовой апертуры объектива не превышает $NA=1$, ограничивая, таким образом, предельное разрешение значением $LR=325$ нм для излучения с длиной волны $\lambda=532$ нм.

Для преодоления дифракционного предела в оптической микроскопии используется метод сканирующей ближнеполевой оптической микроскопии (СБОМ). Его отличительной особенностью, по сравнению с другими оптическими техниками, является использование зонда. Различают два вида зондов: апертурные (apertured-probe) и безапертурные (apertureless/scattering-probe). В качестве апертурного зонда обычно выступает заостренное оптическое волокно покрытое слоем металла (алюминий или серебро) и апертурой (диаметром 50-100 нм) на острие. В таком случае часть возбуждающего излучения проходит через апертуру зонда и достигает образца, расположенного на расстоянии $z \ll \lambda$, т.е. в ближней зоне. В результате, диаметр светового пятна, фокусируемого на поверхности образца излучения, сравним с размером апертуры. Впервые подобная идея была предложена Сингхом [Synge, 1928, 356] в 1928 году, однако, из-за отсутствия необходимых технологий, ее экспериментальная реализация для излучения оптического диапазона стала возможной только в 80-х годах, благодаря работе группы исследователей под руководством Поля [Pohl, 1984, 651]. Безапертурные зонды выступают в роли усилителя возбуждающего поля и используются для переизлучения ближнеполевых компонент в область дальнего поля. Пространственное разрешение в таком случае определяется размером области локализации усиленного поля, который сравним с радиусом кривизны острия. Таким образом, использование ближнеполевой оптической микроскопии позволяет реализовать разрешение, значительно превышающее дифракционный предел и ограниченное только диаметром апертуры или радиусом кривизны зонда.

В предлагаемой работе в сканирующем ближнеполевом микроскопе с апертурным зондом, сконструированном на основе сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) исследуется люминесценция субмикронных алмазных частиц с примесными NV-центрами. В качестве апертурного зонда выступает СЗМ-кантилевер, представляющий собой кремниевый чип с пирамидой на конце. Апертура вытравлена фокусированным ионным пучком и имеет форму круга с диаметром 290 нм. Размеры алмазных кристаллитов определялись с помощью атомно-силового микроскопа. Анализ полученных данных показал, что достигнутое разрешение в режиме сканирующей конфокальной микроскопии составило 530 нм, что соответствует теоретически предсказанному $LR_{теор}^{конф} = 460$ нм. В случае же СБОМ, достигнутое разрешение составило $LR_{эксн}^{СБОМ} = 300$ нм, что, как утверждалось выше, определяется диаметром апертуры зонда, в нашем случае имеющий значение $d=290$ нм.

Рис. 1. (а) Схематическое изображение проходящего через зонд возбуждающего излучения и люминесцентного излучения образца, регистрируемого с помощью ФЭУ в СБОМ. (б) Изображение выходного отверстия зонда, полученное в растровом электронном микроскопе JOEL JSM 7001F



Величина полезного люминесцентного сигнала, детектируемого в конфокальном микроскопе от изолированной наночастицы пропорциональна произведению $(d_{алм})^2 h_{алм}$ при условии равномерного распределения люминесцирующих NV центров по объему наночастиц. При переходе к детектированию люминесценции при помощи СБОМ полезный сигнал пропорционален $(d_{алм})^2 h_{СБОМ}$, где $h_{СБОМ}$ - глубина проникновения излучения за пределы выходного отверстия. Принимая во внимание данные о высоте анализируемого кристаллита и уменьшении сигнала люминесценции от него (в 6 раз) при переходе от конфокального к апертурному микроскопу находим, что $h_{СБОМ} \sim 10$ нм для данного размера выходного отверстия зонда. Величина фонового сигнала от подложки примерно пропорциональна $(LR_{конф})^3$ для конфокального микроскопа и $(LR_{СБОМ})^2 h_{СБОМ}$ для СБОМ. Пренебрегая некоторым различием в плотности мощности лазерного излучения для двух рассматриваемых случаев получаем расчетное уменьшение фонового сигнала при переходе от конфокального микроскопа к СБОМ ≈ 160 , что достаточно хорошо согласуется с полученным в эксперименте 100 кратным уменьшением. Дальнейшее увеличение латерального разрешения возможно при использовании зондов с меньшей апертурой.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-22-00243).

Литература

1. Pohl D.W. Optical stethoscopy: Image recording with resolution $\lambda/20$ // Applied Physics Letters. 1984. V. 44 (7). P. 651-653.
2. Syngé E.H. A suggested method for extending the microscopic resolution into the ultramicroscopic region // Phil. Mag. 1928. V. 6 (35). P. 356-362.

ЭЛЛИПСОМЕТРИЯ СЕРЕБРЯНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ РАЗЛИЧНОЙ СТЕПЕНИ ШЕРОХОВАТОСТИ

Цибулькинова А.В., Слежкин В.А., Брюханов В.В.

КГТУ, БФУ им. И. Канта, Калининград, Россия

E-mail: anna.tsibulnikova@mail.ru

Методы эллипсометрии в настоящее время нашли свое широкое применение в области исследования оптических свойств различных слоистых и тонкопленочных структур [1].

В данной работе проведено исследование серебряных поверхностей, полученных методом электрохимического осаждения медной пластины в электролите серебрения, с различной степенью шероховатости. Исследования проводились для образцов с анод-

ным растворением осажденной поверхности на глубину $\delta=0,25$ мкм, 0,75 мкм, 1 мкм. Представляло интерес рассмотреть функции действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости данных образцов и зависимости углов эллипсометрии с целью определения оптических особенностей.

Измерения проводили на эллипсометре AUTO SE Spectroscopic фирмы HORIBA and Jobin Yvon (Франция) при комнатной температуре.

На рисунке 1 представлена зависимость углов эллипсометрии для исследуемых серебряных поверхностей.

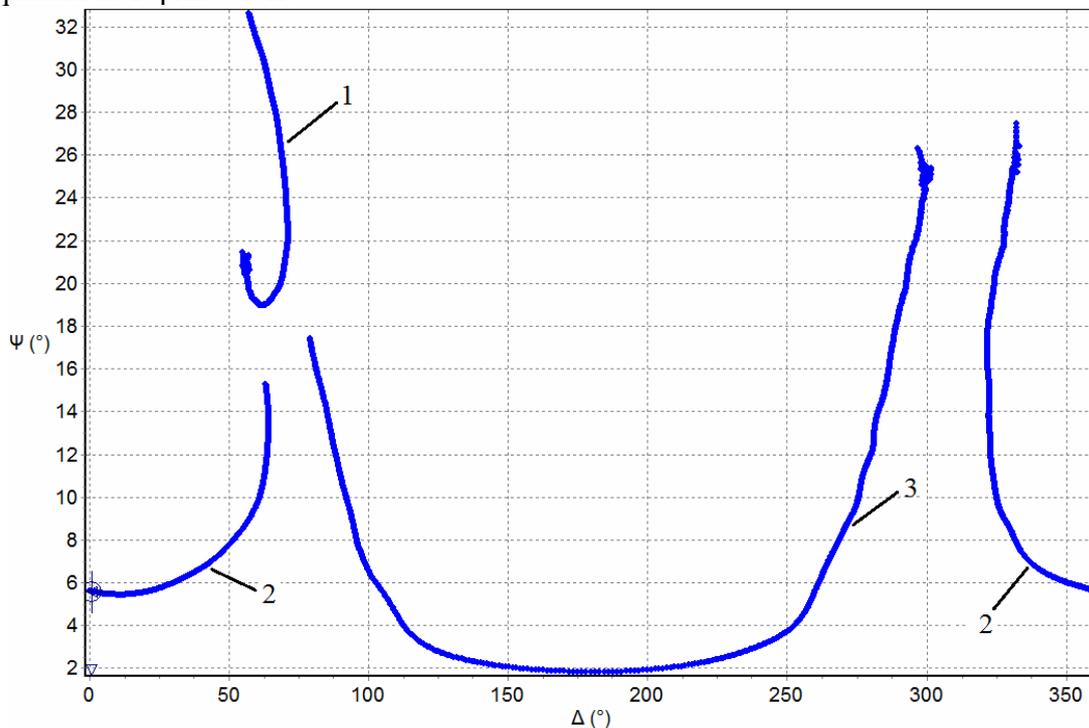


Рис. 1. Зависимость углов эллипсометрии для шероховатых аноднорастворенных серебряных поверхностей: 1 – 0,25 мкм; 2 – 0,75 мкм; 3 – 1 мкм

Из рисунка видно, что область существования эллипсометрических углов для шероховатых анодированных поверхностей различна. Это свидетельствует о значительном различии в отношении коэффициентов отражения р и s-поляризации ($|r_p|/|r_s|$). Следует отметить, что область значений углов Ψ для серебряной поверхности без анодного растворения лежит в пределах $35^\circ-38^\circ$ при $75^\circ \leq \Delta \leq 120^\circ$.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки № 3.809.2014/К.

Литература

1. Швец В.А., Спасивцев Е.В., Рыхлицкий С.В., Михайлов Н.Н. Эллипсометрия – прецизионный метод контроля тонкопленочных структур с субнанометровым разрешением // *Российские нанотехнологии*. – 2009. – Т.4. - № 3. С.72-84.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО БЛИЖНЕГО ПОЛЯ С ПОМОЩЬЮ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ АЗО-ПОЛИМЕРОВ

Дмитриева М.Д.

Казанский (Приволжский) Федеральный Университет, Казань, Россия

E-mail: dmitriuevam@gmail.com

Управление поляризацией оптического ближнего поля, генерируемого a-SNOM (от англ. – «aperture-based scanning near-field microscopy») зондами с субволновой апертурой, является важной задачей в области оптоэлектроники и оптоинформатики. В на-

стоящее время были проведены первые теоретические и экспериментальные исследования поляризации сильно-сжатых оптических полей для безапертурных плазмонных наноплазмонных [1,2]. В случае a-SNOM зондов поляризация входного лазерного излучения сильно искажается из-за его прохождения через оптическое волокно. В работе рассматриваются способы определения поляризации ближнего поля для плазмонных наноплазмонных и развивается подход для распознавания поляризации a-SNOM зондов с помощью фоточувствительных азо-полимеров.

Запоминающие устройства на азо-полимерах – одна из зарабатываемых технологий записи, основная идея которой – изменение ориентации азобензольных хромофоров под действием света с различными поляризациями.

Литература

1. S.Kharintsev, A. Fishman, S. Kazarian, and M. Salakhov, Polarization of near-field light induced with a plasmonic nanoantenna // Physical Review B 92, 115113, 2015
2. Toshihiro Mino, Yuika Saito, and Prabhat Verma, Quantitative Analysis of Polarization Controlled Tip-Enhanced Raman Imaging through the Evaluation of the Tip Dipole // ACS Nano, 2014, 8 (10), pp 10187–10195, 2014

БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ К ДВУХЧАСТИЧНОМУ ЭКСИТОН-ПЛАЗМОННОМУ НАНОКЛАСТЕРУ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Теренина Л.В.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

E-mail: terenina.LV@yandex.ru

Разработка органических и полупроводниковых светоизлучающих устройств является одним из интенсивно развивающихся в последние годы направлений нанофотоники и наноплазмоники [5, 6]. К настоящему времени довольно подробно исследованы оптические свойства атомов и молекул вблизи отдельных сферических наночастиц и нанопроволок. Был найден явный вид тензора поляризуемости сферической металлической наночастицы $\vec{\alpha}(\omega | \mathbf{B})$ во внешнем магнитном поле и определена степень влияния внешнего магнитного поля на скорость безызлучательной передачи энергии (БПЭ) электронного возбуждения между молекулами вблизи шаровой диамагнитной металлической наночастицы [4]. Особенно перспективны исследования оптических свойств кластеров из двух и более наночастиц, так как изменение геометрии кластера дает возможность эффективно управлять спектром плазмонных колебаний. На основе выражения, полученного в приближении квазитоочечных диполей для тензора дипольной динамической поляризуемости кластера [1], образованного двумя сфероидальными композитными наночастицами, исследованы изменения спектров поляризуемости кластера в постоянных внешних магнитных полях различной величины индукции [2].

В данной работе рассматривалось влияние двухчастичного нанокластера на процесс безызлучательной дезактивации возбужденной молекулы или квантовой точки (D). Нанокластер состоял из металлической частицы радиуса R_1 и частицы из молекулярного кристалла радиуса R_2 , в которой могли возникать коллективные электронные возбуждения – экситоны Френкеля. Расстояние между частицами - $R > R_1 + R_2$.

Согласно [3], скорость поглощения энергии электромагнитного поля нанокластером может быть представлена в следующем виде

$$U(\omega) = \frac{1}{2\hbar} \text{Im} \vec{\alpha}_{eff}(\omega | \mathbf{B}) |\mathbf{E}|^2, \quad (1)$$

где \mathbf{E} – поле молекулярного диполя возбужденной молекулы в месте нахождения нанокластера, $\vec{\alpha}_{eff}(\omega | \mathbf{B})$ – поляризуемость двухчастичного нанокластера, которая является магнитозависимым тензором второго ранга и имеет вид [2]

$$\vec{\alpha}_{eff}(\omega | \mathbf{B}) = [\mathbf{I} - \vec{\alpha}_1(\omega | \mathbf{B})\alpha_2(\omega)\vec{G}(\mathbf{R})\vec{G}(\mathbf{R})]^{-1} \times \times \left\{ \vec{\alpha}_1(\omega | \mathbf{B})[\alpha_2(\omega)\vec{G}(\mathbf{R}) + \mathbf{I}] + \alpha_2(\omega)[\vec{\alpha}_1(\omega | \mathbf{B})\vec{G}(\mathbf{R}) + \mathbf{I}] \right\}^T \quad (2)$$

$\vec{\alpha}_1(\omega | \mathbf{B})$, $\alpha_2(\omega)$ — поляризуемости металлической частицы и частицы из молекулярного кристалла соответственно, $\vec{G}(\mathbf{R})$ – диадическая функция Грина, \mathbf{I} – единичный тензор второго ранга.

Используя выражения (1) и (2), были получены частотные зависимости скорости БПЭ при различных величинах индукции \mathbf{B} внешнего магнитного поля (Рис.1).

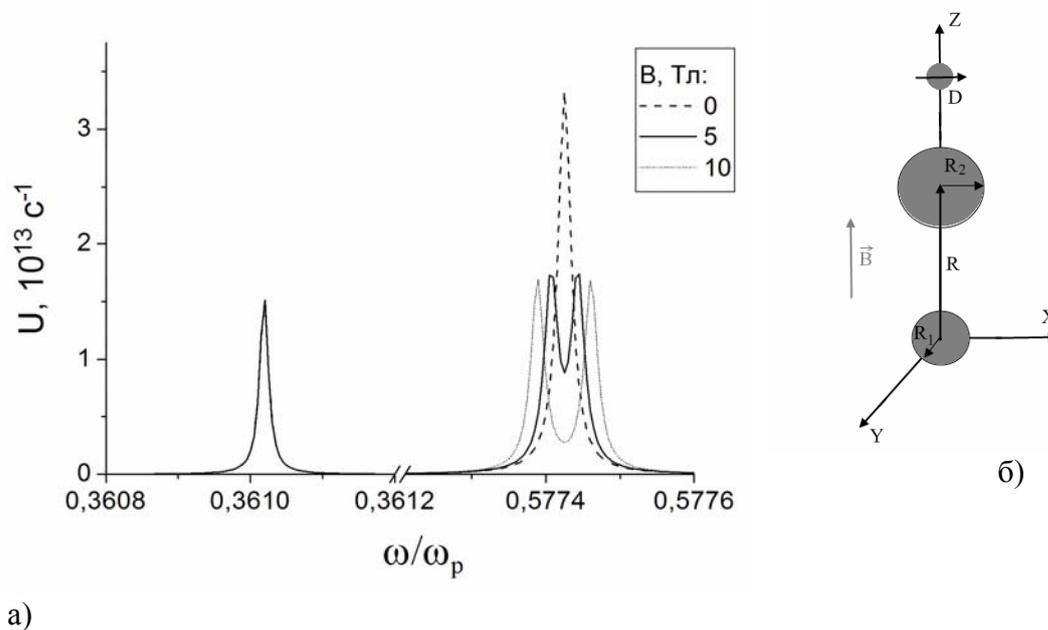


Рис.1 Частотная зависимость скорости БПЭ при изменении индукции внешнего магнитного поля \mathbf{B} а) при параллельной ориентации векторов индукции магнитного поля и оси кластера R б)

Кроме того были получены пространственные распределения вероятности БПЭ и выявлены зависимости скорости безызлучательной дезактивации донорного центра от геометрических и физических параметров системы.

Примечание. Выражаю благодарность научному руководителю д-ру ф.-м. н., профессору Кучеренко М.Г.

Литература

1. Кучеренко, М.Г. Тензорное представление динамической поляризуемости двухчастичного нанокластера в приближении точечных диполей // Всеросс. научно-метод. конфер. «Университетский комплекс как регион. центр образования, науки и культуры». Вопросы фундам. и прикл. физики. Оренбург, 2014.
2. Кучеренко М.Г., Налбандян В.М. Модификация спектра дипольной электрической поляризуемости кластера из двух проводящих сферических наночастиц во внешнем магнитном поле // Вестник ОГУ. 2014. №1(162). С. 118-126.
3. Кучеренко М.Г. Динамическая поляризуемость наносфера в случае вырожденного электронного газа и ее роль в плазмонном механизме передачи энергии. // Вестник ОГУ. 2012. №1. Т.137, С. 141-149.

4. Kucherenko M.G., Pen'kov S.A. Magnetic field effect on intermolecular radiationless energy transfer near metallic nanoparticle // Abstract. 3-rd A.N. Terenin Internat. Symp. «MOLECULAR PHOTONICS» 2012. St. Petersburg. - P. 64.
5. Malyukin Yu.V. Control of electron–lattice interaction in organic nanoclusters // Optical Materials. 2012. 34(12). P. 2008-2011.
6. Lebedev V.S., Medvedev A.S. Plasmon-exciton coupling effects in light absorption and scattering by metal/J-aggregate bilayer nanoparticles // Quantum electron. 2012. 42(8). P. 701–713.

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СВИНЦОВЫХ АКТИВНЫХ ЦЕНТРОВ В СТЕКЛАХ SiO_2 В ВИДИМОЙ И БЛИЖНЕЙ ИК ОБЛАСТИ

Харахордин А.В., Соколов В.О., Плотниченко В.Г., Лаптев А.Ю.,
Гурьянов А.Н.

*Научный Центр Волоконной Оптике РАН, Москва, Россия
Институт Химии Высокочистых Веществ РАН, Нижний Новгород, Россия
E-mail: kharakhordin@fo.gpi.ru*

Стекла, легированные висмутом, представляют собой новый класс оптически активных материалов, обладающих широким спектром люминесценции в ближнем ИК диапазоне длин волн. Возможность создания лазеров и оптических усилителей, работающих в этом диапазоне на основе таких стекол привлекает к ним значительное внимание в связи с перспективой их использования в волоконно-оптических линиях связи.

Легирование стекла другими элементами, близкими к висмуту по положению в периодической системе и обладающих близкими свойствами, может дать дополнительную информацию о природе висмутовых центров ИК люминесценции и возможность разработки новых активных материалов для использования в волоконной оптике. В первую очередь к таким элементам относится свинец.

В работах [1–3] наблюдалась ИК люминесценция в области 1.1–1.2 μm и вблизи 1.4 μm в волоконных световодах на основе кварцевых и германат-силикатных стекол, легированных свинцом, заготовки для которых изготавливались методом MCVD. Другими примерами наблюдения ИК люминесценции в области 1.1–1.2 μm в стеклах, легированных свинцом, являются работы [4] (стекла $\text{GeO}_2\text{:Pb}$) и [5] (стекла $7\text{GeO}_2\text{--AlF}_3\text{:Pb}$). Никаких обоснованных моделей свинцовых центров ИК люминесценции в перечисленных работах не предлагалось.

Для исследований использовались заготовки для световодов, изготовленные MCVD-методом, с сердцевиной из стекла SiO_2 , легированного свинцом. Введение свинца осуществлялось по растворной технологии. Пористый слой SiO_2 пропитывался раствором нитрата свинца $\text{Pb}(\text{NO}_3)_2$, избыток раствора удалялся и производилась осушка слоя от растворителя.

В таблице 1 приведены: обозначение исследованных образцов заготовок, концентрация свинца в их сердцевине и атмосфера, в которой схлопывалась данная заготовка. Для сравнения, в качестве контрольных, использовались образцы, вырезанные из заготовки, полученной без введения в ее сердцевину свинца (3LSO), и образец Z с введенным в него свинцом, любезно предоставленный авторами работы [2].

№	Обозначение	Концентрация свинца, вес. %	Атмосфера
1	1LSO	0.0045	O ₂
2	2LSHe	0.005	He
3	3LSO	0	O ₂
4	4LSN	0.36	N ₂
5	Z	< 0.07	Ar
6	6LSH	0.01	H ₂

Таблица 1. Исследованные образцы

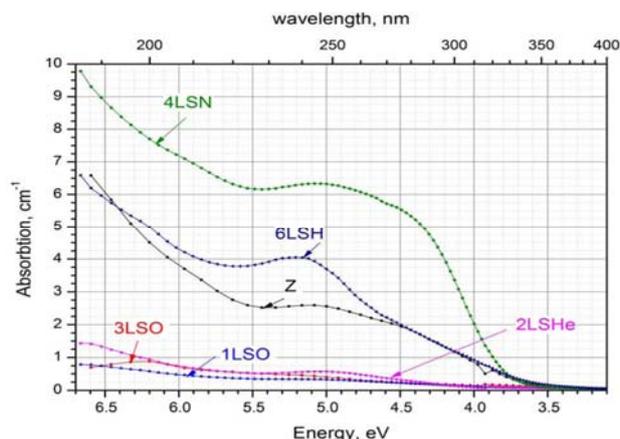


Рис.1 Поглощение в исследованных образцах

Экспериментальное изучение спектров поглощения (пропускания) (Рис. 1), люминесценции и возбуждения люминесценции стекол SiO₂:Pb показало, что при относительно низком содержании PbO (~0.1 вес.%) в этих стеклах наблюдается видимая люминесценция (Рис. 2) в областях 300-450 и 500-600 нм и ИК люминесценция (Рис. 3) в областях 850-950, 1000-1200 и 1300-1400 нм

Наибольшая интенсивность ИК люминесценции наблюдалась в образцах, при изготовлении которых использовалась атмосфера водорода.

Результаты расчетов позволяют предположить, что люминесценция в области 300-450 нм обусловлена трех- и двухкоординированными атомами Pb, в области 500-600 нм — двухкоординированными атомами Pb. ИК люминесценция в области 1000-1200 нм может быть обусловлена центром, представляющим собой междоузельный ион Pb⁺ в сетке SiO₂, а в областях 850-850 нм и 1300-1400 нм — центром, представляющим собой комплекс, образованный междоузельным атомом Pb⁰ и двумя кислородными вакансиями.

Литература

1. I.A. Bufetov, S.V. Firstov, V.F. Khopin, A.N. Abramov, A.N. Guryanov, E.M. Dianov, "Luminescence and optical gain in Pb-doped silica-based optical fibers," *Opt. Express* 17(16), 13487-13892 (2009)
2. A.S. Zlenko, S.V. Firstov, K.E. Riumkin, V.F. Khopin, L.D. Iskhakova, S.L. Semjonov, I.A. Bufetov, E.M. Dianov, "Optical properties of IR-emitting centres in Pb-doped silica fibres," *Quant. Electronics* 42(4), 310-314 (2012)
3. А.С. Зленко, "Изготовление и спектроскопическое исследование волоконных световодов из кварцевого стекла, легированного висмутом или свинцом." Дисс. канд. физ.-мат. наук. Москва (2014)
4. M.Y. Sharonov, A. B. Bykov, V. Petricevic, R. R. Alfano, "Spectroscopic study of optical centers formed in Bi-, Pb-, Sb-, Sn-, Te-, and In doped germanate glasses," *Opt. Lett.* 33(18), 2131-2133 (2008)
5. M.A. Hughes, R.M. Gwilliam, K. Homewood, B. Gholipour, D.W. Hewak, T.-H. Lee, S. R. Elliott, T. Suzuki, Y. Ohishi, T. Kohoutek, R.J. Curry, "On the analogy between photoluminescence and carrier-type reversal in Bi- and Pb-doped glasses," *Opt. Express* 21(7), 8101-8115 (2013)

ИССЛЕДОВАНИЕ АНТИСТОКСОВОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ИОНОВ ГОЛЬМИЯ ВО ФТОРИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ СО СТРУКТУРОЙ ФЛЮОРИТА ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ НА УРОВЕНЬ ⁵I₅

Меркулов А.П., Ляпин А.А.

Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева, Институт физики и химии, Саранск, Россия E-mail: merkulianskii@yandex.ru

Антистоксова люминесценция ионов Ho³⁺ во фторидных кристаллах со структурой флюорита изучается с 60-х годов прошлого века [1,2,4]. Актуальность данных исследо-

ваний вызвана возможным применением этих материалов в качестве визуализаторов инфракрасного излучения, квантовых счетчиков, активных сред для лазеров.

В настоящей работе представлены результаты исследования механизмов возникновения антистоксовой люминесценции в ионах Ho^{3+} в кристаллах $\text{CaF}_2:\text{Ho}$ и $\text{BaF}_2:\text{Ho}$ при возбуждении на уровень $^5\text{I}_5$ ионов Ho^{3+} лазерным инфракрасным излучением с длиной волны 890 нм. Одной из особенностей фторидных кристаллов со структурой флюорита при легировании РЗ-ионами является образование в них кластеров, которые значительно влияют на механизмы, отвечающие за возникновение антистоксовой люминесценции в этих материалах. Исследованию антистоксовой люминесценции ионов Ho^{3+} во фторидных кристаллах при возбуждении на уровни $^5\text{I}_4$, $^5\text{F}_5$, $^5\text{S}_2$, $^5\text{F}_3$ посвящено значительное количество публикаций [1-3]. Однако в настоящее время практически отсутствуют работы, в которых исследовалось коротковолновое свечение при возбуждении на энергетический уровень $^5\text{I}_5$ ионов Ho^{3+} лазерным излучением в ближнем ИК-диапазоне. При данном способе возбуждения были зарегистрированы спектры антистоксовой люминесценции ионов Ho^{3+} соответствующие переходам $^5\text{F}_3 \rightarrow ^5\text{I}_8$, $^5\text{F}_4(^3\text{S}_2) \rightarrow ^5\text{I}_8$, $^5\text{F}_5 \rightarrow ^5\text{I}_8$ этих ионов в кристаллах $\text{CaF}_2:\text{Ho}$ и $\text{BaF}_2:\text{Ho}$, что объясняет интенсивное свечение данных кристаллов в видимом диапазоне длин волн и возможность использования их для визуализации инфракрасного излучения. Для выявления механизмов ответственных за возникновение антистоксовой люминесценции ионов Ho^{3+} в материалах CaF_2 и BaF_2 были зарегистрированы кинетики разгорания и затухания люминесценции ионов Ho^{3+} с уровней $^5\text{F}_3$, $^5\text{S}_2$, $^5\text{F}_5$ этих ионов. На основе анализа экспериментальных данных в работе предложены каналы заселения энергетических уровней ионов Ho^{3+} в кристаллах $\text{CaF}_2:\text{Ho}$ и $\text{BaF}_2:\text{Ho}$ при возбуждении на уровень $^5\text{I}_5$ этих ионов. Проведен сравнительный анализ механизмов антистоксовой люминесценции в кристаллах $\text{CaF}_2:\text{Ho}$ и $\text{BaF}_2:\text{Ho}$.

Авторы выражают благодарность за предоставленные для исследования образцы сотрудникам Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН Федорову П.П., Кузнецову С.В.

Работа выполнена при финансовой поддержке НИР в рамках проектной части государственного задания в сфере научной деятельности по заданию № 3.384.2014/К и государственного задания № 0708 0210059 611 («Организация проведения научных исследований»).

Литература

1. Brown M.R., Shand W.A., Physics Letters, 11, 219 (1964).
2. S.R. Bullock, et al, J. Opt. Soc. Am. B., 14, 553 (1997).
3. Mujaji M., Comins J.D., Phys. Stat. Sol. C, 9, 2372 (2004)
4. A.A. Lyapin, et al, Journal of Luminescence, 167, 120 (2015)

БЛИЖНЕЕ ПОЛЕ ДВУХСЛОЙНОГО НАНОЦИЛИНДРА С ПРОВОДЯЩЕЙ ОБОЛОЧКОЙ ИЛИ СЕРДЦЕВИНОЙ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Налбандян В.М., Коловертнов Г.С.

Оренбургский государственный университет, Центр лазерной и информационной биофизики, Оренбург, Россия, E-mail: nalband1@yandex.ru, kolovertnovgs@yandex.ru

Поляризованный в электромагнитном поле видимого диапазона, металлический цилиндр нанометрового радиуса имеет характерные частоты локальных плазмонных колебаний [1], которые сильно зависят как от размеров, так и от использования различных материалов для формирования сплошных или оболочечных структур. Особый интерес представляет случай, когда на объект воздействует постоянное магнитное поле, наряду с электромагнитной волной монохроматического излучения.

В данной работе исследованы частотные зависимости поляризуемости композитов состава металл/диэлектрик, диэлектрик/металл для различных значений индукции магнитного поля, радиусов сердцевин и оболочки цилиндра.

Для расчетов были использованы выражения для тензора $\vec{\vec{A}}$ дипольной поляризуемости единицы длины слоистого композитного цилиндра с анизотропной жилой (1) и напряженности поля вблизи слоистого цилиндрического композита (2), полученные в работе [2].

$$\vec{\vec{A}}(\varepsilon_1, \vec{\varepsilon}_2, \varepsilon_3) = \left[(\varepsilon_1 + \vec{\varepsilon}_2)(\vec{\varepsilon}_2 - \varepsilon_3) + (\varepsilon_1 - \vec{\varepsilon}_2)(\vec{\varepsilon}_2 + \varepsilon_3)\xi^2 \right] \times \left[(\varepsilon_1 + \vec{\varepsilon}_2)(\vec{\varepsilon}_2 + \varepsilon_3) + (\varepsilon_1 - \vec{\varepsilon}_2)(\vec{\varepsilon}_2 - \varepsilon_3)\xi^2 \right]^{-1} R^2, \quad (1)$$

$\varepsilon_1, \varepsilon_3$ – диэлектрические проницаемости внутреннего слоя и окружающей среды, $\vec{\varepsilon}_2 = \vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B})$ – тензор диэлектрической проницаемости, зависящий от внешнего магнитного поля \mathbf{B} , $\xi = \rho / R$ – отношение внутреннего радиуса к внешнему.

$$\mathbf{E}(r, \theta) = \mathbf{E}_0 - \vec{\nabla} \vec{\vec{A}}(\varepsilon_1, \vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}), \varepsilon_3) \mathbf{E}_0 \mathbf{r} / r^2, \quad (2)$$

\mathbf{E}_0 – однородное электрическое поле, \mathbf{r} – радиус-вектор проведенный в точку расчета напряженности \mathbf{E} .

Установлено, что спектры поляризуемости цилиндра с двумя поверхностями раздела металл–диэлектрик (металлическая оболочка) имеют два плазмонных резонанса, разнесенных по частоте.

Исследовано влияние внешнего магнитного поля на спектры электрической поляризуемости слоистого наноцилиндра.

При ненулевом значении индукции \mathbf{B} происходит расщепление линий спектра на частоте плазмонного резонанса на две компоненты, которые с дальнейшим увеличением расходятся, уменьшаясь по амплитуде (рис. 1) В том случае, когда сердцевина цилиндра – металлическая, увеличение его радиуса приводит к очевидному увеличению поляризуемости наноцилиндра, при этом резонансный пик смещается в высокочастотную область. Если сердцевина диэлектрическая, то при ее увеличении пик лежащий слева смещается в низкочастотную область, а пик справа – в высокочастотную.

На основе выражения (2) получена картина распределения вектора напряженности с указанием направления.

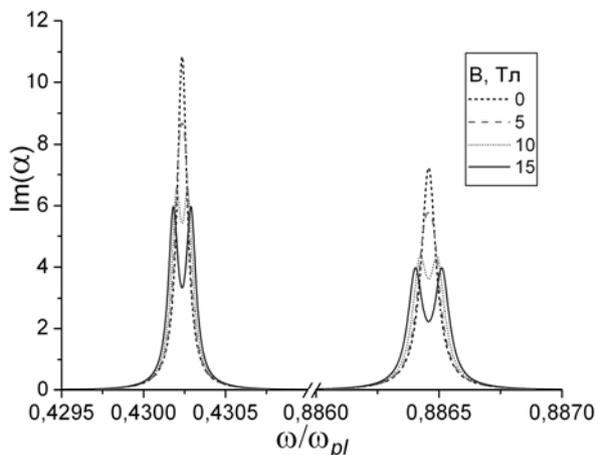


Рис.1. Частотная зависимость поляризуемости слоистого цилиндра при различных значениях магнитного поля \mathbf{B}

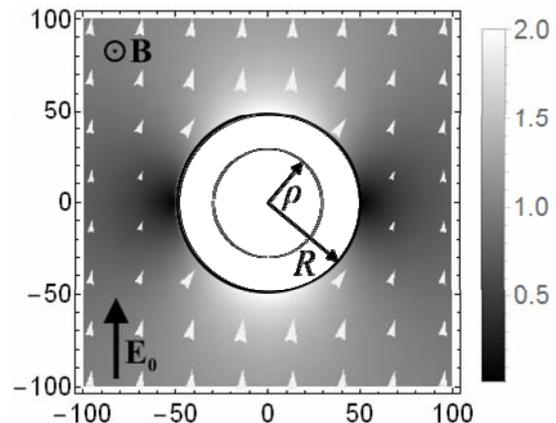


Рис.2. Распределение вектора напряженности с указанием направления (белые стрелки) вблизи композитного наноцилиндра на частоте (остальные параметры как на рисунке 1)

На рисунке 2 его величина передается градиациями серого (светлые области – усиление, темные – ослабление поля относительно затравочного величины $|E_0|$). Вектор индукции магнитного поля \mathbf{B} направлен вдоль оси цилиндра. Расчет вектора напряженности вдоль оси цилиндра не имеет зависимости от выбора места сечения, поэтому данная карта справедлива по всей его длине.

Сделан вывод о появлении расширенной возможности изменения спектрально-оптических свойств наноцилиндров (контроль смещения резонансов и их интенсивности) посредством варьирования геометрических параметров и наложения внешнего магнит-

ного поля. Было обнаружено, что на частоте плазмонного резонанса локальное поле вблизи поверхности нанокомпозита цилиндрической геометрии увеличивается на порядок относительно величины напряженности затравочного поля.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства образования и науки РФ (гос. задание № 233).

Литература

1. Новотный Л., Хехт Б. Основы нанооптики. М. ФИЗМАТЛИТ. 2009
2. Кучеренко М.Г. Локализованные плазмоны в замагниченном нанопилондре и сферическом слоистом композите с анизотропной сердцевиной или оболочкой // Матер. всерос. науч.-метод. конфер., Оренбург, 2016. с. 1220-1227

МЕТОДИКА ДИАГНОСТИКИ МЯГКОГО РЕНТГЕНА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СУБТЕРАВАТТНЫХ СУБПИКОСЕКУНДНЫХ УФ ИМПУЛЬСОВ С НИЗКОПЛОТНЫМИ МИШЕНЯМИ

Рябчук С.В., Гончаров С.А.

«МИФИ», факультет экспериментальной и теоретической физики, Москва, Россия E-mail: ser-gyab@mail.ru

В рамках экспериментов по исследованию взаимодействия субтеравааттных субпикосекундных УФ лазерных импульсов с мишенями на гибридной Ti:Sa/KrF лазерной установке ГАРПУН-МТВ [1] была отработана методика диагностики мягкого рентгена.

Лазерная установка состоит из двух каскадов широкоапертурных KrF усилителей с электронно-пучковой накачкой с объемом активной среды $12 \times 18 \times 100$ см³, и $8 \times 8 \times 110$ см³, вспомогательного электроразрядного KrF задающего генератора (Lambda Physik EMG, модель TMSM 150), используемого для поджига лазерно управляемых разрядников, а также Ti:Sa стартового комплекса "Старт-248М" производства ООО «Авеста Проект». Стартовый комплекс генерирует инфракрасные ультракороткие импульсы (УКИ), энергия которых после преобразования частоты излучения в полосу усиления KrF (ультрафиолетовое излучение на длине волны 248 нм) составляет до 0,2 мДж при длительности импульсов ~ 100 фс. После прохождения каскадов усилителей энергия УФ УКИ достигала 0.5 Дж, а длительность импульса в связи с дисперсией групповых скоростей уширялась до 1 пс. Длительность УКИ измерялась одноимпульсным автокоррелятором на основе двухфотонного возбуждения флуоресценции в кристалле фтористого бария, в котором навстречу друг другу заводились УКИ примерно равной интенсивности.

Были проведены тестовые эксперименты по взаимодействию УФ УКИ с различными мишенями: из тефлона, меди и оргстекла. Мишени крепились на регулируемом подвесе в вакуумной камере, которая оснащалась подготовленным сцинтиллятором и ФЭУ. УФ УКИ фокусировались сферической линзой с фокусным расстоянием $F=400$ мм. Благодаря возможности изменения энергии УФ УКИ, было определено распределение интенсивности по фокальному пятну, используя в качестве мишени оргстекло.

Кратеры имели симметричную форму с центральным круглым отверстием, диаметр и глубина которого зависели от энергии импульса (рис.1). В предположении гауссова распределения интенсивности был проведен анализ зависимости диаметра от энергии, который показал,

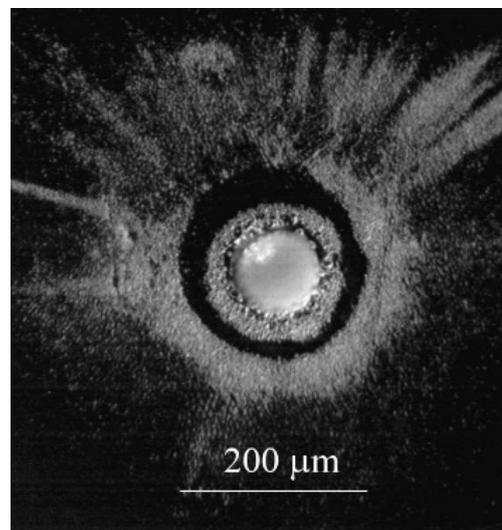


Рис.1. Изображение кратера в оргстекле

что центральная часть распределения с характерным радиусом 22 мкм содержит 65% всей энергии импульса, остальная энергия распределена в крыльях с характерным радиусом гауссовой аппроксимации 66 мкм. Таким образом, для генерируемых установкой УФ УКИ 1 пс длительности с энергией 0.5 Дж максимальная интенсивность в центре пятна фокусировки составляет $2 \cdot 10^{16}$ Вт/см².

При взаимодействии субтераваттных субпикосекундных УФ импульсов с мишенями было зарегистрировано мягкое рентгеновское излучение создаваемой плазмы. Диагностика рентгена проводилась с помощью сцинтиллятора со сменными алюминиевыми фильтрами, имеющими толщины от 20 до 60 мкм.

Работа поддержана грантами РФФИ №14-12-00194 и РФФИ №15-02-09410. Авторы благодарят В. Д. Зворыкина, А. А. Ионина, А. О. Левченко, Д. В. Мокроусову, Л. В. Селезнева, Е. С. Сунчугашеву и А. В. Шутова.

Литература

1. V.D. Zvorykin, A.O. Levchenko, N.N. Ustinovsky, "Amplification of subpicosecond UV laser pulses in the multistage GARPUN-MTW Ti:sapphire-KrF laser system," Quantum Electron., vol. 40, pp. 381–385, 2010.

ИЗМЕРЕНИЕ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ПОСТОЯННОЙ (ЗР□□□) ЗП□ РИДБЕРГОВСКОГО УРОВНЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА

Гончаров С.А., Рябчук С.В.

«МИФИ» Москва, Россия, E-mail: goncharov.s94@mail.ru

На сегодняшний день в спектроскопии большой интерес представляет процесс резонансно усиленной многофотонной ионизации (РЕМПИ). Его влияние на нелинейные процессы в атмосферном воздухе такие, как филаментация, остается не менее интересным. РЕМПИ имеет некоторые преимущества над прямой многофотонной ионизацией (МФИ). Он может приводить к значительному росту эффективности фотоионизации по сравнению с МФИ. Это связано с тем, что в результате наличия богатого колебательно-го спектра основных компонентов воздуха, молекулярного азота и кислорода, ионизация возможна через промежуточный метастабильный уровень, с дальнейшей одноквантовой ионизацией. В нашем случае для лазерного излучения на длине волны 248 нм наибольший интерес представляет из себя РЕМПИ в молекулах кислорода, где возможна двухфотонное возбуждение метастабильных уровней (2+1).

Для исследования ионизационных процессов в воздухе и последующего измерения вращательной постоянной использовалась методика измерения проводимости плазмы σ , создаваемой лазерным импульсом, при значениях плотности электронов в диапазоне $N_e = 10^9 \div 10^{16}$ см⁻³. Подробнее эта методика описывается в работе [2]. В работе использовался KrF лазер EMG 160 MSC, генерировавший импульсы длительностью ~25 ns и энергией ~200 mJ. Одно из зеркал резонатора было заменено на вращающуюся дифракционную решетку для того, чтобы обеспечить узкую полосу излучения, необходимую для исследования спектральной зависимости фотоионизации. В результате этого 90% излучения лазерного импульса содержалось в узкой полосе (~0.001 nm), перестраиваемой в диапазоне 248.1÷248.5 нм. Проводимость плазменного канала, создаваемого лазерными импульсами измерялась в про-ольной геометрии. Лазерный импульс фокусировался в межэлектродный промежуток $l=7.85$ mm между двумя трубчатыми электродами с помощью линзы с фокусным расстоянием $f=1$ m. К промежутку прикладывалось постоянное положительное напряжение $U=1.4$ kV. В качестве сопротивления нагрузки использовалось входное сопротивление $R_{osc}=50\Omega$ цифрового осциллографа Tektronix TDS3054. Схема измерения была напрямую подключена к одному из BNC разъемов осциллографа. Аналогичная схема, работающая в холостом режиме (без создания плаз-

менного канала), была соединена с другим каналом осциллографа. Записывая разность между двумя этими каналами, стало возможным сохранять отношение сигнал-шум достаточно высоким даже при низких плотностях электронов в плазме. Каждое измерение было усреднено по более 20 лазерным импульсам. Электронная плотность была вычислена с помощью соотношения, связывающего подвижность электрона μ и проводимость σ : $N_e = \sigma_{sp}/(e \cdot \mu)$. Схема измерения представлена на Рис. 1.

В эксперименте электронная плотность зависела квадратично от интенсивности лазерного излучения, что является типичным для (2+1) REMPI молекулярного кислорода. Спектральная зависимость выхода ионизации показана на Рис. 2.

Согласно данным из работы [1], мы предполагаем, что пиковая структура, изображенная на Рис. 1, представляет собой вращательную структуру ($3p \sigma_u$) $3\Pi_u$ ридберговского уровня. Благодаря эффекту ортогональности ожидается, что этот уровень должен иметь более высокую энергию, чем стандартные $3p$ ридберговские уровни. Согласно работе [1], этому уровню соответствует энергия 9.97 eV, что достаточно близко к величине удвоенного кванта $2h\nu \sim 10$ eV. Так как в литературе нет данных относительно величин колебательных и вращательных постоянных для $3\Pi_u$ уровня, полагая, что наблюдаемая в эксперименте пиковая структура относится к вращательной структуре нулевого колебательного уровня и используя правила отбора для двухфотонных переходов была рассчитана вращательная постоянная B' для уровня ($3p \sigma_u$) $3\Pi_u$: $B' = 1.83 \pm (0.03) \text{ cm}^{-1}$.

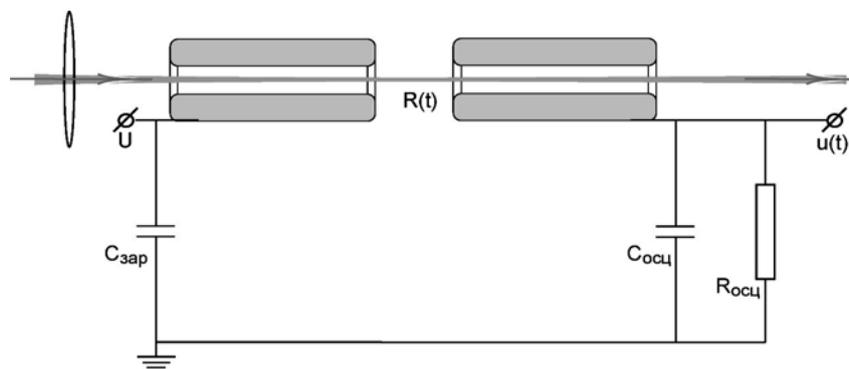


Рис. 1. Схема измерения

В заключении, была измерена вращательная постоянная $B' = 1.83 \pm (0.03) \text{ cm}^{-1}$ ($3p \sigma_u$) $3\Pi_u$ ридберговского состояния по полученной экспериментально спектральной зависимости (2+1) REMPI для молекулярного кислорода для узкополосного 248 нм лазерного излучения. Было получено, что ионизация происходит через промежуточные вращательные уровни $3\Pi_u$ ридберговского состояния.

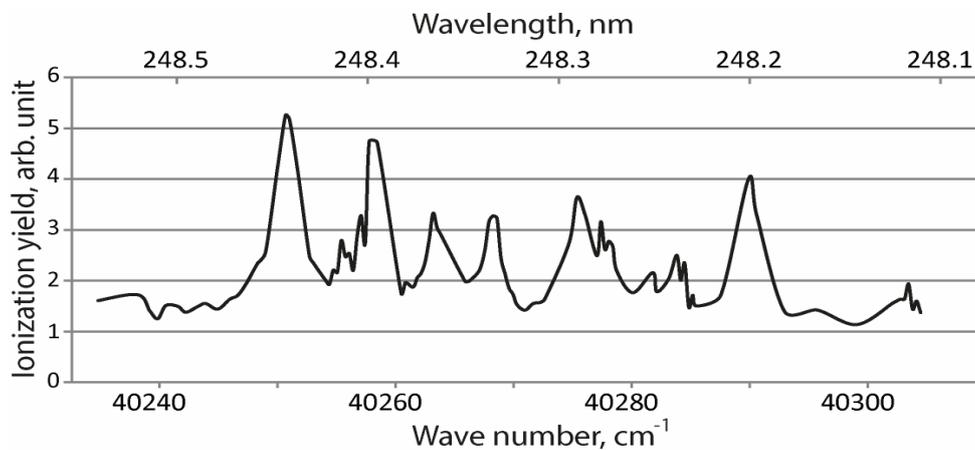


Рис. 2. Спектральная зависимость выхода ионизации для (2+1) REMPI молекулярного кислорода.

Авторы благодарят В.Д. Зворыкина и А.В. Шутова.

Литература

1. D.C. Cartwright, W.J. Hunt, W.A. Goddard III, et.al. “Theoretical and Experimental (Electron-Impact) Studies of Low Lying Rydberg States in O₂”, Phys. Rev. A, 8(5), 1973
2. V.D. Zvorykin, A.O. Levchenko, A.V. Shutov, et.al. “Long-distance directed transfer of microwaves in tubular sliding-mode plasma waveguides produced by KrF laser in atmospheric air”, Physics of Plasmas, 19(3), 2012

ДОПЛЕРОВСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ РАЗЛЕТА ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ: ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРИЯ.

Кондратьев А.Н.

ВНИИА имени Н.Л. Духова, Москва, Россия

E-mail: an.kondratev@physics.msu.ru

Моделирование процессов образования частиц микронного размера, вылетающих из ударно-нагруженных металлических образцов, на сегодняшний день является одним из ключевых направлений исследований, проводимых в ядерных центрах России и США [2, 3]. В настоящее время для изучения характеристик образующейся при разрушении дисперсной фазы широко применяется доплеровская лазерная интерферометрия (Photon Doppler Velocimetry – PDV) – универсальный интерферометрический метод исследования динамики быстропротекающих процессов, имеющий целый ряд преимуществ, в числе которых универсальность, технологичность и дешевизна используемых компонентов [4].

В докладе изложена теоретическая интерпретация данных PDV-измерений дисперсной фазы. Наблюдаемые на фотодетекторе биения представляются как функция взаимной когерентности многократно рассеянного поля, для которой решается транспортное уравнение [1]. Справедливость интерпретации интенсивности сигнала PDV-измерений дисперсной фазы как временного коррелятора рассеянного поля демонстрируется на примере результатов Фурье-анализа и статистической обработки экспериментальных данных, указывающих на спекловую структуру сигнала. Исследованы решения, полученные из моделей двухпоточкового приближения [1] и изотропного рассеяния в рамках плоской геометрии для автомобильных сред с произвольным пространственным распределением плотности.

Предложенный подход позволяет получить решение обратной задачи в виде оптических характеристик дисперсной фазы. В качестве примера представлены оценки таких характеристик в экспериментах с различными значениями давления ударной волны при выходе на поверхность исследуемого образца. Обнаружены качественные изменения в спектрах в зависимости от оптической толщины дисперсной фазы. Полученные данные дают основание для дальнейшего развития предложенного подхода к интерпретации результатов доплеровских измерений параметров пыления металлических образцов.

Литература

1. Исимару А., Распространение и рассеяния волн в случайно-неоднородных средах, т. 1, 2 (Мир, 1981).
2. Огородников В. А., Иванов А. Г., Михайлов А. Л. и др., «О выбросе частиц со свободной поверхности металлов при выходе на нее ударной волны и методах диагностики этих частиц», ФГВ, 1998, т.34, №6, 103-107.
3. W. T. Buttler, M. B. Zellner, R. T. Olson et al., “Dynamic comparisons of piezoelectric ejecta diagnostics”, Journal of Applied Physics 101, 063547 (2007).
4. O. T. Strand, D. R. Goosman, C. Martinez, “Compact system for high-speed velocimetry using heterodyne techniques”, Rev. Sci. Instruments 77, 083108 (2006).
5. A. R. Valenzuela, S. A. Clarke, G. Rodriguez, “Nanoscale topography of dynamic surfaces with ultrafast time resolution”, Applied Optics, vol. 47, no. 28 (2008).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАГНИТОФОТОННОГО ИНТЕНСИВНОСТНОГО ЭФФЕКТА В МАГНИТОПЛАЗМОННОМ КРИСТАЛЛЕ ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рогачев А.Е.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: aleksandr_rogachev94@mail.ru

В настоящее время создание высокочувствительных магнитных сенсоров представляет большой интерес во множестве приложений. Магнитооптические методы сенсирования обеспечивают такие преимущества, как отсутствие контактов, в отличие от индуктивных методов отсутствуют катушки, почти прилегающие к образцу для захвата магнитного потока. Эти катушки создают тепловой шум, который ограничивает точность измерений. Также магнитооптические сенсоры имеют преимущество получения данных прямо с поверхности материала. Это свойство может быть использовано для визуализации распределения магнитного поля в материале.

Здесь мы предлагаем новый тип сенсора магнитного поля, основанный на магнито-плазмонном кристалле, который состоит из ферромагнитного диэлектрического слоя, который покрыт золотой периодической структурой (Рис. 1 (а)). Он основан на недавно обнаруженном продольном магнитофотонном интенсивностном эффекте (LMPIE), который заключается в резонансном изменении коэффициентов прохождения и отражения, вызванным магнитным полем, направленным в плоскости перпендикулярно щелям [1]. Полученное изменение прозрачности составило 24 процента и может быть потенциально увеличено. Более того, при нормальном падении отсутствует эффект Фарадея, поляризация остается неизменной. Отличительной особенностью LMPIE является его чувствительность к плоскостной компоненте намагниченности, даже если структура облучается светом при нормальном падении. Это особенно важно для магнитооптических сенсоров и визуализаторов магнитного поля.

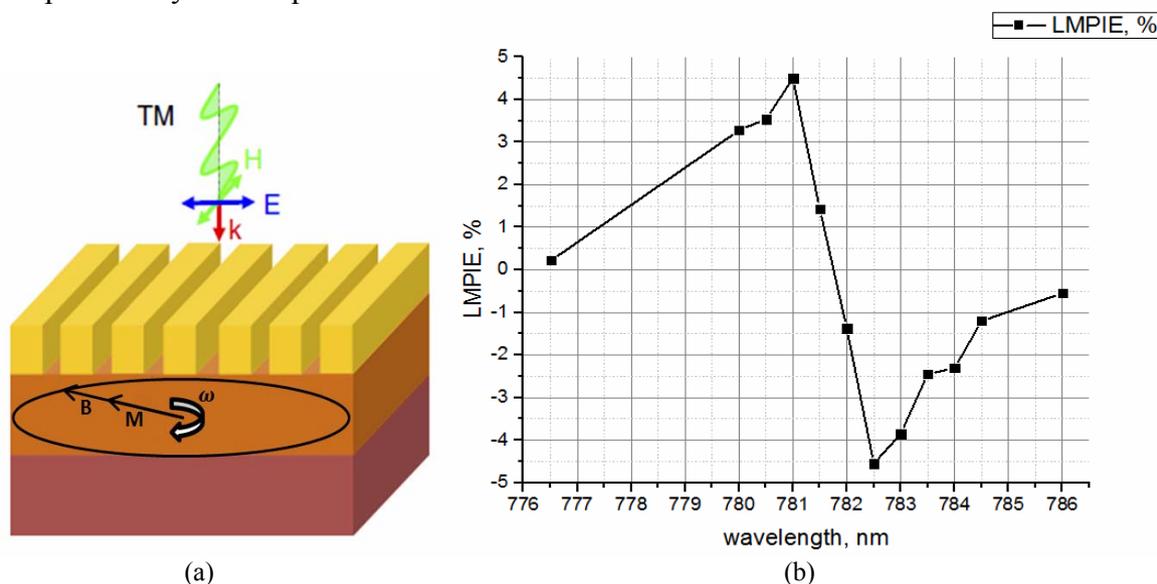


Рис. 1. (а) Магнито-плазмонный кристалл, используемый для магнитного детектирования. Желтый, коричневый и фиолетовый цвета соответствуют золоту, ферромагнитному диэлектрику и диэлектрической подложке соответственно. (б) Измеренный спектр LMPIE

В настоящей работе LMPIE используется для разработки сенсора магнитного поля. Прикладывается плоскостное вращающееся магнитное поле, оно достаточно сильное, чтобы держать образец в насыщении, и измеряется интенсивность прошедшего через образец света в зависимости от времени. Из-за LMPIE в сигнале возникает вторая гармоника. Присутствие малого дополнительного плоскостного постоянного внешнего магнитного поля приводит к искажению сигнала. Возникают другие гармоники, в частности 1-я и 3-я, амплитуды которых пропорциональны величине постоянного поля. Та-

ким образом, наблюдая количественное изменение амплитуд и фаз гармоник, мы определяем величины двух плоскостных компонент постоянного магнитного поля.

Для подтверждения концепции мы разработали и изготовили образцы с относительно малой намагниченностью насыщения диэлектрика. Образцы имеют различные параметры золотой решетки: период меняется от 320 нм до 340 нм, а толщина воздушной щели меняется от 70 нм до 140 нм. Вращающееся магнитное поле 10 Э создается катушками Гельмгольца. Свет нормально падает на образец. Спектр LMPIE для одного из образцов представлен на Рис. 1 (б). Полученная модуляция света - 5%.

Нашим следующим шагом было добавление постоянного плоскостного магнитного поля. Проведенный эксперимент подтвердил концепцию, что с помощью исследования лишних гармоник в сигнале коэффициента пропускания можно определить величину и направление магнитного поля.

Данная работа была поддержана Российским Научным Фондом (грант N 14-32-00010).

Литература

1. V.I. Belotelov, et al., Plasmon-Mediated Magneto-Optical Transparency, Nat. Commun. **4**, 2128 (2013).

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЙАНИЕ МОЛЕКУЛ РОДАМИНА 6Ж, УСИЛЕННОЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫМИ ПЛАЗМОНАМИ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА В ПЛЕНКЕ ПОЛИВИНИЛОВОГО СПИРТА

Константинова Е.И., Зюбин А.А., Петровская Ю.А., Слежкин В.А.,
Брюханов В.В.

Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта, Калининград, Россия
E-mail: azubin@mail.ru, konstantinovaeliz@gmail.com, juliapetrovskaia@gmail.com,
vslezhkin@mail.ru, bryukhanov_v.v@mail.ru

Поверхностные плазмоны наночастиц (НЧ) благородных металлов, возбуждаемые методом SPCE (Surface Plasmon Coupled Excitation), в результате резонансного переноса энергии на исследуемую молекулу позволяют улучшить ее оптические характеристики [1]. Использование свойств металлических НЧ в КР-спектроскопии позволяет усилить слабые сигналы биохимических веществ малых концентраций, что создает возможность использования ГКРС в качестве модели датчика.

Задача данной работы – исследовать влияние НЧ Ag на КР молекул родамина 6Ж (Р6Ж) в диэлектрической пленке поливинилового спирта (ПВС).

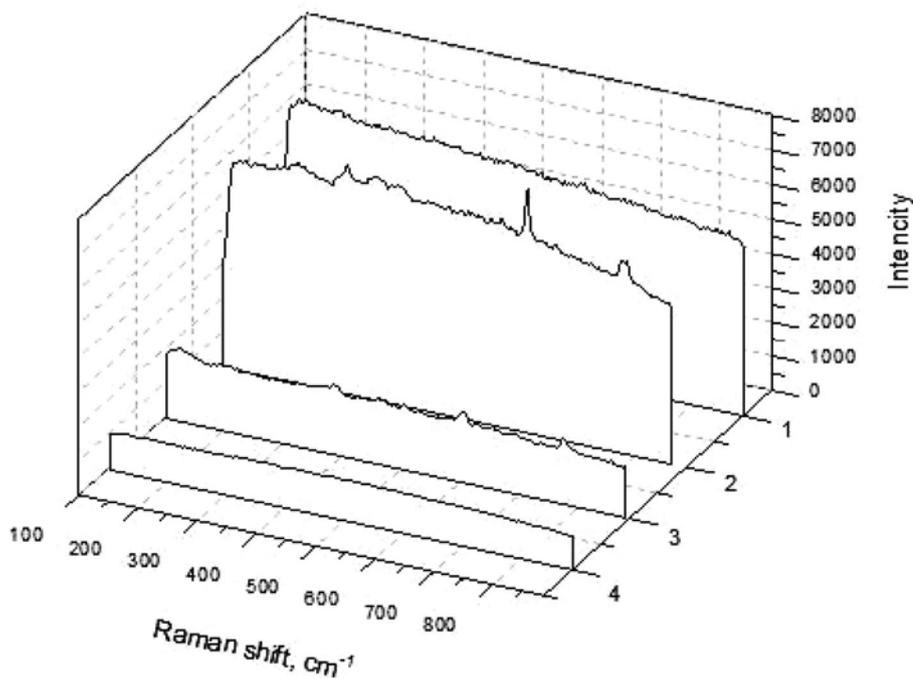
Методом восстановления нитрата серебра цитратом натрия были синтезированы НЧ Ag со средним размером 38 нм, который определяли на фотокорреляционной установке FotoCor-Complex. Полимерные пленки получали методом налива на поверхность матового стекла раствора цитратного золя Ag, содержащего Р6Ж и ПВС. Толщина пленки после высыхания при комнатной температуре составила ≈ 15 мкм. Концентрация Р6Ж в пленке ПВС равна $3 \cdot 10^{-3}$ М, а НЧ Ag – $1 \cdot 10^{-8}$ М.

Спектры КР получали на исследовательской установке Centaur U при возбуждении твердотельным лазером с диодной накачкой - DPSS ($\lambda = 632$ нм, мощность излучения 50 мВт). КР-спектры с помощью детектора на основе ПЗС-матрицы с накоплением сигнала 20 с.

КР-спектр поливиниловых пленок совпадает с ИК-спектром [2, 3]. В КР-спектре (рис.1) обнаруживаются полосы характерные для ПВС: $360-480$ см^{-1} - колебания групп СО и ОН, $1000-1200$ см^{-1} - колебания групп СН и СО + ОН, $1300-1400$ см^{-1} – различные деформационные колебания группы CH_2 . Полоса $1500-1700$ см^{-1} , как и пик на 617 см^{-1} , может быть соотнесена с валентными колебаниями углеродного кольца молекулы Р6Ж. Как видно из рисунка, рассеяние света молекулами Р6Ж появляется в присутствии НЧ Ag. Можно предположить, что НЧ Ag, встраиваясь в структуру полимера, образуют

комплексы с элементами ПВС и молекулами Р6Ж, приводящими к усилению сигнала рассеяние.

Рис. 1. Комбинационное рассеяние молекул родамина 6Ж и наночастиц серебра в пленке поливинилового спирта: 1 – родамин 6Ж; 2 – родамин 6Ж с наночастицами серебра, 3 – наночастицы серебра, 4 – пленка ПВС



Результаты получены в рамках государственного задания Минобрнауки России № 3.809.2014/К.

Литература

1. Климов В. В. Наноплазмоника. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2009.
2. Просанов И.Ю. Исследование термического разложения ПВС методами ИК- и КР-спектроскопии //Физика твердого тела. 2010. Т. 52. № 10.
3. Константинова Е.И. Влияние наноструктуры серебра на структуру матрицы поливинилового спирта // III Всероссийская научная молодежная конференция «Актуальные проблемы нано- и микроэлектроники» 1-4 декабря 2015. - г. Уфа, 2015.- С. 108.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА P-ДОПИРОВАННЫХ ОДНОСТЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Ерёмин Т.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: alt_tima@mail.ru

Одностенные углеродные нанотрубки (ОУНТ) представляют собой квазиодномерные цилиндрические углеродные структуры с диаметром порядка 1-2 нм. ОУНТ может быть представлена как свернутый лист графена. Направление и величина вектора свертки определяют дискретный набор допустимых значений проекции квазиимпульса электрона на направление, перпендикулярное оси нанотрубки, в следствие чего плотность электронных состояний ОУНТ представляет собой набор узких сингулярностей, называемых сингулярностями Ван-Хова [1]. Положения сингулярностей Ван-Хова определяют энергии оптических переходов ОУНТ. Распределение заселенности сингулярностей Ван-Хофа и оптические свойства ОУНТ могут быть модифицированы посредством допирования ОУНТ [2]. В частности, наблюдается подавление пиков оптического поглощения (рис. 1), а также изменение положения мод в спектрах комбинационного рассеяния света.

В докладе будут представлены результаты экспериментов по исследованию влияния эффекта переноса заряда при р-допировании ОУНТ на процессы оптического поглощения и комбинационного рассеяния света в одностенных углеродных нанотрубках.

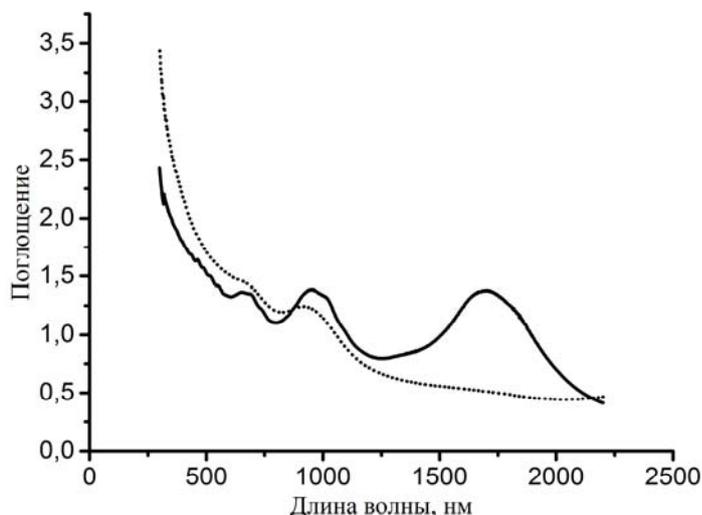


Рис. 1. Спектры оптического поглощения света пленкой ОУНТ до и после допирования (сплошная и пунктирная линии соответственно)

Литература

1. Dresselhaus M.S., et al. Raman spectroscopy of carbon nanotubes // *Physics Reports* 2005. V. 409. P. 47–99.
2. Tonkikh A.A., et al. Optical spectroscopy of iodine-doped single-wall carbon nanotubes of different diameter // *Phys. Status Solidi B* 2012 V. 249 P.2454-2459

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ $\text{LiNbO}_3:\text{Mg}$ ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИМЕСИ МАГНИЯ МЕТОДОМ ТЕРАГЕРЦОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Германский С.А., Кузнецов К.А., Китаева Г.Х.

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

germanskiy.semyon@physics.msu.ru

Проблемы, связанные с освоением излучения терагерцового диапазона частот (0.1 до 10 ТГц), привлекают внимание научного сообщества вот уже на протяжении более 20 лет. Устойчивый интерес объясняется отсутствием мощных естественных источников излучения в области «терагерцовой щели» («terahertz gap») на шкале частот электромагнитного излучения, а также многими до сих пор не преодоленными трудностями в создании искусственных приемников и источников в области этого своеобразного "белого пятна" на карте электромагнитного излучения. Решение задач генерации и детектирования терагерцового излучения позволило начать использование терагерцового излучения для прикладных и фундаментальных задач. Одной из таких задач стала спектроскопия актуальных объектов в терагерцовом диапазоне частот [1].

Наиболее удобным и информативным методом терагерцовой спектроскопии в настоящее время стала так называемая терагерцовая спектроскопия временного разрешения (ТСВР), позволяющая измерять временную динамику и спектры напряженности электромагнитного поля [2]. В качестве источников (или детекторов) импульсного терагерцового излучения в таких установках нередко используются кристаллы ниобата лития (LiNbO_3), обладающие большой величиной квадратичной нелинейности, в режиме накачки лазерными импульсами фемтосекундной длительности. Вместе с тем, для эффективного применения кристаллов в области необходимо знать их оптические

свойства в терагерцовом диапазоне, которые могут сильно варьироваться в зависимости от стехиометрического состава и наличия в кристалле легирующих примесей. Методы терагерцовой спектроскопии временного разрешения позволяют произвести непосредственные измерения таких характеристик, как показатель преломления и коэффициент поглощения образцов. Фоторефрактивные свойства номинально чистых кристаллов ниобата лития не позволяют использовать лазерную накачку высокой плотности мощности. Для преодоления этого недостатка проводится легирование кристаллов ионами Mg. Принято считать, что при достижении концентрации магния 5 мол.% фоторефрактивные свойства полностью исчезают [3]. Но кроме этого, легирование приводит к изменению показателя преломления и коэффициента поглощения кристалла. Изменение зависимости данных величин от концентрации магния в кристаллах $\text{Mg}:\text{LiNbO}_3$ в терагерцовом диапазоне частот являлось задачей представленной работы. Нами были получены спектры пропускания линейно-поляризованного терагерцового излучения образцами кристаллов $\text{Mg}:\text{LiNbO}_3$ с различной концентрацией магния, до и после порога фоторефрактивной чувствительности. По амплитудным и фазовым характеристикам определены дисперсии показателя преломления и коэффициента поглощения образцов (Рис.1,2) с различной степенью легирования. Полученные результаты по зависимости необыкновенного показателя преломления от концентрации Mg представлены на Рис.3. Показано, что концентрационные зависимости в терагерцовом диапазоне частот хорошо согласуются с аналогичными зависимостями, ранее измерявшимися в оптическом диапазоне [4].

Литература

1. Kornienko, V. V.; Akhmedzhanov, R. A.; Piyakov, I. E.; Mishin, A. D.; Prudkovskii, P. A.; Samotokhin, O. V.; Shishkin, B. V. and Kitaeva, G. K. (2015). *Scattering Effects in Terahertz Wave Spectroscopy of Granulated Solids*, IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology 5 : 665-672.
2. Withayachumnankul, W. and Naftaly, M. (2014). *Fundamentals of Measurement in Terahertz Time-Domain Spectroscopy*, Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves 35 : 610-637.

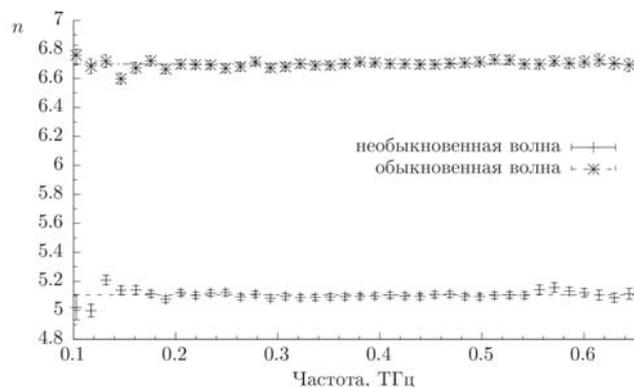


Рис. 1: Дисперсия показателя преломления кристалла $\text{Mg}:\text{LiNbO}_3$ с 5 мол.% магния

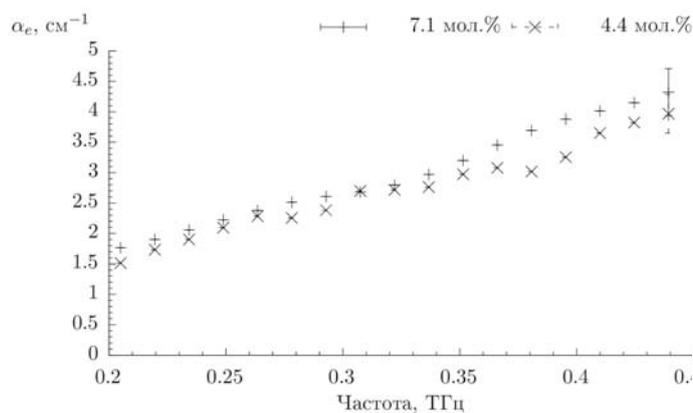


Рис. 2: Дисперсия коэффициента поглощения при разных концентрациях

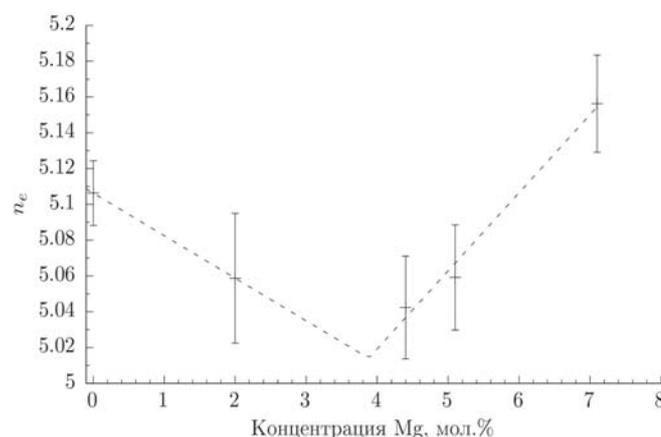


Рис. 3: Зависимость показателя преломления от концентрации Mg

3. Volk, T.; Rubinina, N. and Wöhlecke, M. (1994). *Optical-damage-resistant impurities in lithium niobate*, Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics 11 : 1681-1687.
4. Schlarb, U. and Betzler, K. (1994). Influence of the defect structure on the refractive indices of undoped and Mg-doped lithium niobate, Phys. Rev. B 50 : 751-757.

СПЕКТРОСКОПИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ И МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ФРАКЦИЙ ОДНОСТЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Ерёмина В.А

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

E-mail: erjomina@physics.msu.ru

Одностенные углеродные нанотрубки (ОУНТ) представляют собой свёрнутые в цилиндры листы графена. Благодаря существованию различных векторов хиральности свёртки, одностенные углеродные нанотрубки могут проявлять либо полупроводниковые, либо металлические свойства. Обычно, при синтезе ОУНТ отношение количества полупроводниковых нанотрубок к металлическим в смеси приблизительно равно 2:1.

Для разделения ОУНТ по типу проводимости могут быть использованы различные постсинтезные методы, такие как ДНК хроматография [1], метод гелевых колонок [2], ультрацентрифугирование [3] и др. Недавно был предложен наиболее доступный и быстрый способ разделения ОУНТ – метод водно-полимерных фаз [4]. Данный метод был использован в настоящей работе для получения суспензий и плёнок одностенных углеродных нанотрубок, состоящих преимущественно из полупроводниковых либо металлических ОУНТ.

Для исследования полученных разделённых суспензий и плёнок использовалась спектроскопия комбинационного рассеяния света, а также спектроскопия оптического поглощения света. Также было проведено исследование оптических свойств разделённых фракций ОУНТ, допированных хлоридом меди.

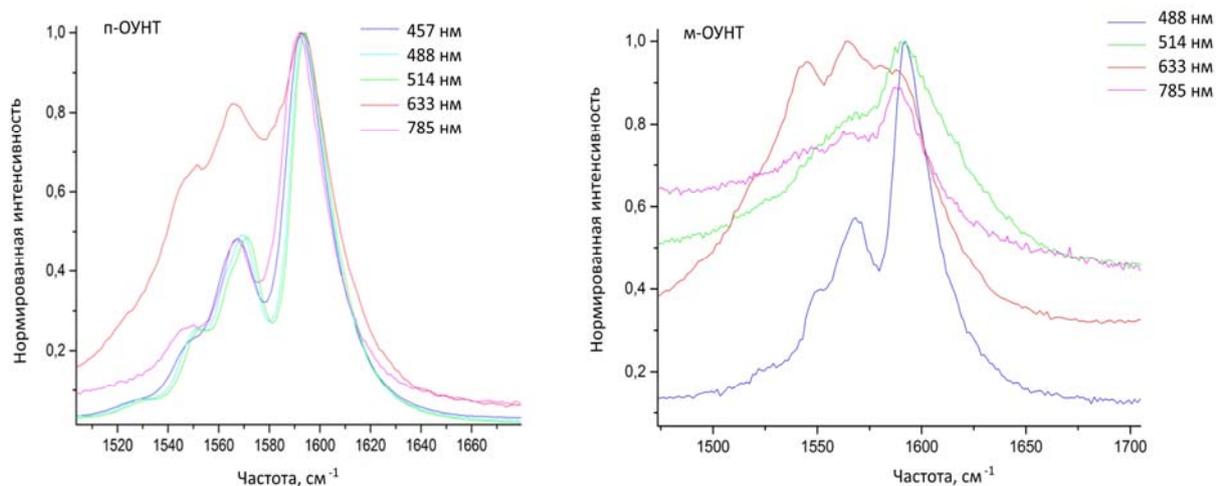


Рис. 1. Спектры комбинационного рассеяния света а) полупроводниковой и б) металлической фракций ОУНТ при различных длинах волн возбуждения

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 16-02-00979 и РНФ № 15-12-30041.

Литература

1. Zheng M., et al. DNA-assisted dispersion and separation of carbon nanotubes // *Nature Materials* 2003. 2, pp 338–342.
2. Tvrđy K., et al. A kinetic model for the deterministic prediction of gel-based single-chirality single-walled carbon nanotube separation // *ACS Nano*, 2013. 7 (2), pp 1779–1789.
3. Ghosh S., et al. Advanced sorting of single-walled carbon nanotubes by nonlinear density-gradient ultracentrifugation // *Nat. Nanotechnol.* 2010. 5, pp 443–450.
4. Khripin C. Y., et al. Spontaneous Partition of Carbon Nanotubes in Polymer-Modified Aqueous Phases // *J. Am. Chem. Soc.* 2013. 135 (18), pp 6822–6825.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ МОДУЛЯТОР СВЕТА С УПРАВЛЕНИЕМ НАМАГНИЧЕННОСТЬЮ ЗА СЧЕТ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

Храмова А.Е., Хохлов Н.Е., Пятаков А.П., Белотелов В.И.

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

E-mail: ae.khramova@gmail.com

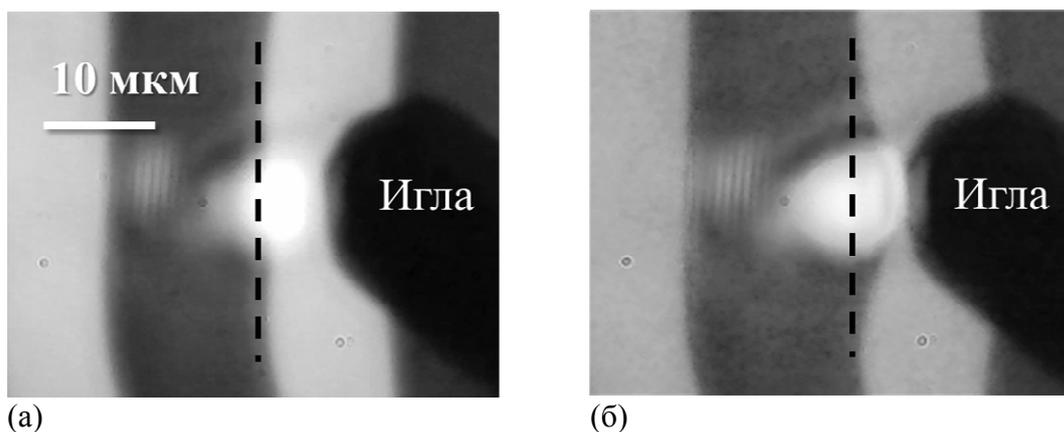
В настоящее время актуальной фотоники задачей является поиск новых способов управления светом на пространственных масштабах порядка нескольких микрометров. Это необходимо для создания новых сверхбыстрых устройств передачи и обработки информации. Примером устройства для управления интенсивностью света является магнитооптический модулятор света [1]. Такой модулятор состоит из прозрачной диэлектрической ферромагнитной пленки, помещенной между поляризатором и анализатором, которые повернуты на некоторый угол друг относительно друга. Изменения внешнего магнитного поля приводят к изменению угла поворота плоскости поляризации света, прошедшего через пленку, за счет эффекта Фарадея и, как следствие, к модуляции интенсивности света, прошедшего через анализатор [1].

В данной работе предложена и реализована схема магнитооптического модулятора света с локальным управлением намагниченностью за счет магнитоэлектрического эффекта. В данной схеме ферромагнитная пленка состава $(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ помещена между полюсами двух электромагнитов, создающих магнитные поля, перпендикулярные и параллельные плоскости образца. Поле в плоскости образца, перпендикулярное доменным границам (ДГ), нужно для увеличения смещения ДГ за счет магнитоэлектрического эффекта, что было продемонстрировано в наших ранних работах [2,3]. Однако при увеличении данного поля домены становятся разной ширины, и пленка переходит в монодоменное состояние. Для сохранения равной ширины всех доменов необходимо увеличивать поле, перпендикулярное плоскости пленки.

На поверхность пленки подведена игла, на которую подается напряжение. Изменение этого напряжения приводит к изменению силы взаимодействия ДГ и электростатического заряда на игле за счет магнитоэлектрического эффекта (рис.1) [2,3]. В результате наблюдаемая величина смещения ДГ достигала половины ширины домена.

Луч лазера фокусировался на поверхности образца рядом с иглой в пятно диаметром менее 10 мкм (рис. 1). За счет смещения ДГ изменялось соотношение площадей соседних доменов с противоположными направлениями намагниченности и, как следствие, суммарная интенсивность света, прошедшего через анализатор. Эта интенсивность зависит от величины смещения ДГ, которая в свою очередь определяется напряжением на игле.

Результирующая амплитуда модуляции зависит от взаимного расположения иглы, лазерного пятна на образце, доменной границы и угла между поляризатором и анализатором. В ходе работы были получены различные режимы работы модулятора – линейный и ступенчатый, а интенсивность прошедшего света изменялась до трех раз при изменении напряжения на игле от 0В до -1000В.



(а)

(б)

Рис. 1. Смещение доменной границы, освещенной лазером (светлый круг), за счет магнитоэлектрического эффекта при смене напряжения на металлической игле: (а) напряжение на игле 0В; (б) напряжение на игле -1000В

Стоит отметить, что в данном способе модуляции не присутствует переключения электромагнитов как в других магнитооптических модуляторах, а требуется только смена статического заряда на игле. Такое отсутствие управляющих токов может уменьшить затраты энергии в устройствах фотоники.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-29-08216_офи_м.

Литература

1. Звездин А.К., Котов В.А. Магнитооптика тонких пленок. Москва: Наука, 1988
2. Пятаков А.П., Звездин А.К. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики // УФН 2012. 182, с. 593–620.
3. Pyatakov A.P., Sergeev A.S., Mikailzade F.A., Zvezdin A.K. Spin flexoelectricity and chiral spin structures in magnetic films // JMMM 2015. 383, 255-258.

РАДИОФИЗИКА**Председатели:****проф. Митрофанов Валерий Павлович****Проф. Хохлова Вера Александровна**

**ПОДАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
В ЛАЗЕРНЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРАХ
ПРИ ПОМОЩИ МОДИФИЦИРОВАННЫХ РЕЗОНАТОРОВ ФАБРИ-ПЕРО**

Поплавский М. В.

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

E-mail: mv.poplavskii@physics.msu.ru

Параметрическая колебательная неустойчивость является негативным эффектом, возникающим в лазерных гравитационно-волновых детекторах из-за наличия большого количества оптических мод с малыми потерями в резонаторе со сферическими зеркалами и при увеличении мощности накачки (в aLIGO планируется 0.8 МВт в плечах) [1].

Для подавления данного эффекта предлагается использовать резонатор Фабри-Перо с более редким спектром и большими потерями мод в отличие от обычного, получаемый путем оптимизации формы зеркал с профилем [2], описываемым функцией:

$$A(r) = x_0 \cdot \exp(-\eta[1 + \alpha \cdot \eta + \beta \cdot \eta^2]), \text{ где } \eta = r^2/(2R_c \cdot x_0),$$

которая при $\alpha = \beta = 0$ и $x_0 \rightarrow \infty$ переходит в профиль сферического зеркала $r^2/(2R_c)$ с радиусом кривизны R_c .

Используя преобразование Ханкеля [3], был проведен численный расчет потерь различных мод при варьировании параметров $\{x_0, \alpha, \beta\}$ [4]. В результате были найдены сочетания параметров, при которых:

- потери P_{00} основной моды (при прохождении от одного зеркала до другого и обратно) практически те же, что и для сферических зеркал $P_{00} = 0.42$ ppm (ppm $\equiv 10^{-6}$) с параметрами aLIGO: длина резонатора $L = 4000$ м, радиус кривизны зеркала $R_c = 2076$ м, длина волны $\lambda = 1.064$ мкм;
- потери остальных мод существенно увеличены: как минимум на порядок по сравнению со сферическим профилем.

Также были проанализированы характеристики «экспоненциальных» форм зеркал и сформулированы требования к параметрам, при которых потери основной моды увеличиваются не более, чем в 2 раза относительно предсказанных величин:

- соответствие гауссовым пучкам — собственные моды модифицированных резонаторов отличаются от гауссова профиля не более, чем на 10^{-3} , что позволяет производить накачку таких резонаторов, используя гауссовы пучки;
- допустимые малые изменения параметров $\{x_0, \alpha, \beta\}$ — при изготовлении подобных зеркал необходимо соблюдать точность в пределах ± 0.25 , ± 0.005 , ± 0.005 соответственно для каждого из параметров;
- максимально возможный угол отклонения зеркал при юстировке θ_{perm} — в случае модифицированных резонаторов Фабри-Перо $\theta_{\text{perm}} \approx 0.05 \div 0.15$ мкрад (для aLIGO интерферометра $\theta_{\text{perm}} \approx 0.6$ мкрад).

Литература:

1. V. B. Braginsky, S. E. Strigin and S. P. Vyatchanin. Parametric oscillatory instability in Fabry-Perot (FP) interferometer. // PHYSICS LETTERS A, 2001, 287(5–6), 331–338; PHYSICS LETTERS A, 2002, 305(3–4), 111–124.
2. F. Ferdous, A. A. Demchenko, S. P. Vyatchanin, A. B. Matsko and L. Maleki. Microcavity morphology optimization. // PHYSICAL REVIEW A, 2014, 90, 033826;
3. J. Y. Vinet, P. Hello. Matrix simulation of optical cavities. // JOURNAL OF MODERN OPTICS, 1993, 40(10), 1981–1993.
4. М.В. Поплавский. «Одномодовые» резонаторы для исключения параметрической неустойчивости в лазерных гравитационных антеннах. // Материалы Международного молодежного научного форума «ЛОМОНОСОВ-2015» — М.: МАКС Пресс, 2015.

МНОГОЛУЧЕВОЙ КЛИСТРОН S-ДИАПАЗОНА ДЛЯ ЦЕРН’а

Егоров Р. В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия**E-mail: mystUni@mail.ru*

Компактный линейный ускоритель (CLIC) — задача, организованная ЦЕРН’ом, в которой принимают участие 46 учреждений из 24 стран. Ведется международное исследование для создания линейного ускорителя, в котором электроны и позитроны будут разгоняться до энергией десятков ТэВ. Это устройство будет дополнять энергию частиц Большого Адронного Коллайдера до максимально допустимых значений. В задаче CLIC осуществляется идея двухлучевого ускорения импульсами СВЧ-мощности частотой 12 ГГц. Благодаря своей модульной структуре ускоритель будет увеличивать энергию пучка в несколько этапов.

ЦЕРН стимулирует развитие клистронных технологий. Предприятию ООО «Базовые технологии вакуумных приборов» предложено провести разработку высокоэффективного клистрона. Автор принимает участие в создании клистрона S-диапазона (2,99855 ГГц) мощностью 6 МВт. Основные требования приведены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры клистрона.

Параметр	Значение	Единица измерения
Частота	2,99855	ГГц
Выходная мощность	> 6	МВт
Усиление	> 45	дБ
КПД	> 60%	%
Длина импульса	> 7,5	Мкс
Частота повторения	300	Гц
Напряжение	< 60	кВ

По результатам оптимизации электродинамической системы принято решение использовать в клистроне 40 каналов, расположенных в два ряда, девять кольцевых резонаторов. Два резонатора настроены на вторую гармонику.

Проведен расчет фазовых траекторий электронов клистрона. Высокая эффективность этого прибора (72 %) при заполнении электронами половины диаметра канала достигается с помощью разгруппирующего резонатора (5 резонатор) [1]. В современной литературе этот метод получил название ВАС – метод. ВАС-метод позволяет, кроме увеличения эффективности, уменьшить длину пространства взаимодействия.

Оптимизирована электронно-оптическая система, на основе реверсивной магнитной фокусировки. Проведен выбор оптимальных значений магнитного поля в рабочих промежутках магнитной системы для получения 100 % токопрохождения электронов через каналы резонаторного блока до коллектора.

Предложены методы динамической перестройки группировки сгустка с помощью вакуумных настроек частот разгруппирующего и выходного резонаторов, а также нагруженной добротности выходного резонатора. Разработана конструкция и проведены эксперименты, подтверждающие эффективность перестройки. Вакуумная настройка позволяет компенсировать возможные сдвиги частот после пайки и сварки, различные двумерные и трехмерные эффекты, уменьшение тока и изменение радиуса пучка вдоль канала.

Проведена настройка всех 9 резонаторов клистрона, при этом большое внимание было уделено выравниванию характеристического сопротивления (R/Q) во всех 40 каналах, так как для высокого КПД необходимо создать равные условия группировки электронов (рис. 1).

Проведена сборка резонаторного блока, сварка узлов клистрона. Прибор в настоящее время находится на откатке.

Литература

1. I.A.Guzilov. L and S-band high-efficiency multi beam klystron development. ВАС – method of increasing efficiency. CLIC workshop, Geneva, CERN, 3–7 February, 2014.

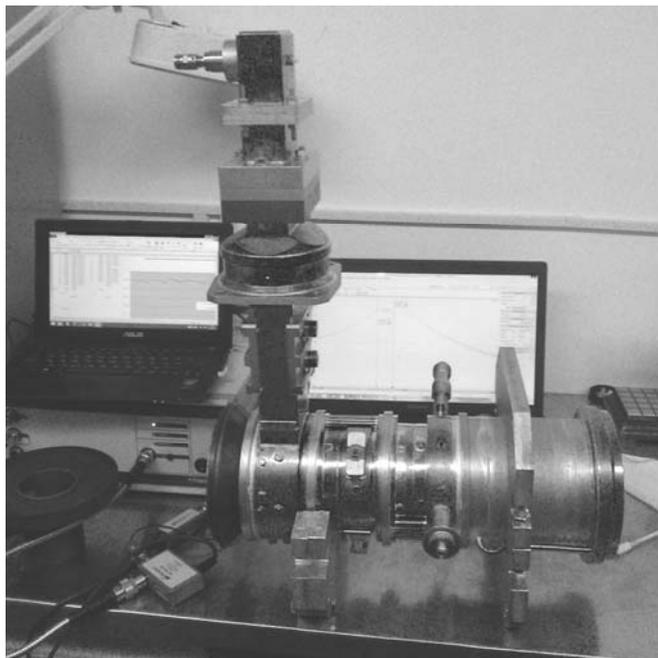


Рис. 1. «Холодные измерения» прибора.

АКУСТИЧЕСКИЙ ПИНЦЕТ В ВИДЕ КОНФОКАЛЬНОГО АКУСТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА

Лесик М. В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: marusya_12-95@mail.ru*

В современной физике сравнительно недавно появилось понятие «акустический пинцет». Принцип его действия основан на том, что стабильная силовая потенциальная яма может быть создана сфокусированным ультразвуковым пучком. Волны любой природы переносят не только энергию, но и импульс. Если волна при распространении встречает какой-нибудь рассеивающий или поглощающий объект, ее импульс изменяется, частично передается объекту, в результате чего на препятствие начинает действовать сила. Она называется «радиационной силой».

Стабильная силовая потенциальная яма для частицы может быть создана с помощью двух сфокусированных ультразвуковых пучков, распространяющихся в противоположных направлениях. Эти пучки создаются двумя одинаковыми фокусирующими преобразователями, установленными таким образом, что их фокусы находятся на расстоянии нескольких сантиметров.

Небольшая сфера, диаметром 30–300 микрон, может быть захвачена в силовую потенциальную яму, созданную двумя сфокусированными ультразвуковыми лучами. Положение пойманной в ловушку частицы можно менять путем изменения положения

излучателей или настройкой частоты электрического напряжения на преобразователях. Расчет радиационной силы, действующей на твердую сжимаемую частицу в поле акустического излучателя, показал, что она является сложной функцией, зависящей от радиуса частицы, ее плотности и интенсивности ультразвуковой волны. В работе рассматривались частицы с радиусами 30 мкм, 50 мкм и 90 мкм, плотностями 0.3 г/см^3 , 1.3 г/см^3 и 2.3 г/см^3 , а интенсивность волны 1 Вт/см^2 , 5 Вт/см^2 и 10 Вт/см^2 . Параметры излучателей в расчетах были: фокусное расстояние 10,16 см, частота 3,3 МГц. Расчеты проводились с использованием формул, представленных в работах [1-2]. Предполагалось, что ультразвуковые волны излучаются и распространяются в воде.

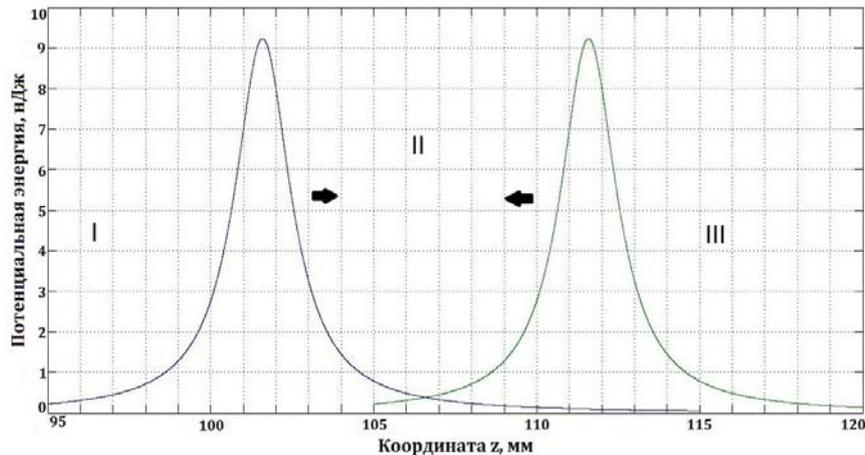


Рис. 1. Потенциальная энергия частицы диаметром 30 мкм и плотностью 1.3 г/см^3 для двух излучателей, сфокусированных в точки 10,2 см и 11,2 см. Интенсивность 5 Вт/см^2 .

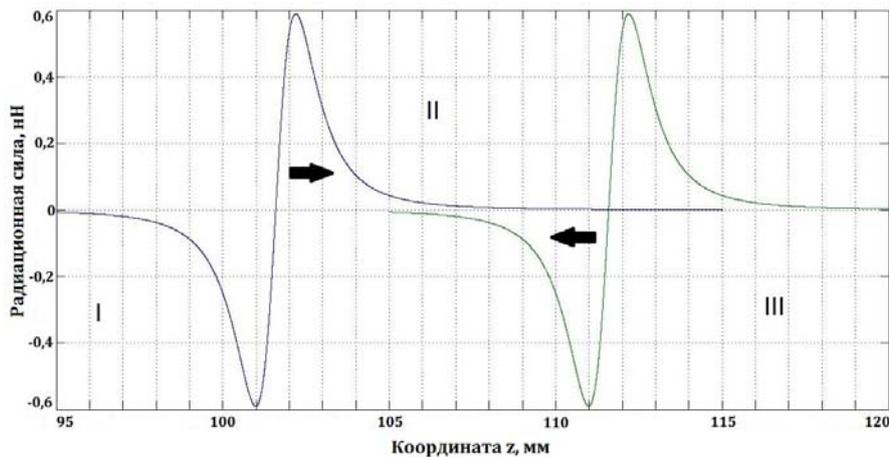


Рис. 2. Сила, действующая на частицу диаметром 30 мкм и плотностью 1.3 г/см^3 в системе из двух излучателей.

На рис. 1 и 2 представлены потенциальная энергия и радиационная сила, рассчитанные для твердой частицы диаметром 30 мкм и плотностью 1.3 г/см^3 при интенсивности ультразвука на поверхности излучателей 5 Вт/см^2 . Излучатели были сфокусированы в точки с координатами 102 мм и 112 мм. Стрелками указаны направления действия силы на частицу, расположенную в области между фокусами. При такой геометрии частица оказывается «запертой» в яме. На графике можно выделить 3 области. При попадании частицы в обл. II, она оказывается запертой в ловушке, т.к. силы от излучателей действуют в противоположных направлениях в сторону друг друга, при этом направление действия силы – вовнутрь обл. II. При попадании частицы в обл. I и III частица не может быть запертой в ловушке, т.к. направление действия сил — из обл. II. Область захвата такой частицы есть отрезок $z = [101; 111] \text{ мм}$. Расчеты показали, что вес частицы в воде имеет тот же порядок $0,1 \text{ нН}$, что и радиационная сила.

Сейчас размер объектов, которые могут быть пойманы в ловушку, имеет порядок длины волны, соответствующей частоте излучения. В перспективе предполагается,

что в ловушку могут быть пойманы микрочастицы или частицы значительно большего размера, чем длина волны. Акустический пинцет, который сможет ловить частицы микро-размера, станет очень полезным в медицине при манипулировании клетками и бактериями.

Литература

1. J. Wu. Acoustical tweezers. J. Acoust. Soc. Am. Vol.89, no.5, pp. 2140–21453, 1991.
2. J. Wu and G. Du. Acoustic radiation force on a small compressible sphere in a focused beam. J. Acoust. Soc. Am. Vol.87, no.3, pp. 997–1003, 1990.

КОМБИНИРОВАННАЯ ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКАЯ И ЛАЗЕРНО-УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ТОМОГРАФИЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ

Бычков А.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: abychkov@optoacoustic.ru

За последние годы технологии медицинских исследований и операций претерпели практически революционные перемены. Поэтому актуальным стало развитие современных методов неинвазивной диагностики биологических объектов, например, кровеносных сосудов, в режиме реального времени. При этом необходимо повышение качества диагностики за счет получения количественной информации об исследуемом объекте при сохранении высокого пространственного разрешения, где наиболее перспективным является комбинированное использование оптико-акустической (ОА) и лазерно-ультразвуковой (ЛУ) томографии.

ОА томография основана на возбуждении акустических сигналов лазерным импульсом в среде с неоднородностью коэффициента поглощения оптического излучения и их детектировании с высоким временным разрешением. По зарегистрированным сигналам производится восстановление распределения коэффициента поглощения в среде. ОА томография характеризуется высокой контрастностью получаемых изображений.

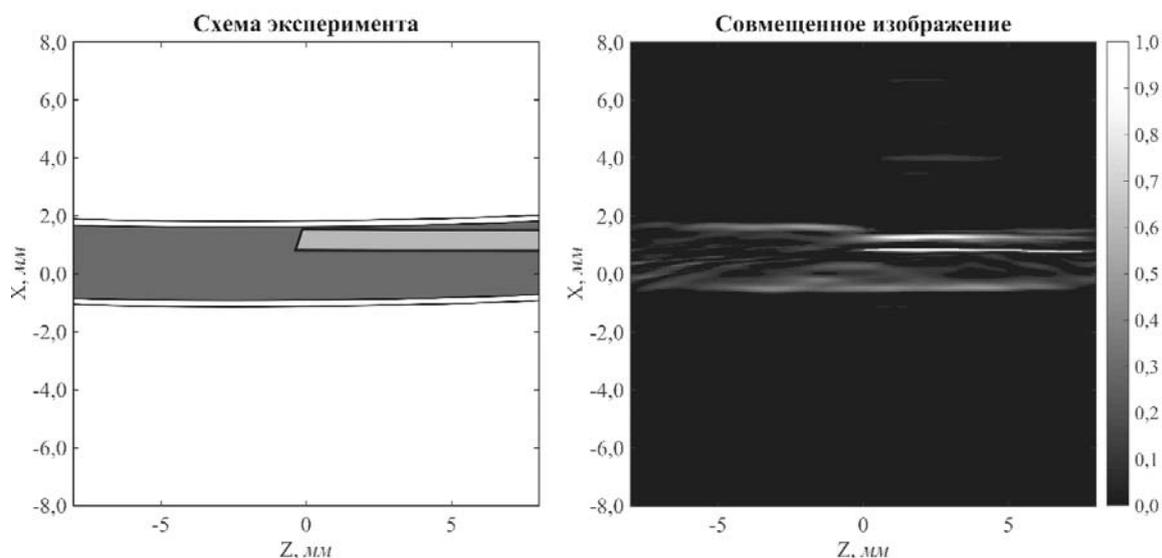


Рис. 1. Схема эксперимента (слева) и совмещенное ОА и ЛУ изображение (справа) медицинской иглы диаметром 0,7 мм внутри модели кровеносного сосуда (полимерной трубки диаметром 2,4 мм, наполненной раствором туши 1:60).

ЛУ диагностика предполагает генерацию широкополосного зондирующего ультразвукового импульса лазерным импульсом, поглощаемым в специальном ОА генераторе, и регистрацию рассеянного ультразвукового сигнала с высоким временным

разрешением. По зарегистрированным сигналам далее производится восстановление распределения рассеивателей в среде. В связи с малой длительностью зондирующего ультразвукового импульса обеспечивается высокое пространственное разрешение данного метода диагностики, которое может быть лучше, чем в традиционной ультразвуковой томографии.

Создана экспериментальная установка для комбинированной двумерной ОА и ЛУ томографии, работающая в режиме реального времени (частота следования кадров — 10 Гц), с автоматизированной системой трехмерного позиционирования. Доказана принципиальная возможность диагностики медицинской иглы диаметром не менее 0,63 мм в модели кровеносного сосуда с внешним диаметром 1,6 и 2,4 мм. Игла лучше проявляется на ЛУ изображении, а модель кровеносного сосуда — на ОА изображении. Численно промоделированы результаты проведенных экспериментов с ОА томографом, получено хорошее соответствие с результатами физических экспериментов по величине пространственного разрешения изображения.

Литература

1. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. Москва: Наука, 1991. С. 304.
2. Симонова В.А., Саватеева Е.В., Карабутов А.А. Новая комбинированная антенна для оптико-акустической и лазерной ультразвуковой томографии // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2009. № 4. С. 35.
3. Симонова В.А., Хохлова Т.Д., Карабутов А.А. Широкополосная фокусирующая многоэлементная антенна для оптико-акустической томографии // Акустический журнал. 2009. Т. 55, № 6. С. 822–827.
4. Karabutov A.A., Savateeva E.V., Oraevsky A.A. Optoacoustic tomography: new modality of laser diagnostic systems // Laser Physics. 2003. Vol. 13, no. 5. P. 711–723.

ЛАЗЕРНО-УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ПРОФИЛОМЕТРИЯ

Зарубин В.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: zarubin@physics.msu.ru

Профилометрия является важной составляющей процесса контроля изделий в промышленном производстве. Существуют традиционные механические, оптические методы профилометрии. Их недостаток состоит в невозможности применения для контроля загрязненных, или погруженных в жидкие среды поверхностей в процессе производства.

В работе исследуется возможность профилометрии методом лазерно-ультразвуковой томографии для решения указанной проблемы. Испытан прототип лазерно-ультразвукового профилометра, позволяющий проведение измерений в режиме реального времени. Для обработки сигналов в реальном времени реализован параллельный алгоритм обратных проекций с использованием технологии программирования на графических процессорах NVIDIA CUDA. Для установления корректности алгоритмов и установки проведено сравнение экспериментальной функции передачи точки и рассчитанной численно методом интеграла Рэлея. Разработан алгоритм построения профиля поверхности и определения прямолинейных участков поверхности методами распознавания изображений. Экспериментально исследованы цилиндрические, конические образцы и цилиндрические образцы с проточками. Продольная точность определения поверхности объектов при малом угле ее наклона к оси антенны составила 25 мкм с надежностью 95 %. Обсуждаются конкурентные преимущества лазерно-ультразвуковой профилометрии и рекомендации к созданию приемной антенны, необходимой для эффективного решения задачи профилометрии.

Литература

1. Karabutov A.A., Kubyshkin A.P., Panchenko V.Y., Podymova N.B. Laser optoacoustic profilometry of solid surfaces // Proc. of SPIE, 1997, Vol. 3091.
2. Andreev V.G., Popov D.V., Sushko D.V., Karabutov A.A., Oraevsky A.A. Inverse Radon transform for optoacoustic imaging // Proc. of SPIE, 2001, Vol. 4256.
3. Xu M., Wang L.V. Universal back-projection algorithm for photoacoustic computed tomography // Phys. Rev. E, 2005, Vol. 75.
4. Samokrutov A.A., Shevaldykhin V.G. Ultrasonic tomography of metal structures using digitally focused antenna array method // Russ. Journ. Nondestr. Test., 2011, Vol. 47.
5. Ermilov S.A., Oraevsky A.A., et al. 3D laser optoacoustic ultrasonic imaging system for research in mice // Proc. of SPIE, 2014, Vol. 8943.

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА НЕЛИНЕЙНЫЕ УПРУГИЕ СВОЙСТВА ГРАНИЦЫ ДВУХ ПЛОСКИХ ШЕРОХОВАТЫХ СРЕД

Кокшайский А. И., Ширгина Н. В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: natalia.shirgina@physics.msu.ru

Упругие процессы, возникающие на границе двух плоских контактирующих поверхностей, являются одним из механизмов возникновения структурной акустической нелинейности [1–4]. Исследование упругих свойств границы твердых тел представляет значительный интерес, как из-за появления новых композитных слоистых материалов, так и из-за необходимости исследования дефектов твердых тел, таких, как трещины и шероховатости, наличие дефектов на границе может значительно повлиять на упругие свойства исследуемых материалов. Внешние воздействия, например, давление на границу двух твердых тел, может привести к значительным изменениям ее упругих свойств [4–5]. Целью настоящей работы является изучение влияния характера приложения внешнего давления к границе двух сред на ее нелинейные упругие свойства, в частности, изучаются циклы нагрузки-разгрузки. Исследования свойств границы двух сред проводились с помощью поверхностных акустических волн (ПАВ), которые возбуждались и принимались в подложке из оптически полированного стекла клиновыми ультразвуковыми пьезокерамическими преобразователями. Для возбуждения ПАВ использовался клиновый преобразователь с резонансной частотой 1.25 МГц, прошедшая через образец ПАВ регистрировалась преобразователем с резонансной частотой 2.5 МГц, который эффективно регистрировал ПАВ с частотами 1.25 МГц и 2.5 МГц. При измерении сигнала второй гармоники ПАВ на частоте 2.5 МГц применялся режекторный фильтр на частоту зондирующего сигнала. К стеклянной пластине прижимался образец с известной степенью шероховатости его поверхности. В качестве образца использовалась наждачная бумага P1000 с размером гранул 14–20 мкм. Число после P в обозначении типа бумаги равно числу проволок на дюйм в сите, используемом при просеивании абразивного материала при изготовлении наждачной бумаги. Образец имел размеры 30×30 мм. При проведении экспериментальных исследований в работе использовался ультразвуковой автоматизированный измерительный комплекс, разработанный на основе импульсного приемо-передатчика RPR-5000 фирмы RITEC (USA). Измерения нелинейных упругих свойств исследуемого образца проводились спектральным методом по эффективности генерации второй гармоники. В работе измерялись амплитуды первой и второй гармоник прошедшей ПАВ в зависимости от внешнего давления, приложенного к границе подложка-образец. Было применено два способа приложения внешнего давления: быстрый, при помощи домкрата с шагом измерений 10–50 кПа, при этом образец не был предварительно нагружен, и медленный способ – с шагом измерений ~1 кПа, при этом образец был предварительно подвержен циклу нагрузки-разгрузки. По результатам измеренных амплитуд первой и второй гармоник был

рассчитан нелинейный упругий параметр второго порядка, зависимости которого при нагрузке и разгрузке для двух способов приложения внешнего давления представлены на рис. 1. Представленная на рис. 1а зависимость нелинейного упругого параметра второго порядка N от давления определяется следующими процессами [4–5]. Сначала с увеличением внешнего давления, действующего на образец, происходит увеличение числа контактов, вступающих во взаимодействие, и нелинейный упругий параметр увеличивается и достигает пиковых значений, затем все контакты задействованы и, согласно закону контактного взаимодействия Герца [6], при увеличении давления на контакте, нелинейность уменьшается, выходя на «плато». На рис. 1б представлена зависимость нелинейного упругого параметра для системы образец-подложка, полученная после проведенного цикла нагрузки-разгрузки при медленном способе приложения внешнего давления. В диапазоне начальных давлений до 50 кПа наблюдается резкий спад нелинейного параметра, что находится в соответствии с теорией контактного взаимодействия Герца: максимум нелинейного параметра приходится на минимальные значения давления, и с увеличением давления на контакты нелинейность уменьшается. Последующий рост нелинейного параметра объясняется вступлением во взаимодействие волнистости поверхности, которая при меньших давлениях не была задействована. Максимальные значения нормированного нелинейного упругого параметра в 17 раз меньше, чем в случае рис. 1а в данном диапазоне давлений, что позволяет сделать вывод: предварительно проведенный цикл нагрузки-разгрузки образца разрушил часть выступавших контактов, а полученный рост нелинейного упругого параметра в диапазоне 50–2000 кПа обусловлен остаточной волнистостью поверхности.

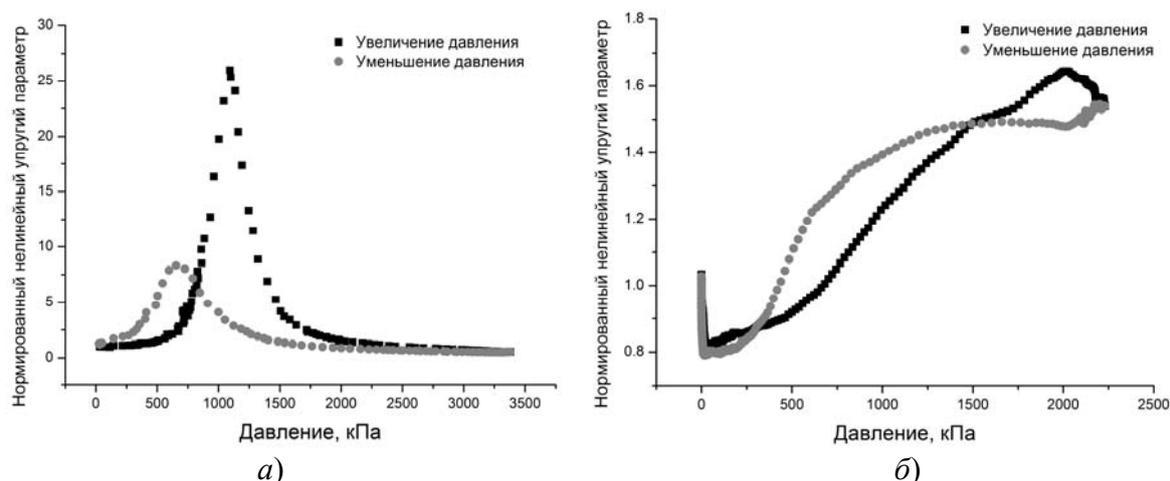


Рис. 1. Зависимость нормированного нелинейного упругого параметра от давления: а) при быстром способе нагрузки-разгрузки, б) при медленном способе нагрузки-разгрузки.

В работе представлены результаты влияния внешнего давления и проведенных циклов нагрузки-разгрузки на нелинейные упругие свойства границы двух плоских шероховатых сред. Примененная в работе экспериментальная методика исследования нелинейных упругих свойств границы подложка-образец может быть использована в неразрушающем контроле для диагностики шероховатости и волнистости поверхности плоских твердых тел. Исследования выполнены за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 14–22–00042).

Литература

1. Richardson T. Harmonic generation at an unbounded interface. I. Planar interface between semi-infinite elastic media. Intern. J. Eng. Sci., 1979. Т. 17, № 1, P. 73–85.
2. Северин Ф.М., Солодов И.Ю., Шкуланов Ю.Н. Экспериментальное наблюдение нелинейности отражения звука от границы раздела твердых тел // Вестник МГУ, сер. 3, физика, астрон. 1988. Т. 29. № 4. С. 94–96.
3. Solodov I.Yu., Asainov A.F., Ko Sel Len. Nonlinear SAW reflection: experimental evidence and NDE applications. Ultrasonics, 1993. Т. 31, № 2, P. 91–96.

4. Руденко О.В., Чинь Ань Ву. Нелинейные акустические свойства контакта шероховатых поверхностей и возможности акустодиагностики статистических характеристик поверхностей. *Акустический журнал*, 1994. Т. 40, № 4. С. 668–672.
5. Коробов А.И., Ширгина Н.В., Кокшайский А.И. Влияние давления на нелинейное отражение упругих волн от границы двух твердых сред // *Акустический журнал*, 2015. Т. 61, № 2. С. 182–190.
6. Джонсон К. *Механика контактного взаимодействия*. М.: Мир, 1989. 509 с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКРУЧЕННОГО УЛЬТРАЗВУКОВОГО ПУЧКА

Терзи М.Е., Цысарь С.А., Юлдашев П.В., Карзова М.М., Сапожников О.А.

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

E-mail: me.terzi@physics.msu.ru

При распространении ультразвуковой волны происходит перенос энергии и импульса, а в случае закрученных (вортексных) пучков [1] — еще и момента импульса. Закрученные пучки не только дают на препятствия за счёт воздействия акустической радиационной силой, но и передают им вращающий момент. На этом явлении основано действие «ультразвуковых пинцетов»: пересечение двух встречных пучков позволяет захватить частицу и двигать её в нужном направлении. В медицинских приложениях данное устройство может быть использовано для доставки частиц лекарств или, например, для дистанционного перемещения почечных камней. В данной работе для создания фокусированного закрученного пучка в воде использовался фазовая пластина (рис. 1), а структура поля на различных расстояниях от экрана восстанавливалась методом акустической голографии.

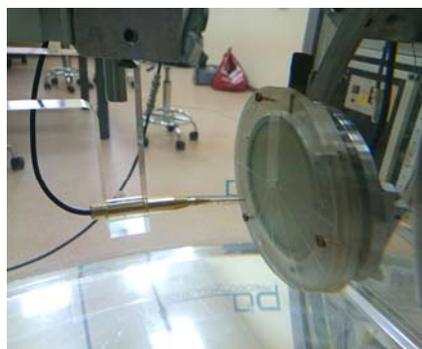


Рис. 1. Фазовая пластина.

В эксперименте ультразвуковой пучок частоты $f = 1.092$ МГц создавался в воде вогнутым пьезокерамическим преобразователем диаметром 10 см, сфокусированным на расстояние 10 см. Фазовая пластина (рис. 1) крепилась к поверхности излучателя и представляла собой круглый диск диаметром 12.9 см, изготовленный из оргстекла и разделенный на двенадцать плоскопараллельных секторных участков разной толщины. Толщины секторов увеличивались таким образом, чтобы волны, излучаемые 1-м и 12-м секторами, различались по фазе на 2π . Набег фаз между секторами возникал из-за разных значений скорости звука в воде и оргстекле (1500 и 2700 м/с, соответственно). Измерение акустического давления производилось в плоскости, отстоящей от центра излучателя на $z = 6$ см, с помощью миниатюрного гидрофона с диаметром чувствительного участка 0.5 мм (Precision Acoustics, США). Положение гидрофона задавалось трёхкоординатной системой позиционирования, управляемой компьютером. Измерения распределения акустического давления (голограммы пучка) проводились с пространственным шагом 0.5 мм в области размером 8×8 см. В каждой точке снимался профиль периодического сигнала, и с помощью прямоугольного преобразования Фурье (длина окна $10/f$) находились амплитуда и фаза волны (см. рис. 2).

Распределение амплитуды давления в плоскости измерения $z = 6$ см (рис. 2а) имеет вид колец, симметрия которых нарушается из-за различного поглощения пучка разными секторами экрана. Распределение фазы давления (рис. 2б) имеет вид спирали.

Далее восстановлением голограммы на любую плоскость параллельную исследуемой [3] можно получить распределение давления на произвольном расстоянии от исследуемой плоскости. Указанная процедура выполнялась численно на основе интеграла Рэлея:

$$p(\mathbf{r}_1) = \int_{\Sigma_2} p(\mathbf{r}_2) K_{pp}^{bwd}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1) d\Sigma_2, \quad (1)$$

где $K_{pp}^{bwd}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1) = \frac{1}{2\pi} \frac{z}{R} \left(\frac{ik}{R} + \frac{1}{R^2} \right) e^{-ikR}$, R — расстояние между точками 1-й и 2-й плоскостей, $p(\mathbf{r}_{1,2})$ — давление, $\mathbf{k} = \frac{\omega}{c}$ — волновое число, $\mathbf{r}_{1,2} (x_{1,2}, y_{1,2}, z_{1,2})$ — радиус-векторы точек соответственно 1-й (экранной) плоскости и 2-й (исследуемой) плоскостей. Результаты расчётов показаны на рис. 2.

На рис. 2б отчётливо видны сектора экрана тем более тёмные, тем толще сектор. Фаза (рис. 2д) по-прежнему закручена. Искажения в фазовом распределении связаны с конечностью области измерений. За фокусом (рис. 2в) наблюдается область минимума амплитуды в центре пучка, что характерно для вортиксов, а фаза (рис. 2е) остаётся спиралевидной, причём, искажения на этом расстоянии исчезают благодаря дифракции.

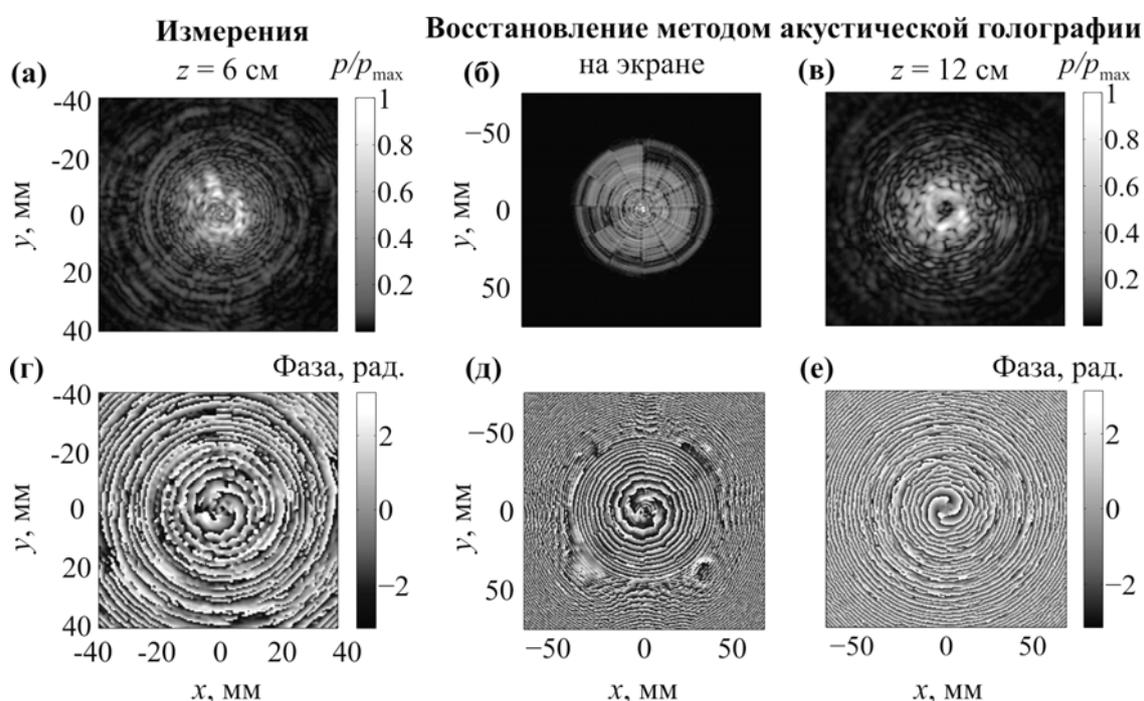


Рис. 2. Распределение амплитуды (а-в) и фазы (г-е) давления на разных расстояниях от излучателя.

Таким образом, пучок, созданный с помощью фазовой пластины, похож по амплитуде и фазе на вортиксный, что позволяет его считать действительно закрученным. Различия моделирования [3] и экспериментальных данных связаны с учётом поглощения вещества пластины, дифракции на краях секторов, конечность области измерений.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №14–02–00426.

Литература

1. Choe Y., Kim J.W., Shung K.K., Kim E.S. Microparticle trapping in an ultrasonic Bessel beam. – Applied Physics Letters, 2011, v. 99, 233704.
2. Sapozhnikov O.A., Tsysar S.A., Khokhlova V.A., and Kreider W. Acoustic holography as a metrological tool for characterizing medical ultrasound sources and fields. – JASA, 2015, v.138, pp.1528–1529.
3. Терзи М.Е., Юлдашев П.В., Сапожников О.А. Закрученные ультразвуковые пучки. — Сборник тезисов докладов XXII Международной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных по фундаментальным наукам «Ломоносов-2015». Секция «Физика», Физический факультет МГУ Москва, с. 190–191.

ВОЗБУЖДЕНИЕ СТОЯЧИХ ВОЛН В ВЯЗКОУПРУГОМ РЕЗОНАТОРЕ ПРИ НАЛИЧИИ СТАТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ СДВИГА

Асфандияров Ш.А., Крит Т.Б.

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

E-mail: timofey@acs366.phys.msu.ru

В работе приводятся результаты экспериментального исследования стоячих сдвиговых волн в резонаторе в виде прямоугольного параллелепипеда из гелеобразного полимерного материала, закреплённого без проскальзывания между двумя деревянными пластинами. К пластинам прикреплены резиновые нити, при натяжении которых создаётся дополнительное статическое сдвиговое напряжение в пластисоле. Это напряжение приводит к изменению упругих характеристик исследуемого материала, что при его деформации выражается в увеличении резонансной частоты.

Метод возбуждения стоячей сдвиговой волны пояснён на вставке к рис. 1. Образец из гелеобразного материала в форме прямоугольного параллелепипеда толщиной L закреплён на нижней пластине ($x = 0$) так, чтобы при движении пластины проскальзывание слоя отсутствовало. На верхней грани ($x = L$) находится пластина конечной массы, которая движется вместе с этой гранью. Показано [1], что к резонатору может быть применена одномерная модель, если его длина в направлении колебаний в 4 и более раз превышает толщину. К верхней пластине прикреплены резиновые нити, другой конец которых закреплён на штоке микрометра. Вращением винта микрометра можно добиться дополнительной статической деформации резонатора вплоть до 65 %.

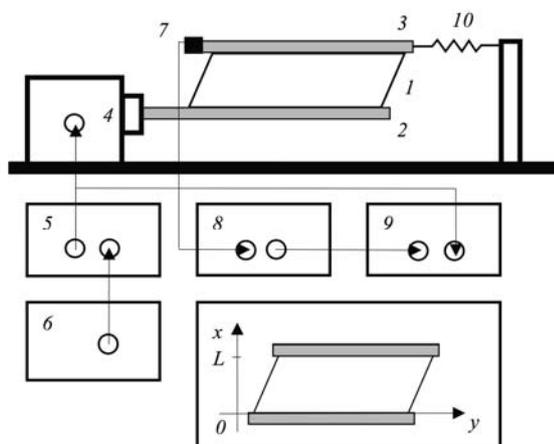


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. На вставке: метод возбуждения стоячей сдвиговой волны.

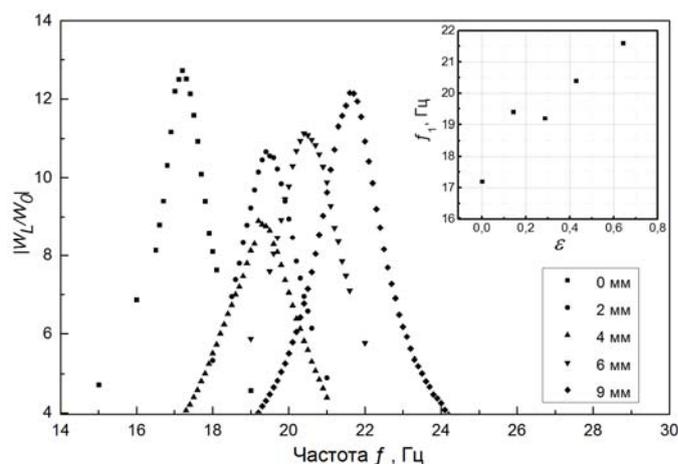


Рис. 2. Измеренные резонансные кривые при различных статических деформациях резонатора. На вставке: зависимость первой резонансной частоты от статической деформации.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Измерения проведены в резонаторе (1) толщиной $L = 1,4$ см со сторонами 6,9 и 3,9 см из мягкого полимерного материала пластисола. На нижней границе резонатора закреплена деревянная пластина (2). На верхней границе закреплена тонкая пластина (3) из фанеры массой 12,75 г, которая колебалась без проскальзывания вместе с поверхностью слоя. Площадь пластины была равна площади верхней грани. Колебания нижней пластины возбуждались миниатюрным вибратором Brüel & Kjær 4810 (4). Через усилитель MMF LV 103 (5) на вибратор подавалось напряжение синусоидальной формы с генератора сигналов Rigol DG 1062Z (6). Измерения проводились на различных частотах в диапазоне 12–26 Гц с шагом 0,1 Гц. В процессе измерений амплитуда ускорения нижней границы была фиксированной. Контроль амплитуды нижней границы проводился в соответствии со специально разработанным алгоритмом [2]. Два акселерометра Brüel & Kjær 4374 и 4517 (7) размещались на верхней и нижней пластинах и измеряли ускорения этих пластин. Сиг-

налы с акселерометров через усилители Brüel & Kjær 2635 (8) подавались на входы двухканального цифрового осциллографа Tektronix TDS 3032B (9). Сигналы с осциллографа поступали в компьютер, где производилось вычисление отношения амплитуд ускорений. Измерения были проведены при разных статических сдвиговых деформациях резонатора, которые создавались резиновыми нитями (10). Для разгрузки вибратора от дополнительного напряжения нижняя пластина при помощи другой пары нитей возвращалась в положение равновесия.

Зависимости отношения амплитуд ускорений верхней и нижней пластин от частоты для разных сдвиговых деформаций слоя представлены на рис. 2. Частоты, на которых проводились измерения, лежат вблизи частоты первого резонанса. Резонансные частоты различны при разных статических деформациях резонатора. Так, при отсутствии статической деформации резонансная частота равна 17,2 Гц. Соответствующая резонансная кривая показана на рис. 2 квадратиками. Измеренная резонансная кривая при статической деформации 14 % показана кружками, при 29 % – заостренными вверх треугольниками, при 43 % – заостренными вниз треугольниками, а при 64 % – ромбиками. В последнем случае резонансная частота возрастает до 21,6 Гц. На вставке показана зависимость первой резонансной частоты f_1 от приложенной статической деформации 5.

Измерения показали, что резонансная частота резонатора меняется в зависимости от статической сдвиговой деформации. Относительные деформации, создаваемые при воздействии вибратора на резонатор, не превышали 20 %, что соответствует линейному режиму. Поэтому измеренные резонансные кривые характерны для линейных колебаний. Статическая деформация резонатора может достигать 65 %, что соответствует нелинейной области деформаций. Поэтому резонансная частота, измеренная при разных статических деформациях принимает различные значения, увеличиваясь с ростом деформации. Аналогичный результат, когда нелинейность сдвигового модуля упругости приводит к росту резонансной частоты, является характерным для пластисола [3].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16–02–00719 а, а также РФФИ и Правительства Москвы в рамках научного проекта № 15–32–70016 «мол_а_мос».

Литература

1. Андреев В.Г., Крит Т.Б., Костиков В.В., Шанин А.В., Шиндерук С.И. Стоячие сдвиговые волны в резонаторе с неоднородной резиноподобной средой // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 1. С. 3–12.
2. Krit T.B., Andreev V.G., Demin I.Yu. Viscoelastic nonlinear resonator with gas-filled cavities // Acta Acust. united Ac. 2015. V. 101. № 5. P. 915–919.
3. Андреев В.Г., Крит Т.Б., Сапожников О.А. Сдвиговые волны в резонаторе с кубичной нелинейностью // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 6. С. 763–770.

ФАЗОВАЯ И ГРУППОВАЯ СКОРОСТЬ ПЛОСКИХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ПРИ ОТРАЖЕНИЯХ В СИЛЬНО АНИЗОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Иванова П. А., Поликарпова Н. В.

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

E-mail: pollynom@icloud.com

Кристаллические соединения, имеющие в своем составе ртуть или теллур, находят широкое применение в акустооптике из-за высоких значений коэффициента акустооптического качества кристаллов. Эти материалы, как известно, характеризуются сильно выраженной анизотропией оптических и акустических свойств [1–4].

Фазовая скорость акустических волн в подобных кристаллах сильно меняется в зависимости от направления распространения звука. В частности, в некоторых материалах максимальное и минимальное значение скорости звука для одной и той же акустической моды отличаются в несколько раз. При этом угол между направлением волнового вектора и направлением распространения энергии волны, называемый углом сноса акустических волн, достигает 74 градусов [1–3]. Столь колоссальная разница между направлениями фазовой и групповой скоростей звука может приводить ко многим необычным случаям внутреннего отражения акустических волн от границы раздела кристалл–вакуум. Эти эффекты следуют напрямую из закона сохранения импульса, однако внешне разительно отличаются от привычных законов отражения звуковых волн в изотропных средах.

Известно, что из-за акустической анизотропии звуковая волна, отражаясь от границы раздела, может разделиться на две волны с различными поляризациями. При этом одна из них распространяется практически обратно направлению падающей волны [2,3]. Интерес представляет определение угла пространственного разделения между потоками энергии падающей и отраженной волн, а также расчет коэффициентов отражения для получения оценки распределения энергии между волнами.

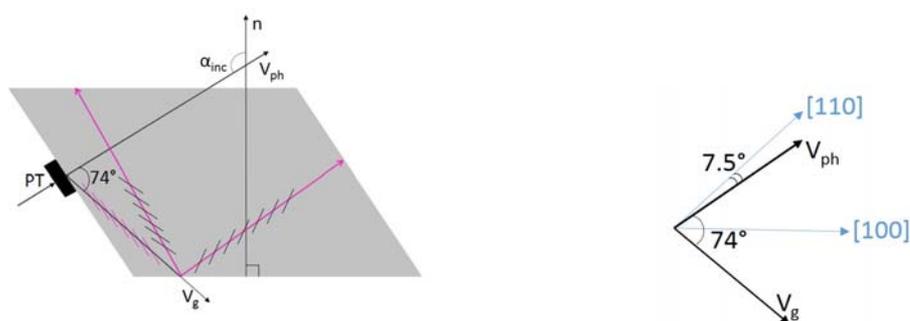


Рис. 1. Отражение от поверхности раздела кристалл–вакуум в парателлурите.

В данной работе рассмотрен частный случай падения плоских объемных акустических волн на свободную границу раздела тетрагонального кристалла с вакуумом в плоскости (001) под углами, превышающими 90 градусов. Это явление необычно с точки зрения общепринятых физических представлений и может иметь место только в анизотропных средах. На рис.1 приведен пример подобного падения и отражения волн в кристалле парателлурита, когда угол акустического сноса равен 74 градусам. Исходная акустическая волна возбуждается в кристалле с помощью пьезоэлектрического преобразователя РТ, расположенного на левой грани образца. Нормаль к этой грани составляет угол 7.5 градусов с направлением [110]. Акустический волновой фронт исходной волны параллелен плоскости преобразователя и левой грани кристалла, поэтому фазовая скорость ультразвука V_{ph} также ориентирована в образце под углом 7.5 градуса к оси [110]. Энергия акустической волны падает на нижнюю грань кристалла, как показано на рисунке. При этом вектор групповой скорости звука V_g образует угол акустического сноса 74 градуса с вектором фазовой скорости. Углом падения волны на плоскую поверхность принято называть угол между направлением волнового вектора и нормалью к этой поверхности [1, 2]. Поэтому в исследуемом случае волновой вектор падающей акустической волны V_{ph} составляет с нормалью n к нижней грани кристалла угол падения α_{inc} почти 130 градусов, значительно превышающий 90 градусов.

Две отраженные акустические волны показаны на рисунке. Данные о направлениях фазовых и групповых скоростей этих отраженных волн, их поляризациях и интенсивностях были получены при компьютерном моделировании процесса распространения и отражения акустических волн в анизотропном веществе.

В сообщении кратко обсуждается возможность применения необычных случаев отражения акустических волн [5–7]. Подобное применение представляется наиболее перспективным в акустооптических и акустоэлектронных приборах.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского Научного Фонда №14–12–00380.

Литература

1. Auld B.A. Acoustic Fields and Waves in Solids // Krieger, New York, 1990.
2. Волошинов В.Б., Поликарпова Н.В., Можяев В.Г. Близкое к обратному отражение объемных акустических волн при скользящем падении в кристалле парателлурифта // Акустический журнал, т. 52, стр. 245–251, 2006.
3. Polikarpova N.V., Djakonov E.A., Voloshinov V.B. Propagation of acoustic waves in strongly anisotropic crystals: theory and experiment // 2012 IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings, p. 2478–2480, 2012.
4. Поликарпова Н.В., Мальнева П.В., Волошинов В.Б. Анизотропия упругих волн в кристалле теллура // Акустический журнал, т. 59, № 3, стр. 332–338, 2013.
5. Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б., Поликарпова Н.В. Полуколлинеарный режим дифракции света на ультразвуке в среде с сильной упругой анизотропией // Оптика и спектроскопия, т. 118, № 6, стр. 113–122, 2015.
6. Polikarpova N.V., Voloshinov V.B., Reznikov A.M. Development of acousto-optic devices based on transformation of acoustic waves // Physics of Wave Phenomena, v. 23, № 1, p. 52–57, 2015.
7. Поликарпова Н.В., Волошинов В.Б. Преобразование акустических мод в акустооптических приборах // Известия РАН. Серия физическая, т. 79, № 10, стр. 1432–1436, 2015.

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В КРИСТАЛЛЕ ДИГИДРОФОСФАТА КАЛИЯ

Кононин И.А., Юхневич Т.В.

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

E-mail: ia.kononin@physics.msu.ru

Старый вариант

Некоторыми современными приборами по исследованию атмосферы различных планет, а также изучению астрономических тел являются фильтры. В частности, широко используются фильтры в основе которых лежит кристалл KDP. Данный кристалл хорош тем, что он является прозрачным для оптических волн ультрафиолетового диапазона. Недостатком данного кристалла является сравнимо маленький коэффициент акустооптического качества. Выбирается медленная мода данного кристалла, для улучшения данного коэффициента, однако, рассчитанные значения скорости не совпадают с результатами эксперимента. Один из факторов влияющих на различия теории и эксперимента является то, что кристалл KDP является пьезокристаллом. Расчеты показали, что пьезоэффект влияет на медленную акустическую моду в данном кристалле при распространении звука в определенном направлении. Однако, эффект оказывается слабым в сравнении с таким кристаллом как LiNbO_3 .

Новый вариант

В настоящее время акустооптические приборы находят широкое применение в науке и технике. Среди таких приборов успешно используются акустооптические фильтры, с помощью данных фильтров возможен анализ световых пучков, пришедших от объектов или отраженных от них, не искусственного и искусственного происхождения. В частности, акустооптические фильтры могут быть использованы для мониторинга экологической обстановки, для оперативного анализа состава атмосферы Земли. Данные фильтры успешно используются в видимом и ближнем инфракрасном световом диапазоне. Однако, обработка оптических сигналов в ультрафиолетовом диапазоне проблематична из-за отсутствия пригодных акустооптических материалов, прозрачных в диапазоне длин волн электромагнитного излучения 0,2–0,4 мкм.

Среди кристаллов которые можно использовать в акустооптических фильтрах ультрафиолетового диапазона следует использовать кварц или дигидрофосфат калия (KH_2PO_4). К сожалению, данные кристаллы обладают низким значением акустооптического качества. Необходимо к акустооптическим фильтрам на кристаллах SiO_2 и KDP использовать приборы на которые подаются большие управляемые электрические мощности. В связи с этим важным является разработка приборов визуализации в УФ

диапазоне при взаимодействии света и звука. При анализе теории акустооптического взаимодействия было обнаружено несоответствие практически полученных результатов и в теоретических предпосылках. В частности, коэффициент акустооптического качества KDP оказался ниже ожидаемого теорией. Возможно, одной из причин уменьшения коэффициента акустооптического качества может быть наличие пьезоэлектрического эффекта. Несмотря на это, пьезоэлектрический эффект в KDP заметно слабее, чем в кристалле ниобата лития. В докладе приведены результаты анализа пьезоэффекта в кристалле KDP и получено, что пьезоэффект влияет на характеристики медленной сдвиговой акустической волны распространяющейся в плоскости [100] в направлении (010).

Влияние пьезоэффекта по теории оказывается существенно меньше, чем в кристалле ниобата лития, однако данный эффекте необходимо учитывать при разработке акустооптических фильтров.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского Научного Фонда 14-12-00042.

Литература

1. Балакирев М.К., Гилинский И.А. Волны в пьезокристаллах. - Новосибирск: Наука, 1982.
2. Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов. Пер. с франц. / Под ред. В.В. Леманова, - М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1982.
3. Блистанов А.А., Бондаренко В.С., Чкалова В.В., Переломова Н.В., Стриженская, Ф.Н., Шаскольская М.П. Акустические кристаллы. - М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1982.
4. Polikarpova N.V., Voloshinov V.B. Acoustic waves transformation in anisotropic media in the general case of inclined incidence and its applications, 2014.
5. Dekemper E., Fussen D., Van Opstal B., Vanhamel J., Pieroux D., Vanhellemont F., Matshvili N., Franssens G., Voloshinov V.B., Janssen Altius C. AOTF-based UV-VIS-NIR hyperspectral imager for atmospheric remote sensing Hady Elandalousi, 2014.
6. Dekemper E., Vanhamel J., Van Opstal B., Fussen D., Voloshinov V.B. Influence of driving power on the performance of UV KDP-based acousto-optical tunable filters, 2015.
7. Voloshinov V.B., Polikarpova N.V. Phase and group velocities of bulk optic and acoustic waves in crystals and artificial periodically structured media, 2015.

НЕЛИНЕЙНЫЕ УПРУГИЕ СВОЙСТВА ПЛОСКОЙ ГРАНИЦЫ ДВУХ ТВЁРДЫХ ТЕЛ

Ахматгалиев В.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: va.akhmatgaliev@physics.msu.ru

Неидеальность структуры твёрдых тел: дислокации, точечные дефекты, межзёрненные границы, микротрещины, нарушение сплошности, остаточные механические напряжения — приводят к появлению в них структурной неклассической упругой нелинейности [2], которая значительно превышает классическую нелинейность, связанную с ангармонизмом межмолекулярных сил [1]. В [3, 4] рассмотрены возможные механизмы структурной нелинейности, одним из которых является плоская граница двух твёрдых тел [6–7]. Изучение её нелинейных упругих свойств представляет, как теоретический, так и практический интерес для диагностики твёрдых тел с микротрещинами. Целью работы являлось исследование влияния внешнего давления P , приложенного к плоской границе двух твердых тел, на её нелинейные упругие свойства. Упругие свойства границы исследовались спектральным методом по эффективности генерации высших упругих гармоник продольной акустической волны с частотой 5 МГц при её прохождении через эту границу. Исследование проводилось в образце, состоящем из двух прямоугольных цилиндров из сплава алюминия Д16, прижатых друг к другу полированными плоскими основаниями. На две другие плоские поверхности цилиндров для

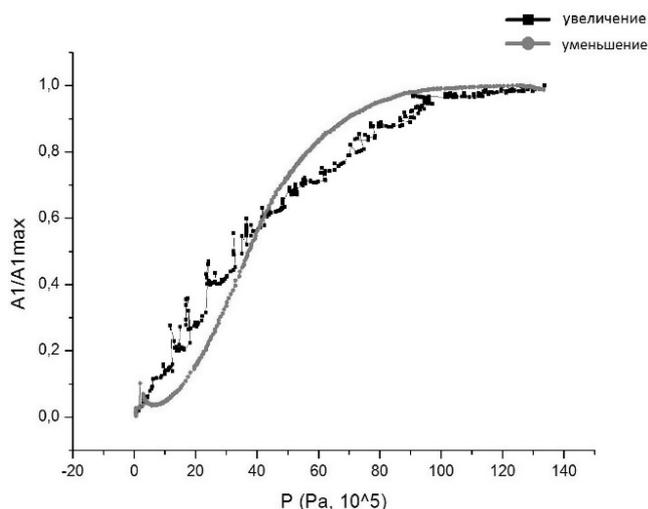


Рис. 1. Зависимость нормированной амплитуды первой гармоники от давления

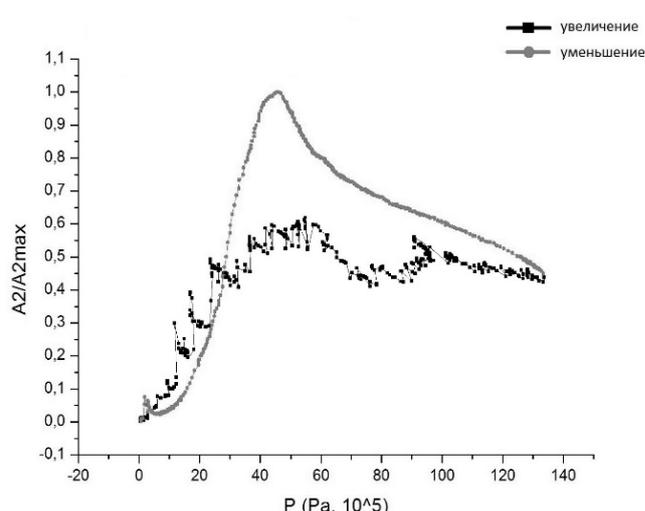


Рис. 2. Зависимость нормированной амплитуды второй гармоники от давления

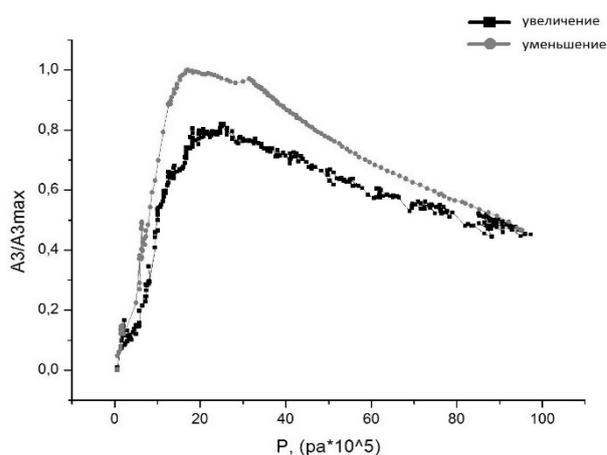


Рис. 3. Зависимость нормированной амплитуды третьей гармоники от давления

излучения и приёма упругих волн крепились пьезопреобразователи с резонансными частотами 5 МГц и 20 МГц, которые использовались для излучения и приема продольных акустических волн. С помощью ультразвуковой автоматизированной установки Ritec RAM-5000 на первый преобразователь подавался импульс, который возбуждал продольные волны в твёрдом теле. Прошедшие через область контакта волны регистрировались с помощью второго преобразователя, сигнал от которого оцифровывался и записывался в персональный компьютер и выводился на экран осциллографа. Давление, приложенное к границе, плавно изменялось с помощью домкрата и записывалось в цифровой файл параллельно с акустическими параметрами. В ходе эксперимента измерялась зависимость амплитуды первых трёх упругих гармоник от величины давления P , приложенного к границе, при его реверсивном изменении в интервале $(0-140-0) \cdot 10^5$ Па. Для выделения сигналов гармоник использовались фильтры на 5, 10 и 15 МГц.

Результаты экспериментальных измерений приведены на рис. 1–3. При изменении давления в интервале $(0-90) \cdot 10^5$ Па наблюдалось монотонное увеличение амплитуды первой гармоники (рис. 1). При увеличении давления в интервале $(90-140) \cdot 10^5$ Па амплитуда этой гармоники выходила на плато и не зависела от давления (рис. 1). Амплитуда прошедшей второй гармоники увеличивалась с увеличением P , доходила до максимума при $P \approx 50 \cdot 10^5$ Па, а затем уменьшалась (рис. 2). Похожее поведение наблюдалось и у амплитуды третьей гармоники (рис. 3). Это можно объяснить следующим образом. С увеличением давления растёт число контактов между поверхностями, что приводит к увеличению коэффициента прохождения первой гармоники. Увеличение амплитуды второй гармоники связано с тем, что при увеличении давления увеличивается и количество соприкосновений шероховатых поверхностей микровыступами различной высоты, каждый из которых, согласно [5], является источником упругой контактной

длит к увеличению коэффициента прохождения первой гармоники. Увеличение амплитуды второй гармоники связано с тем, что при увеличении давления увеличивается и количество соприкосновений шероховатых поверхностей микровыступами различной высоты, каждый из которых, согласно [5], является источником упругой контактной

акустической нелинейности. При дальнейшем увеличении давления контакты зажимаются и, в согласии с законом Герца, дают меньшую нелинейность. Аналогичное объяснение справедливо также для амплитуды третьей гармоники.

Результаты экспериментальных исследований согласуются с имеющейся теорией.

Исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14–22–00042).

Литература

1. Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966.
2. Руденко О.В. Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики // УФН. 2006 Т. 176. № 1. С. 77–95.
3. Руденко О.В. Нелинейные методы акустической диагностики // Дефектоскопия. 1993. № 8. С. 24–32.
4. Руденко О.В., Коробов А.И., Изосимова М.Ю. Нелинейность твёрдых тел с микро- и наномасштабными дефектами и особенности её макроскопических проявлений // Акуст. журн. 2010. Т. 56. № 2. С. 187–193.
5. Руденко О.В., Чинь Ань Ву. Нелинейные акустические свойства контакта шероховатых поверхностей и возможности акустодиагностики статистических характеристик поверхностей // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 4. С. 668–672.
6. Buck O., Morris W.L., Richardson J.N. Acoustic harmonic generation at unbonded interfaces and fatigue cracks // Appl. Phys. Lett. 1978. V. 33. № 5. P. 371–373.
7. Richardson J.M. Harmonic generation at an unbounded interface – I. Planar interface between semi-infinite elastic media // Int. J. Eng. Sci. 1979. V. 17. P. 73–85.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ БЫСТРОЙ И МЕДЛЕННОЙ ДИНАМИКИ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МЕДИ

Хегай С. С., Кокшайский А. И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: kheg@list.ru

Целью данной работы являлось экспериментальное исследование особенностей проявления эффектов быстрой и медленной динамики в поликристаллической меди до и после создания в них остаточных деформаций. Эффект быстрой динамики заключается в зависимости скорости и поглощения упругих волн от амплитуды волны. Этот эффект наблюдается в материалах, имеющих мезомасштабные неоднородности (в том числе дефектную структуру) [1]. Эффект медленной динамики связан с медленной релаксацией упругих свойств твердых тел с дефектами, к которым предварительно было приложено сильное статическое или динамическое механическое воздействие. При этом упругая структурная (неклассическая) нелинейность существенно (на 2–4 порядка) превышает так называемую классическую нелинейность, связанную с ангармонизмом кристаллической решетки [2].

Для экспериментального исследования влияния изменения дефектной структуры на нелинейные упругие свойства меди использовался метод нелинейной резонансной акустической спектроскопии. Для реализации этого метода использовалась экспериментальная установка, ранее разработанная в лаборатории [3]. Она состояла из синхронного детектора SR850 фирмы Stanford Research System, в котором имелся генератор сигналов и усилитель — анализатор спектра, усилителя мощности, образца, жестко закрепленного на одном конце и свободного на втором конце, с излучающим и приемным преобразователями, закрепленными на обоих торцах образца. Температура образца регистрировалась термопарой с точностью $\pm 1^0$ С. Методика измерений заключалась в снятии серии амплитудно-частотных характеристик для каждого из образцов в зави-

симости от амплитуды излучаемого сигнала (быстрая динамика) или от времени (медленная динамика).

Для экспериментальных исследований были приготовлены два образца из электротехнической меди: первый был приготовлен из исходного прутка меди, а второй - из того же прутка после создания в нем остаточных сдвиговых деформаций.

Результаты исследования медленной динамики в деформированном и недеформированном образцах представлены на рис. 1.

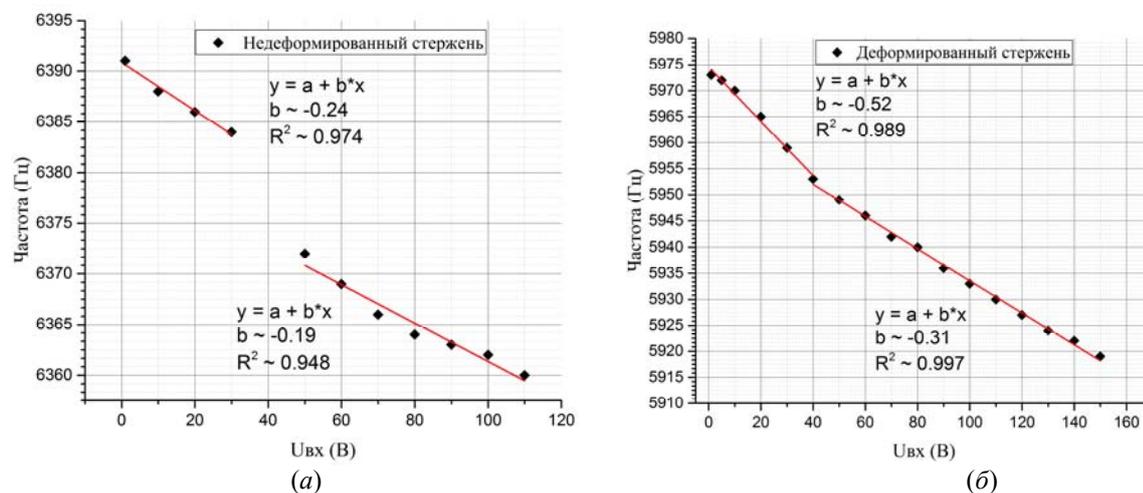


Рис. 1. Зависимость резонансной частоты от амплитуды возбуждающего сигнала *а*) в недеформированном образце; *б*) в деформированном образце.

Обнаружено, что в обоих случаях с увеличением амплитуды возбуждающего сигнала происходит уменьшение резонансной частоты резонаторов. В обоих случаях отмечен линейный сдвиг резонансной частоты вниз, причем для образца с остаточными деформациями этот сдвиг существенно больше (45 и 30 Гц соответственно). Линейность сдвига позволяет сделать вывод о присутствии структурной нелинейности.

Методика исследования эффекта медленной динамики была следующей. Исследуемые резонаторы в течение 10–15 минут возбуждались на достаточно высокой амплитуде. Изменения температуры образцов в пределах погрешности термопары обнаружено не было. После этого на малом сигнале измерялась серия резонансных кривых. Результаты исследования медленной динамики в деформированном и недеформированном образцах представлены на рис. 2.

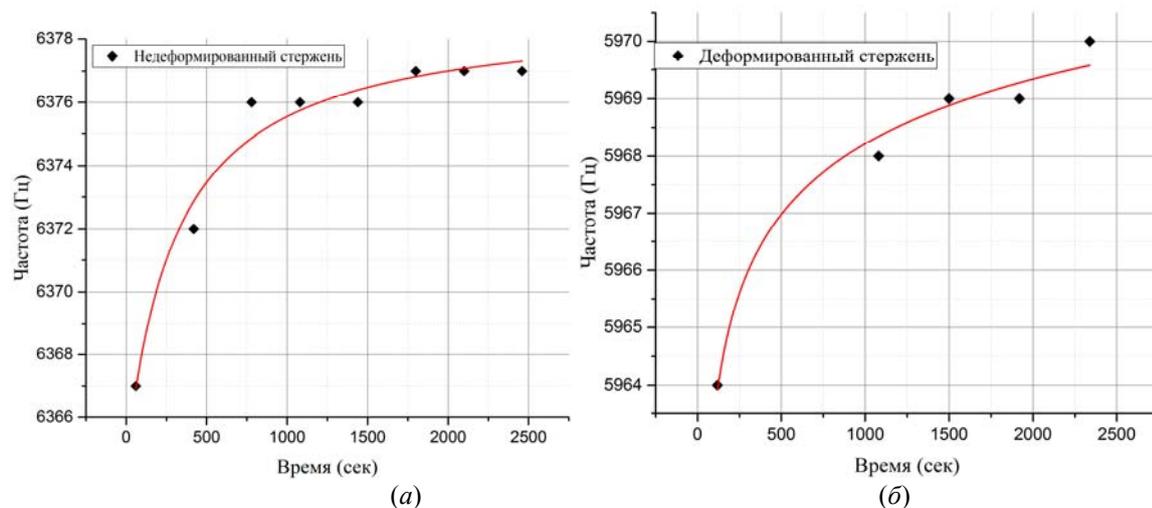


Рис. 2. Зависимость резонансной частоты от времени *а*) в недеформированном образце; *б*) в деформированном образце.

Из рис. 2 видно, что наблюдается медленное увеличение собственной частоты резонаторов по логарифмическому закону для обоих резонаторов. Отмечена более мед-

ленная релаксация для деформированного образца, что связывается с большим количеством дефектов в нем.

В недеформированном образце также были измерены линейные упругие характеристики стандартным эхо-импульсным методом. По измеренным значениям скоростей продольной и поперечной упругих волн были рассчитаны значения линейных модулей упругости: модуля Юнга и всестороннего сжатия, коэффициентов Ламе, коэффициента Пуассона, а также модулей упругости и податливости второго порядка. Измеренные и табличные значения, рассчитанные по скоростям звука, взятым из [4] находились в соответствии в пределах погрешности эксперимента.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского Научного Фонда (проект № 14–22–00042).

Литература

1. Ostrovsky L.A., Johnson P.A. Dynamic nonlinear elasticity in geomaterials. *Rivista Del Nuovo Cimento*. 2001. Vol. 24. N. 7.
2. Руденко О.В. Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики. *УФН*. 2006. Т. 176. № 1. С. 77–95.
3. Коробов А.И., Одина Н.И., Мехедов Д.М. Влияние медленной динамики на упругие свойства с остаточными и сдвиговыми деформациями. *Акустический журнал*, 2013, т. 59, № 4, стр. 438–444.
4. Справочник физических величин (под ред. И.С.Григорьева). М.: Энергоатомиздат, 1991, 1232 с.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛЕММЫ ЛОРЕНЦА ДЛЯ ОЦЕНКИ НАПРЯЖЁННОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЗАТЕНЁННЫХ ЗОНАХ ЛАБИРИНТНЫХ СИСТЕМ

Сорокин Б. С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: sorokin.boris@physics.msu.ru

Широкое использование систем беспроводной связи в условиях ограниченности частотного ресурса требует дальнейшего совершенствования методов моделирования распространения электромагнитных волн в лабиринтных системах.

В работах [3, 4] было рассмотрено многолучевое распространение радиоволн в условиях прямой видимости в лабиринтах в приближении физической оптики [1, 2]. В докладе представлена модифицированная модель распространения радиоволн для получения напряжённости электромагнитного поля в затенённых зонах лабиринтных систем. Для реализации на высокопроизводительных вычислительных системах был разработан параллельный алгоритм, позволяющий оценить напряжённость электромагнитного поля в затенённых зонах лабиринтных систем.

В рамках данной работы были представлены модель распространения радиоволн в затенённых зонах лабиринтных систем и позволяющий эффективно использовать современные высокопроизводительные системы алгоритм вычисления напряжённости электромагнитного поля в точке, находящейся вне прямой видимости относительно источника электромагнитного поля.

Литература

1. Марков Г.Т., Петров Б.М., Грудинская Г.П. *Электродинамика и распространение радиоволн*. Москва, Советское радио, 1979.
2. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. *Возбуждение электромагнитных волн*. – М.: Энергия, – 1967, 376 с.

3. Сорокин Б.С. Многолучевое распространение радиоволн в лабиринтах в приближении физической оптики XXII международная молодёжная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов», 2015, г. Москва.
4. Сорокин Б.С. «Использование леммы Лоренца для расчёта многолучевого распространения радиоволн в лабиринтных системах» XV Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн».

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НАГРУЗКИ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ КЛИНОВЫХ ВОЛН

Кокшайский А. И., Агафонов А. А.

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

E-mail: agafonov.12345@mail.ru

В работе представлены результаты экспериментального исследования влияния деформации растяжения на особенности распространения упругих волн в клине. Деформация растяжения создавалась силой, приложенной параллельно ребру клина. В клине распространяются изгибные упругие волны, локализованные у ребра клина на расстоянии нескольких длин волн [1]. В клине в зависимости от угла раскрыва θ могут распространяться несколько мод клиновых волн. Определению скорости мод клиновых волн в клиньях различной геометрии посвящен ряд работ как теоретических, так и экспериментальных [2–5].

В случае простейшей геометрии клина, для оценки скорости клиновой волны Лагасс предложил следующую эмпирическую формулу [4]:

$$c = c_R \sin(n\theta),$$

где c_R — скорость поверхностной волны Рэлея в материале клина, n — номер моды клиновой волны. Условие распространения моды с номером n выглядит так: $n \cdot \theta < \pi/2$.

Были также получены и более точные формулы для определения скорости упругих волн в клине, изготовленном из изотропного материала, в которые входит номер моды, угол клина, и модули упругости [2]. Среди свойств клиновых волн была отмечена их сравнительно низкая скорость распространения [1, 2].

Выполнены работы по исследованию влияния различных типов геометрических дефектов клина на распространение клиновых волн — торцов, усечений вершины, выемок, неоднородностей [6,7].

Одним из важных результатов статьи В. В Крылова и Д. Ф Паркера по исследованию нелинейных свойств клиновых волн, было заключение об отсутствии генерации второй гармоники при распространении клиновой волны, в случае идеального (бездефектного) изотропного клина [8].

Для проведения экспериментальных исследований из поликристаллического сплава Д16 был изготовлен образец клина длиной 10 см с углом раскрыва 44 градуса. При изготовлении образца в нём возникли остаточные упругие напряжения и микротрещины.

Экспериментальная установка состоит из автоматизированной ультразвуковой системы Ritec RAM-5000 SNAP SYSTEM и системы для приложения к исследуемому образцу контролируемой силы, создающую в клине статическую деформации растяжения. Величина этой силы измерялась специальным датчиком. Система Ritec RAM-5000 SNAP SYSTEM позволяет генерировать и регистрировать клиновые волны в образце и измерять их амплитуду и скорость в зависимости от амплитуды зондирующего сигнала и статической деформации клина. Информация об измеренных параметрах упругой клиновой волны в исследуемом образце и величине приложенной к нему силы поступала в персональный компьютер для математической обработки экспериментальных результатов и их хранения.

При изменении давления измерялась амплитуда и фаза клиновой волны. По экспериментальным данным были построены зависимости изменения поглощения и скорости клиновой волны от давления, приложенного к образцу. Полученные зависимости приведены на рисунках 1 и 2.

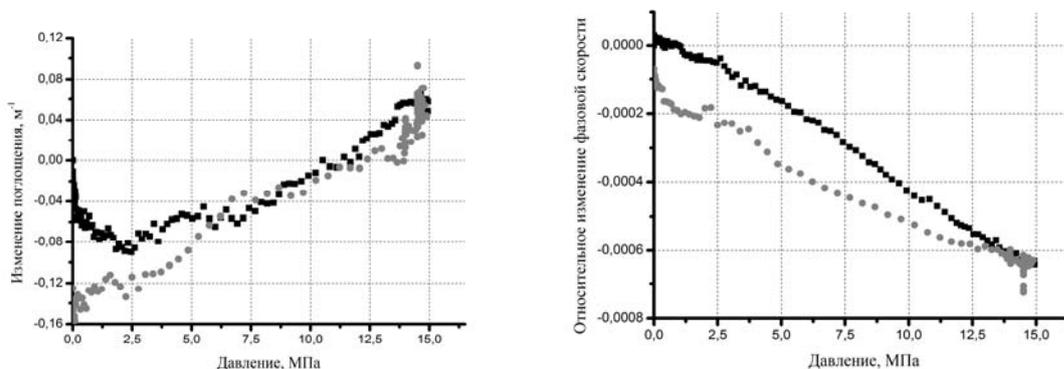


Рис 1, 2. Зависимости изменения поглощения и относительного изменения фазовой скорости от приложенного давления. Давление взято по модулю. Чёрный квадратный маркер (■) соответствует точкам, полученным при увеличении деформирующего давления, а круглый серый маркер (●) — точкам, полученным при уменьшении деформирующего давления.

Обнаружено линейное изменение скорости и увеличение поглощения клиновой волны при увеличении деформации растяжения. Коэффициент наклона для зависимости изменения скорости от давления, полученный методом наименьших квадратов: $-4,53 \cdot 10^{-5} \text{ МПа}^{-1}$.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-02-00288.

Литература

1. Солодов И.Ю. Экспериментальное исследование клиновых акустических волн. // Акустический журнал. 1983. С. 262–264.
2. McKenna, J. Plate theory solution for guided flexural acoustic waves along the tip of a wedge. // IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics. 1974. Volume 21. P. 178–186.
3. Можаяв В.Г. Лучевая теория клиновых акустических волн. // Вестник Московского Университета. 1989. № 5. С. 40–45
4. Lagasse, P.E. Acoustic surface waveguides – analysis and assessment. //IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics.. 1973. V. 20. P. 143.
5. Maradudin, A.A. Vibrational edge modes in finite crystals.// Physical Review B. 1972. Volume 6. P. 1106.
6. Крылов В.В., Шанин А.В. Рассеяние клиновой акустической волны на неглубокой выемке.// Акустический журнал. 1993. Том 39. № 2. С. 292–298.
7. Крылов В.В., Рагузина И.В. Рассеяние клиновых акустических волн. // Акустический журнал. 1988. Том 34, № 5. С. 949–951.
8. Krylov, V.V., Parker, D.F. Harmonic generation and parametric mixing in wedge acoustic waves//Wave motion. 1992. Volume 15 P. 185–200.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ЗАТУХАНИЯ СИГНАЛА В МЕЛКОМ ВОДОЕМЕ

Дорофеева А.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: doro1212@yandex.ru

В настоящее время актуальны задачи геологоразведки шельфовых зон северных морей, связанные с поиском углеводородного сырья. Данные акватории мелководные, поэтому в их изучении неприменима глубоководная теория распространения звука.

Становятся существенными граничные условия, тип дна и возможное наличие облечения на поверхности, которые сильно влияют на звуковое поле.

Так как проведение натурального эксперимента в шельфовой зоне затруднительно в связи с суровыми погодными условиями и дороговизной, было принято решение поставить натуральный эксперимент по излучению и приему звукового сигнала в мелком водоеме в Московской области. Ниже приведены результаты, полученные при обработке данных этого эксперимента.

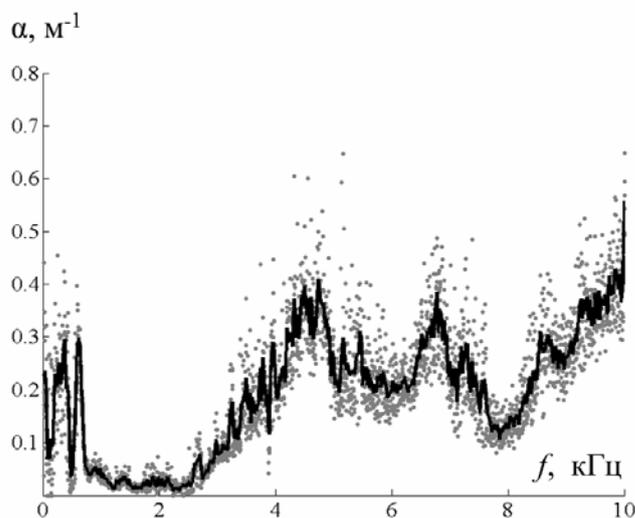


Рис. 1

частотной зависимости групповой скорости частотных компонент сигнала от частоты и по наблюдаемому значению частоты отсечки было сделано предположение, что дно водоема акустически мягкое.

Так как запись сигнала производилась на различных расстояниях от источника сигнала, оказалось возможным определить коэффициент затухания звука в водоеме в зависимости от частоты. На больших расстояниях от источника амплитуда шумов становится сравнимой или даже может превосходить амплитуду полезного сигнала, поэтому для определения зависимости коэффициента затухания акустического сигнала был использован метод максимального правдоподобия. С учетом цилиндрической расходимости первой моды и затухания амплитуда сигнала в n -ой точке приема для каждой частоты может быть выражена через спектр излучаемого сигнала $S(\omega)$, и шума $N(\omega)$: $A_n(\omega) = \beta S(\omega) \exp(-\alpha r_n) / \sqrt{r_n} + N(\omega)$, где β — некоторый коэффициент, имеющий размерность $\sqrt{\text{м}}$, r_n — расстояние до точки приема. Полагая шум гауссовым с дисперсией σ^2 , можно записать условную вероятность того, что коэффициент затухания на частоте ω равен $\alpha(\omega)$:

$$w(\alpha(\omega), \beta | \vec{A}(\omega)) = \frac{\exp\left(-\frac{1}{2\sigma^2} \sum_{n=1}^M \left(A_n(\omega) - \beta S(\omega) \frac{\exp(-\alpha(\omega)r_n)}{\sqrt{r_n}}\right)^2\right)}{(2\pi)^{M/2} \sigma^M} \equiv L(\alpha, \beta), \quad (1)$$

где функция $L(\alpha, \beta)$ от параметров α и β является функцией правдоподобия. Максимум функции на каждой частоте достигается при наиболее вероятном значении коэффициента затухания α . Численное решение уравнения дает зависимость коэффициента затухания от частоты (рис. 1).

Тщательное изучение спектрограммы позволило выявить наличие отражения сигнала от береговых стенок. Таким образом, в точке приема имеется запись прямого сигнала и сигнала, отраженного от границы с неизвестным импедансом. Обладая дан-

Водоем, где был поставлен эксперимент, имеет прямоугольную форму шириной 20 м и длиной 300 м, находится в заболоченной области. В течение эксперимента излучался линейно частотно модулированный (ЛЧМ) сигнал с периодом 10 сек, частотный диапазон составил от 100 Гц до 10 кГц. Прием сигнала производился с помощью одиночного гидрофона в 9 точках водоема на расстояниях от 0.5 до 116 м от излучателя.

С помощью корреляционной обработки сигнала были получены дисперсионные характеристики водоема. По виду

ными о характере затухания сигнала и плотности стенок водоема, с помощью формул Френеля была рассчитана скорость звука в грунте водоема. Полученное значение скорости звука составило 1045 ± 185 м/с, что может быть следствием загазованности водоема.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 16–29–02097 офи_м, РФФИ № 15–05–01183а, гранта Президента РФ НШ-7062.2016.2.

Литература

1. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1982.
2. Дмитриев К.В., Дорофеева А.А., Панков И.А., Сергеев С.Н. Исследование затухания и дисперсии акустических сигналов в мелком природном водоеме // Известия РАН. Серия Физическая, 2015, т. 79, № 12, с. 1704–1707.

ВИЗУАЛИЗАТОР МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Гребеникова Н. М., Логунов С. Э.

СППУ имени Петра Великого, Россия.

E-mail: nadyagrebenikova@mail.ru, sema-logunov@ya.ru

Рассмотрен метод построения оптического изображения с помощью феррофлюидной ячейки пространственной структуры распределения напряженности магнитного поля. Результаты экспериментальных исследований показали, что предлагаемый метод позволяет определять в реальном времени, кроме структуры силовых линий, неоднородность и направление магнитного поля.

При использовании в магнитных системах шимов [4] для увеличения плотности силовых линий в зазоре между полюсами и их количества, которые параллельны друг другу по всей длине зазора магнитной системы, применение магнитных частиц затруднено. Так как силовые линии располагаются на очень близком расстоянии друг от друга и частицы образуют единую массу. Особенно, если расстояние между полюсами не превышает 10 см [2, 4].

Одним из возможных решений этой задачи — применение коллоидного раствора ферромагнитных наночастиц, размещенного в стеклянном герметичном объеме (феррофлюидная ячейка). Использование ферромагнитных частиц малых размеров в растворах специальных жидкостей позволяет устранить эффект их слипания с образованием крупных сгустков при высокой плотности силовых линий (не приводит к искажению наблюдаемой картины распределения линий). Для этого феррофлюидная ячейка помещается в исследуемое магнитное поле. На ячейку подается лазерное излучение с разведённым лучом. Цифровая фотокамера регистрирует излучение, прошедшее через ячейку, либо отраженное от неё. Под действием магнитного поля ферромагнитные частицы намагничиваются и выстраиваются по силовым линиям поля. Для падающего на ячейку излучения в ней образуется подобие дифракционной решетки с периодом, зависящим от плотности силовых линий. На рис. 1 в качестве примера представлены регистрируемые фотокамерой изображения лазерного излучения, прошедшего через ячейку. Ячейка, изготовлена из коллоидного раствора в воде однодоменных наночастиц магнетита (объемная концентрация 0.027) с поверхностно-активным веществом — керосин.

Полученные изображения на фотокамере обрабатываются с помощью специализированных вычислительных программ. На изготовленных в настоящее время феррофлюидных ячейках можно определять изменение направления магнитного поля на 1 градус с погрешностью 1 %.

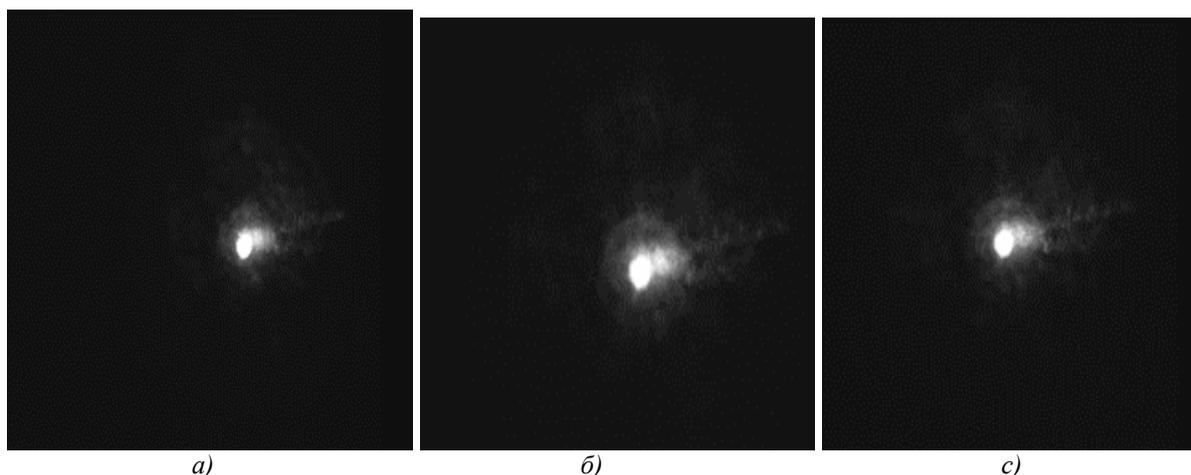


Рис. 1 Дифракционная картина лазерного излучения: а) – в магнитном поле лаборатории; б) и с) при различных направлениях внешнего магнитного поля, действующего на ячейку.

Анализ экспериментальных результатов, подтверждает возможность исследования силовых линий магнитного поля предлагаемым методом, а также определения по регистрируемому изображению параметров поля. Но проведенные эксперименты, показали, что требуется совершенствование конструкции феррофлюидной ячейки, а также разработка новых коллоидных растворов. Особенно, это актуально, в случае использования визуализатора для исследования силовых линий геомагнитного поля в магнитосфере при воздействии на неё солнечного ветра. Процессы, происходящие в результате этого воздействия, вызывают на Земле магнитные бури, северное сияние и т.д.

Литература

1. Андреевский К.Н., Манджавидзе А.Г., Маргвелашвили И.Г., Соболевская С.В. Исследование термодинамических и физических характеристик термомагнитного двигателя с гадолиниевым рабочим элементом. // Журнал технической физики. 1998. Т. 68. № 9. С. 119–122.
2. Давыдов В.В., Величко Е.Н., Дудкин В.И., Карсеев А.Ю. Ядерно – магнитный релаксометр для экспресс контроля состояния конденсированных сред. // Приборы и техника эксперимента. 2015. № 2. С. 72–76.
3. Давыдов В.В., Дудкин В.И., Карсеев А.Ю. Ядерно-резонансный магнитометр с текущей жидкостью для измерения слабых полей. // Журнал технической физики. 2015. Т. 85. № 3. С. 138–143.
4. Васильев П.А., Сайкин К.С. Приборы высококоэрцитивного сплава Nd-Fe-B. // Приборы и техника эксперимента. 1993. № 3. С. 211–214.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ АМПЛИТУДЫ КРУТИЛЬНЫХ ВОЛН НА ИХ СКОРОСТЬ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МЕДИ

Асеев Е. М., Хегай С. С., Кокшайский А. И.

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

E-mail: aseevgenij@yandex.ru

Как известно, поликристаллические металлы вследствие наличия в них мезомасштабной дефектной структуры выявляют нелинейное упругое поведение даже при относительно слабых внешних воздействиях [1–4]. Нелинейность, обусловленная дефектной структурой, обычно называется структурной, или неклассической, причем она на несколько порядков превосходит т.н. физическую нелинейность, связанную с ангармонизмом кристаллической решетки [2]. Проявления структурной упругой нелинейности в поликристаллических металлах ранее экспериментально исследовались в основ-

ном для продольных и сдвиговых волн [5–7]. В то же время, на наш взгляд, представляет интерес применение и других типов волн, в частности, крутильных, поскольку это может расширить понимание механизмом структурной нелинейности.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования зависимости относительного изменения скорости упругих крутильных волн от амплитуды волны (т.н. быстрой динамики) в поликристаллической меди. Исследуемый образец был изготовлен из цилиндрического прутка промышленного поликристаллического сплава меди без его дополнительной тепловой или механической обработки. Плотность образца составляла 8900 кг/м^3 . Он имел форму цилиндра длиной 135 мм и диаметром 11,6 мм. Возбуждение крутильных колебаний производилось двумя парами продольных преобразователей, закрепленных на параллельных фасках, вырезанных вдоль боковых поверхностей цилиндра в верхней части образца.

Измерения производились двумя методами: методом нелинейного резонанса и эхо-импульсным методом в двух частотных диапазонах (до 100 кГц и выше 100 кГц соответственно). Первый метод заключается в измерении зависимости относительного изменения собственной частоты образца от амплитуды возбуждающего сигнала. При этом величина сдвига частоты пропорциональна акустической нелинейности в исследуемом материале, а направление сдвига (его увеличение или уменьшение) частоты позволяет определить ее знак [1]. Методика измерений в этом случае заключается в измерении серии амплитудно-частотных характеристик исследуемого образца в зависимости от амплитуды электрического сигнала, подаваемого на излучающий преобразователь. Экспериментальная установка, реализующая резонансный метод, состояла из синхронного детектора SR850 фирмы Stanford Research System со встроенным генератором сигналов, а также усилителя мощности и осциллографа для контроля уровня подаваемого на излучающий преобразователь сигнала. Эхо-импульсный метод позволяет определить амплитуду и фазу принимаемого сигнала и рассчитать относительное изменение скорости волны и коэффициент затухания. При проведении измерений импульсным методом использовался ультразвуковой измерительный комплекс на основе импульсного приемо-передатчика RPR-4000 фирмы RITEC (USA). Поскольку для четвертьволнового резонатора $V=4Lf_n/(2n+1)$ (где V — скорость волны, L — длина образца, f_n — резонансная частота, n — номер резонанса), то оба метода несут одинаковую информацию об изменении скорости волны. Измерения непрерывным методом производились на частоте 9700 Гц, а импульсным — 102 кГц.

Результаты экспериментального исследования образца меди обоими методами представлены на рис. 1.

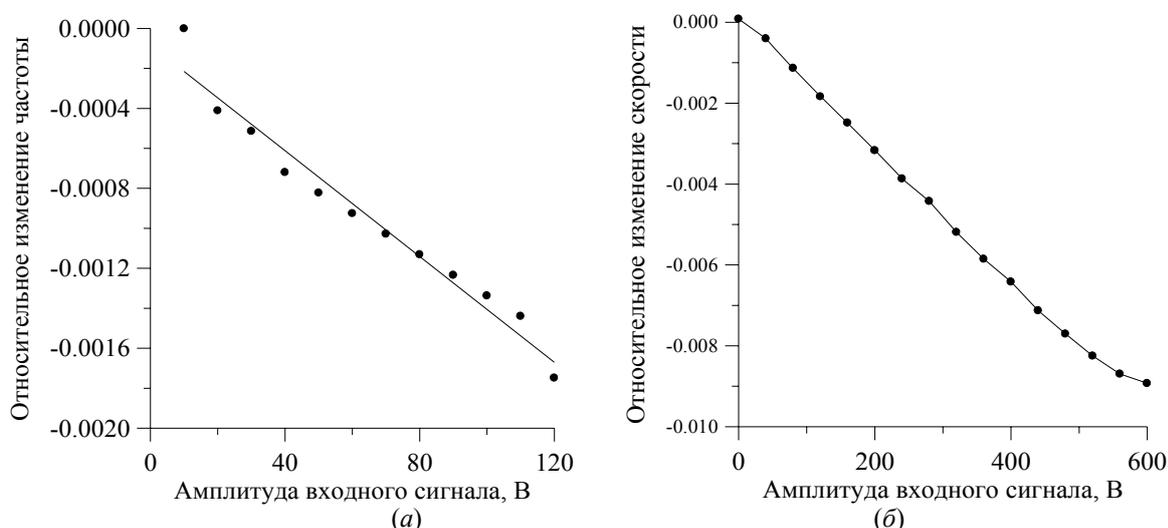


Рис. 1. *а*) Зависимость относительного изменения резонансной частоты от амплитуды возбуждающего сигнала при непрерывном возбуждении. *б*) Зависимость относительного изменения скорости крутильных волн от амплитуды возбуждающего сигнала при импульсном возбуждении.

Из сравнения графиков видно, что в обоих случаях (т.е. и на высоких, и на низких частотах) наблюдается ожидаемое уменьшение скорости крутильных волн одного порядка величины. Отметим, что для крутильных волн это изменение примерно в 3 раза меньше, чем для продольных волн в том же образце: так, для продольных волн измеренное в работе [7] относительное изменение частоты составило примерно -0.0047 в том же диапазоне амплитуд возбуждающего сигнала. Линейность зависимости свидетельствует о присутствии структурной нелинейности исследуемой среды, что вызывает интерес к дальнейшему исследованию природы этой нелинейности.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского Научного Фонда (проект № 14–22–00042).

Литература

1. Ostrovsky L.A., Johnson P.A. Dynamic nonlinear elasticity in geomaterials. *Rivista Del Nuovo Cimento*. 2001. Vol. 24. N. 7.
2. О.В. Руденко. Нелинейные методы в акустической диагностике. *Дефектоскопия*. 1993. № 8. С. 24–32.
3. Руденко О.В. Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики. *УФН*. 2006. Т. 176. № 1. С. 77–95.
4. Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. М., Наука. 1966. 309 с.
5. Гедройц А.А., Зарембо Л.К., Красильников В.А. Сдвиговые волны конечной амплитуды в поли- и монокристаллах металлов. *Докл. АН СССР*, 1963. Т. 150, С. 515–518.
6. Коробов А.И., Одина Н.И., Мехедов Д.М. Влияние медленной динамики на упругие свойства с остаточными и сдвиговыми деформациями. *Акустический журнал*, 2013, т. 59, № 4, стр. 438–444.
7. Хегай С.С. Исследование быстрой динамики в поликристаллических металлах с дефектами. Бакалаврская работа. Москва, физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, 2015.

ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТОВ НАГРЕВА И АКУСТИЧЕСКОЙ КАВИТАЦИИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ВОДНЫХ СУСПЕНЗИЙ КРЕМНИЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ СФОКУСИРОВАННЫМ УЛЬТРАЗВУКОМ

Фесенко И.К., Свиридов А.П.

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

E-mail: ik.fesenko@physics.msu.ru

Работа посвящена изучению явления акустической кавитации и гипертермического эффекта, наблюдаемых при облучении водных суспензий кремниевых наночастиц, в целях дальнейшего использования полученных результатов для проведения экспериментов с живыми объектами.

Изменение температуры T суспензии, в которой распространяется ультразвуковая волна интенсивностью I , может быть рассчитано из уравнения теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \Delta T + \frac{2\alpha_a I}{\rho_0 c_p}, \quad (1)$$

где $\chi = \kappa / \rho_0 c_p$ — коэффициент температуропроводности, Δ — оператор Лапласа, α_a — коэффициент поглощения ультразвука в суспензии, ρ_0 и c_p — плотность и удельная теплоемкость жидкости.

Для проведения экспериментов по изучению кавитации и нагрева водных суспензий кремниевых наночастиц была создана установка. В металлический полый цилиндр, закрытый с двух сторон звукопрозрачными пленками, заливается исследуемый образец суспензии. Кювета помещается в гидробассейн так, что фокус излучателя на-

ходится внутри цилиндра. На фокусирующий пьезоизлучатель (диаметр — 68 мм, фокусное расстояние — 64 мм), работающий на частоте 2.025 МГц подается в течение 40–50 сек. периодический сигнал с генератора напряжения, управляемый с помощью программы, написанной в среде LabView и усиливается с помощью усилителя. Ультразвуковая волна, прошедшая через кювету, регистрируется с помощью пьезопреобразователя с резонансной частотой 1 МГц, сигнал с которого подается на осциллограф, с помощью которого изучается профиль сигнала. Температура контролируется с помощью двух термопар Е-типа толщиной 0.1 мм, одна из которых размещена в фокусе излучателя, а другая у задней стенки цилиндра на расстоянии 5 мм от первой. Сигналы с термопар усиливаются и подаются на USB осциллограф.

Был проведён тестовый эксперимент по нагреву воды и глицерина, в котором регистрировались температура и профиль прошедшей через жидкость акустической волны. Наблюдение кавитации в фокусе излучателя с частотой 2.025 МГц проводилось в воде для нескольких напряжений на излучателе с амплитудами от 18 В до 68 В, что соответствовало давлению в фокусе излучателя от 6 атм до 20 атм соответственно. На осциллографе выполнялось БПФ (использовалось временное окно Хэмминга, временная развертка составляла 10 мкс/дел, длина реализации — 10 тыс. точек). На экране наблюдался спектр сигнала, который регистрировался с помощью программы в LabView и каждую секунду записывался в файл. На рис. 1 представлена зависимость спектральной амплитуды субгармоники от времени. При напряжении больше 25В отчетливо наблюдалось появление субгармоники, что сигнализировало о наличии процесса кавитации. При увеличении напряжения на излучателе время появления субгармоники сокращалось, а также появлялись вторая и третья гармоники основной частоты, тоже свидетельствующие о наличии кавитации. Измерения нагрева выполнялись в глицерине, поскольку коэффициент поглощения ультразвука в нем значительно выше, и нагрев хорошо наблюдался. Изменение температуры, зарегистрированные термопарами в глицерине, представлено на рис. 2.

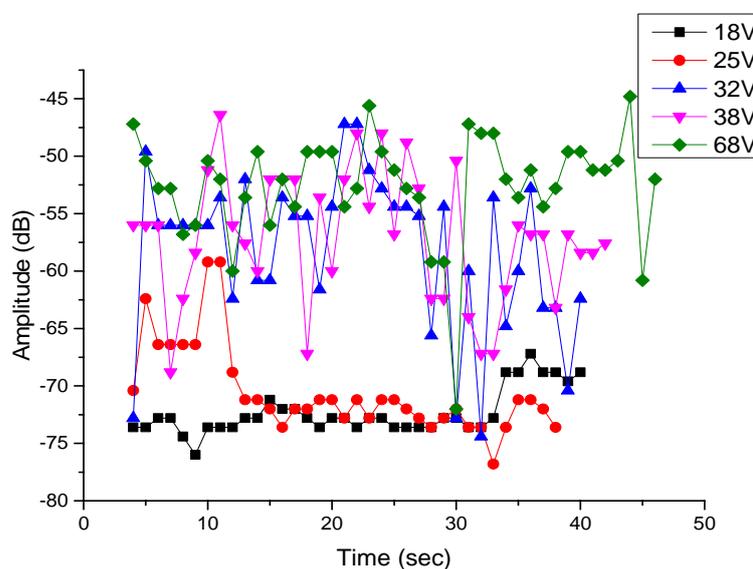


Рис. 1. Измеренная зависимость спектральной амплитуды субгармоники от времени при различных давлениях в фокусе излучателя.

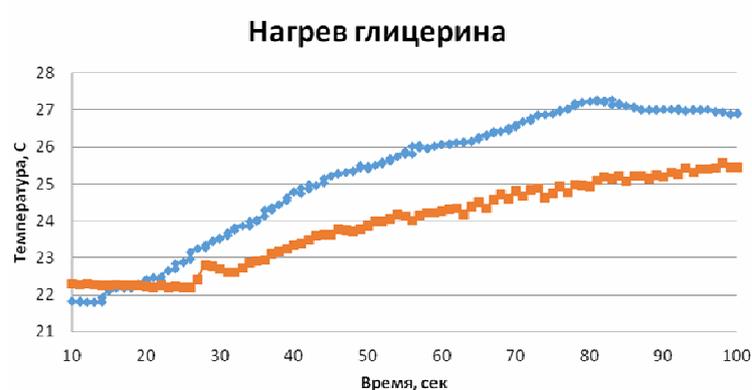


Рис. 2. Изменение температуры в глицерине после включения ультразвука. Давление в фокусе составляло 20 атм. Голубым цветом указана термопара в фокусе, оранжевым — у дальней стенки.

СПОСОБ МОДЕЛИРОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ШАРОВОЙ МОЛНИИ С ОКОННЫМИ СТЕКЛАМИ

Бикмухаметова А. Р.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
e-mail: Akellik95@yandex.ru

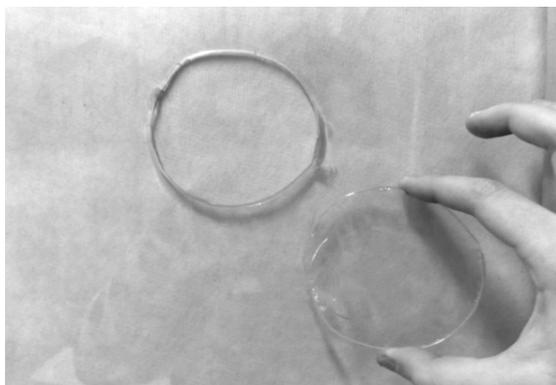


Рис. 1. Результаты взаимодействия природной ШМ с оконными стеклами

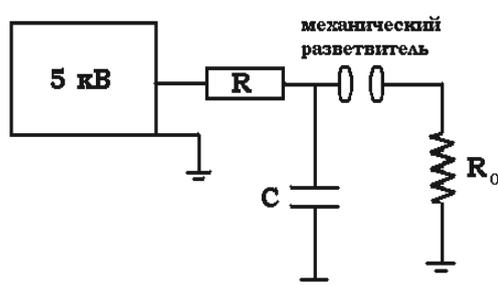


Рис. 2. Принципиальная схема установки



Рис. 3. Фотография созданной установки

Проблема шаровой молнии (ШМ) привлекает внимание в связи с необычными свойствами этого объекта и способностью переносить высокую энергию — до 10^{10} Дж/м³. Часто ШМ оказывается в закрытых помещениях, проникая туда либо через узкие отверстия, значительно меньшие ее диаметра, либо через оконные стекла. Объяснение механизмов прохождения ШМ через стекла может представлять интерес с точки зрения технологии взаимодействия высокоэнергетических объектов с диэлектриками. В [1] описано, как природная ШМ проплавила в стекле окна отверстие. Из этого можно заключить, что отверстие образуется благодаря нагреву стекла энергией ШМ. Имея в распоряжении результаты взаимодействия природной ШМ с оконными стеклами (Рис. 1), есть возможность смоделировать аналогичные разрушения стекла в лабораторных условиях. При анализе полученных следов, можно сделать заключение и о свойствах ШМ.

Анализируя результаты из [2], можно утверждать, что воздействие на стекло локального нагрева или удара летящим предметом не приводят к результатам, аналогичным воздействию на стекло природной ШМ. Медленный нагрев стекла проволочной спиралью позволяет сохранить целым центральный круглый диск, однако остальная часть стекла растрескивается из-за термонапряжений. При быстром нагреве стекла лучом лазера [1] происходит деформация расплавленной центральной зоны стекла, которая снимает напряжение, и радиальные механические напряжения оказываются не такими сильными, а стекло вокруг зоны нагрева остается не разрушенным. Однако центральный диск при этом сильно деформируется, что не наблюдается

у стеклянных дисков, образованных при воздействии на оконное стекло природными ШМ. Удар по стеклу твердым предметом приводит к тому, что стекло вокруг отверстия остаётся нетронутым, и вероятность того, что стекло останется целым, возрас-

тает при уменьшении массы этого предмета и увеличении его скорости, но центральная часть всегда рассыпается на мелкие осколки.

Целью настоящей работы является проверка выводов [2], предполагающих выполнение нескольких условий: ШМ должна обладать минимальным запасом энергии порядка 20–100 кДж, который затрачивается на нагрев стекла, и эта энергия передаётся стеклу за промежуток времени (5–10 с), при этом мощность, выделяемая ШМ, не меньше 2–20 кВт.

Для реализации этих условий нами создана установка, в которой используется импульсный ток батареи конденсаторов, тип К41У-7(0675) ёмкостью 100 мкФ, проходящий через прижатую к стеклу нихромовую спираль, длиной 480 мм и диаметром 1.4 мм. Максимальное напряжение высоковольтного источника 5кВ, время разряда порядка 3 мкс. На рис. 2 представлена схема установки, а на рис. 3 ее фотография.

Проведены предварительные эксперименты по нагреву спирали и ее воздействию на стекло.

Литература

1. Колосовский О. А., ЖТФ. 1981. Т. 51. В. 4. С. 856.
2. Никитин А.И., Бычков В.Л., Никитина Т.Ф., Величко А.М. «Моделирование взаимодействия шаровой молнии с оконными стеклами». Журнал «Химическая физика», 2006, Т. 25, № 4, С. 98–105.

РАЗРАБОТКА И СНЯТИЕ ХАРАКТЕРИСТИК УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ СИНХРОННОГО ДЕТЕКТИРОВАНИЯ

Световидов А.А., Насертдинов Р.Р., Исаева А.Г.,
Кириллов Р.С., Петровнин К.В.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия
E-mail: andreysvetovidov@mail.ru

Синхронное детектирование является одним из наиболее эффективных методов выделения информационной составляющей из принятого сигнала на фоне помех. По этой причине было собрано устройство, предназначенное для изучения принципов демодуляции сигнала с помощью синхронного детектора в рамках лабораторных работ по курсу статистической радиофизики.

Устройство представляет из себя учебный стенд — плату, включающую в себя такие функциональные блоки, как аналоговый и цифровой фазовращатели, смеситель сигналов и систему согласования уровней. Стенд адаптирован для работы совместно с платформой NI ELVIS II, с помощью которого производится управление стендом, аналого-цифровое и цифро-аналоговое преобразование сигналов.

Был проведен анализ характеристик одного звена аналогового фазовращателя изготовленного стенда и аналогичного звена, входящего в состав платы-тренажера Emona DATeX, которая в настоящий момент используется для проведения лабораторных работ в лаборатории статистической радиофизики Института физики КФУ.

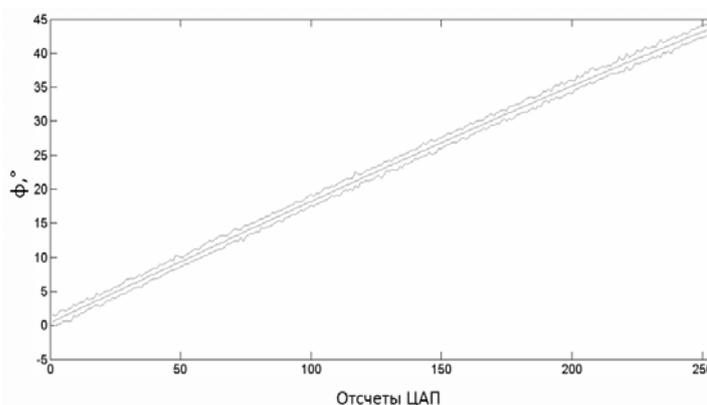


Рис. 1. Зависимость вносимого изменения фазы фазовращателя от значений отсчёта цифрового потенциометра (максимальные, минимальные и средние значения).

Литература

1. Манаев Е.И. Основы радиоэлектроники. М.: Радио и связь, 1986. – 488 с.: ил.
2. Бойко Б.П. Основы радиоэлектроники. Часть 1. Сигналы. Учебное пособие для студентов специальности «Радиофизика и электроника» / Б.П. Бойко. Казань: КГУ, 2001. 93 с.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ КРУТИЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ПО МОДУЛЮ СДВИГА И КОЭФФИЦИЕНТУ ГИСТЕРЕЗИСНЫХ ПОТЕРЬ

Самсонов Д. А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: samson.samson.samson@gmail.com

Диссипативные процессы в колебательных системах относятся к одному из дестабилизирующих факторов. В идеальном случае остаётся единственный канал диссипации энергии, обусловленный рассеянием энергии при деформациях упругого элемента вследствие несовершенства его упругости. В микрообъёмах материала происходит пластическая деформация. Она ведёт к необратимым потерям запасённой энергии осциллятора. Степень несовершенства упругости материала формально характеризуется коэффициентом гистерезисных потерь C . Он определяет постоянную долю диссипируемой энергии от всей работы, затраченной на деформирование материала. Независимость гистерезисных потерь от скорости деформации упрощает рассмотрение системы.

Момент инерции шарового груза диаметром d и массой M

$$J = \frac{Md}{10}.$$

Жёсткость нити подвеса с модулем сдвига G , диаметром d_n , длиной L

$$\kappa = \frac{\pi G d_n^4}{32L}.$$

Период крутильных колебаний

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{J}{\kappa}}.$$

Ограниченная коэффициентом гистерезисных потерь C в нити подвеса добротность крутильной системы

$$Q_2 = \frac{\pi}{C}.$$

Ограниченная трением шарового груза диаметром d о воздух с вязкостью μ добротность крутильной системы с периодом колебаний T

$$Q_0 = \frac{\kappa T}{4\pi q \mu d^3}, \quad q = 1 + \ln\left(\frac{100}{T}\right).$$

Добротность крутильной системы

$$Q_1 = \frac{Q_0 Q_2}{Q_0 + Q_2}.$$

При закручивании на угол φ относительная деформация нити

$$\xi = \frac{\varphi d_n}{L}.$$

Постоянная времени крутильных колебаний

$$\tau = \frac{Q_1 T}{\pi}.$$

По модулю сдвига можно рассчитать модуль Юнга

$$E = 2(1 + \nu)G,$$

где ν — коэффициент Пуассона.

Жёсткость нити сечением s на удлинение

$$k_1 = \frac{Es}{L}.$$

Тогда частота продольных колебаний

$$f_1 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{Es}{LM}}.$$

Постоянная времени продольных колебаний струны

$$\tau_1 = \frac{Q_2}{\pi f_1}.$$

Частота струнных колебаний (ρ_n — плотность материала нити)

$$f_2 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{Mg}{L^2 s \rho_n}}.$$

Жёсткость нити при струнных колебаниях

$$k_2 = \frac{\pi^2 Mg}{L}.$$

Постоянная времени струнных колебаний

$$\tau_2 = \frac{Q_2}{\pi f_2}.$$

Расстояние от верхней точки крепления нити до центра масс шаровых грузов составляет величину

$$L_k = L + dL + \frac{d}{2},$$

где dL — расстояние от нижнего зажима нити длиной L до поверхности груза диаметром d . Жёсткость крутильной системы при качаниях

$$\kappa_k = MgL_k.$$

Период качаний

$$T_k = 2\pi \sqrt{\frac{ML_k^2 + J}{\kappa_k}}.$$

Добротность качаний

$$Q_k = \frac{Mg\pi}{24d\mu\sqrt{L_k g} \left(1 + \ln \left(\frac{100}{T_k} \right) \right)}.$$

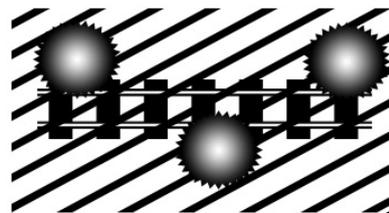
Время релаксации качаний

$$\tau_k = \frac{Q_k T_k}{\pi}.$$

Расчёт добротности крутильных систем позволяют проводить оперативные оценки коэффициента гистерезисных потерь на широком круге материалов. Вязкое трение о воздух ограничивает возможности такого метода. При равномерном вращении шарового тела в воздушной среде такие потери рассчитываются строго. В режиме колебаний рассчитать потери значительно сложнее. В данной работе приведена оценочная формула для расчёта потерь о воздух.

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Председатель:
проф. Кульбачинский Владимир Анатольевич



АНИЗОТРОПИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОРЯДКА В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ ПНИКТИДЕ Ва-122, ОПТИМАЛЬНО ДОПИРОВАННОМ НИКЕЛЕМ

Кузьмичева Т.Е.^{1,2}, Кузьмичев С.А.²

¹ ФИАН им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

² МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

e-mail: kute@sci.lebedev.ru

Проведены исследования монокристаллов оптимально допированного сверхпроводящего пниктида $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ с критической температурой $T_C \approx 19$ К. С помощью техники «break-junction» [1] (контакт на микротрещине) в образцах создавались контакты типа сверхпроводник — нормальный металл — сверхпроводник (SnS) с баллистическим андреевским транспортом [2, 3], а также стопочные контакты SnSn-...-S. В таких контактах впервые наблюдался эффект внутренних многократных андреевских отражений. Эффект проявлялся в избыточном токе на вольтамперной характеристике SnS-контакта при малых смещениях, а также появлении на спектре динамической проводимости минимумов на смещениях $V_n = 2\Delta_{L,S}/en$ (n — натуральное число, $\Delta_{L,S}$ — величины сверхпроводящих щелей) [4, 5]. Метод внутренней андреевской спектроскопии, основанный на этом эффекте, позволяет напрямую определить объемные величины параметров порядка при любых температурах $T \leq T_C$ [5].

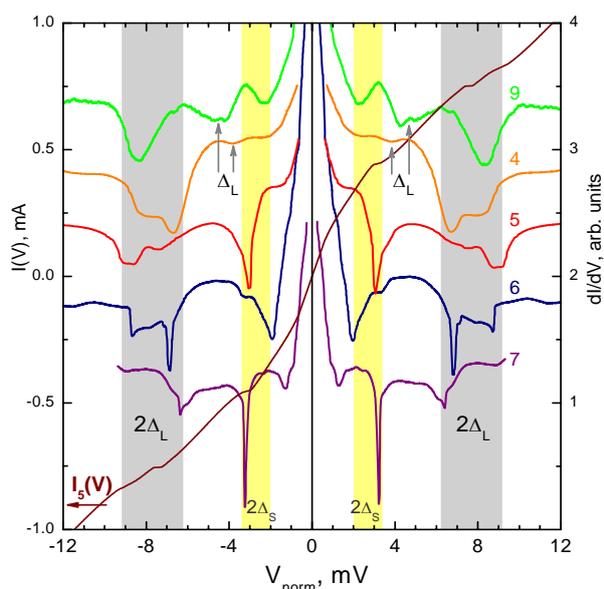


Рис. 1. Вольтамперная характеристика и спектры динамической проводимости SnS-контактов в $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ с $T_C \approx 19$ К. Андреевские минимумы от большой щели $\Delta_L = 3.2\text{--}4.5$ мэВ ($\sim 30\%$ анизотропия в k -пространстве) и от малой щели $\Delta_S = 1.2\text{--}1.6$ мэВ ($\sim 25\%$ анизотропия) обозначены вертикальными областями.

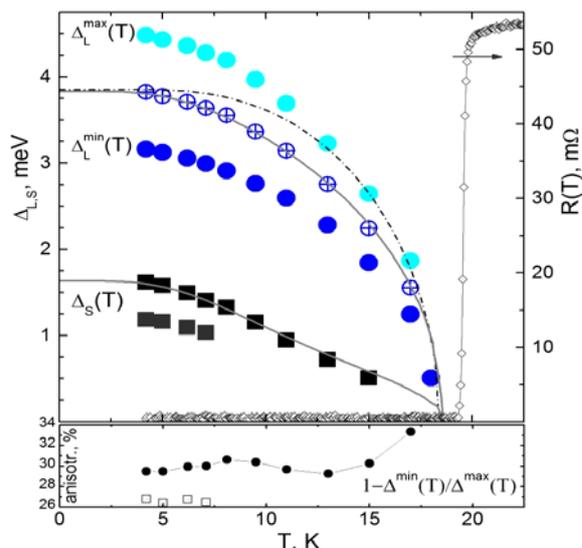


Рис. 2. Температурные зависимости экстремумов большой щели (сплошные кружки) и ее средней величины (перечеркнутые кружки) и малой щели (квадраты). Однозонная БКШ-функция (штрихпунктирная линия) и резистивный переход образца (ромбы) приведены для сравнения. Сплошные линии соответствуют теоретическим $\Delta_{L,S}(T)$, построенным на основе уравнений Москаленко и Сула.

На $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов наблюдались дублетные минимумы, соответствующие двум анизотропным параметрам порядка (рис. 1). При $T = 4.2$ К были определены величины большой щели $\Delta_L = 3.2\text{--}4.5$ мэВ ($\sim 30\%$ анизотропия в k -пространстве) и малой щели $\Delta_S = 1.2\text{--}1.6$ мэВ ($\sim 25\%$ анизотропия). Оба параметра порядка не имеют точек нулей в угловом распределении в k -пространстве. Полученные амплитуды щелей воспроизводятся, не зависят от геометрии контакта и количества контактов в стопке.

Получены температурные зависимости экстремумов большой щели и малой щели (рис. 2), а также величины анизотропии большой щели вплоть до T_C^{local} . Оба параметра порядка обращаются в ноль при общей критической температуре T_C^{local} , в то время как анизотропия Δ_L меняется в пределах 30–34%. Экспериментальные $\Delta_{L,S}(T)$ отклоняются от однозонной БКШ-образной функции, в то же время соответствуют теоретическим зависимостям, рассчитанным на основе уравнений Москаленко и Сула [6] для случая относительно слабого межзонного взаимодействия. Характеристическое отношение БКШ для среднего значения большой щели $2\Delta_L^{\text{mean}}/k_B T_C^{\text{local}} \approx 4.8$ превосходит БКШ-предел слабой связи 3.52, что является следствием сильного электрон-бозонного взаимодействия в зонах с большой щелью.

Авторы благодарят В.М. Пудалова, М. Abdel-Hafiez, Y.C. Chen за полезные обсуждения и предоставленные образцы.

СПЕКТРЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ И ФИОЛЕТОВЫХ СВЕТОДИОДОВ

Волков В. В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: vv.volkov@physics.msu.ru

В последние 10 лет технология и разработки светодиодов (СД) коротковолновой части спектра (ультрафиолетовых (УФ) и фиолетовых) развивались быстрыми темпами. Исследования были направлены как на продвижение в более коротковолновую область, так и на увеличение мощности излучения этих СД. На кафедре полупроводников проводились исследования УФ СД совместно с сотрудниками отечественной фирмы «Оптэл» [1], которые недавно разработали УФ повышенной мощности [2]. В настоящей работе проведены подробные исследования люминесцентных и электрических свойств этих диодов.

Для исследования вольтамперных характеристик была разработана программа компьютерного управления источником питания, амперметром и вольтметром. Для спектральных измерений использовалась автоматизированная установка на основе монохроматора МДР-12. Образцы СД повышенной мощности были разработаны из кристаллов фирмы SemiLEDs на основе p - n -гетероструктур типа InGaIn/AlGaIn/GaN с размерами $2,09 \times 2,09$ мм² (размеры p - n -гетероперехода $1,93 \times 1,93$ мм²).

Спектры излучения УФ диодов имели максимумы при 3,18 эВ, фиолетовых диодов — при 3,05 эВ. Были обнаружены дополнительные спектральные полосы в длинноволновой области: вблизи 2,22 эВ для УФ и вблизи 2,15 эВ для фиолетовых диодов. Спектры были измерены в диапазоне токов от 10 до 350 мА. Форма спектров проанализирована на основе модели двумерных структур с «хвостами» плотности состояний в зонах проводимости и валентной. Проведен анализ вольтамперных характеристик, мощности излучения и эффективности преобразования энергии в СД.

Исследования и разработки УФ и фиолетовых диодов повышенной мощности необходимы для многих промышленных применений, использования в медицине и быту.

Литература

1. Гальчина Н.А., Коган Л.М., Социн Н.П., Широков С.С., Юнович А.Э. ФТП, 2007, 41, № 9, 1143–1148.
2. Коган Л.М., Колесников А.А., Туркин А.Н. Новые мощные ультрафиолетовые и фиолетовые излучающие диоды. Светотехника, в печати.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ, УПРУГИХ И ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ MgB_2

Неустроева А. В.

Северо-восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова

В настоящее время исследование сверхпроводимости для разработки моделей и методов по получению высокотемпературных сверхпроводников стала особенно актуальной [1, 2]. Одним из основных моментов при исследовании сверхпроводниковых свойств элементов и металлических соединений является их структурные, электронные, упругие и тепловые свойства.

В работе рассматривается кластерная модель Диборида магния (MgB_2). Диборид Магния имеет слоистую кристаллическую структуру, его характерной особенностью является сверхпроводящие свойства 2-го рода. [4]. Размерность кластера:

 $[19,38]_1$ и $[19,38]_2$,

здесь $[19,38]$ — количество атомов, образующих ребро основания одного слоя кластера, $[_1]$ — количество слоев. Для создания начальной структуры, межатомные расстояния были взяты с результатов работы [3].

Расчеты проводились квантово-механическими методами основанными на теории функционала плотности (DFT).

Найдена энергия для фиксированной конфигурации. Проведена оптимизация начальной структуры и расчет частот нормальных колебаний и термодинамических свойств молекул.

Показана зависимость колебательной энергии при различных температурах.

Научный руководитель: к.т.н. Федоров А.Г.

Литература

1. Полещук О.Х., Кижнер Д.М. Химические исследования методами расчета электронной структуры молекул: Учебное пособие. – Томск: Изд-во ТПУ. 2006 С. 146.
2. Tanaka J. Ab initio quantum chemical calculation of the pair potentials of superconductors // [Physica C: Superconductivity and its Applications](#). Volume 445–448, Issue 1–2, 1 October 2006, Pages 150–153
3. Ивановский А.Л. Зонная структура и свойства сверхпроводящего MgB_2 и родственных соединений // Физика твердого тела. 2003. Т. 45, Вып. 10. стр. 1742–1769.

**ОСОБЕННОСТИ МЕХАНИЗМА ПИННИНГА ВИХРЕЙ
В ЖЕЛЕЗОСОДЕРЖАЩИХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ СИСТЕМЫ 11.**

Власенко В.А.

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия**E-mail : vlasenkovlad@gmail.com*

Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) на основе железа интересны не тривиальными физическими свойствами. Среди них выделяется семейство 11 ($FeSe$) обладающие простейшей кристаллической структурой и широким диапазоном критической температуры (T_c) от 10 К до 37 К под давлением и до 100 К в монослое селени-

де железа [1]. В данной работе исследуются особенности пиннинга вихрей монокристаллов $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$, FeSe . Изучение магнитных $M(H)$ и транспортных свойств монокристаллов $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$, FeSe ($R(T)$, $I(V)$) проводились в полях до 9 Тл.

Известно, что поведение критического тока от поля $J_c \text{ vs. } (T/H)$ зависит от типа и силы (F_p) центров пиннинга. Общепринятой моделью для описания типа пиннинга является модель предложенная Дью-Хьзом (ДХ) [2].

Модель ДХ оценивает силу пиннинга вихрей (F_p) в зависимости от положения пика максимума (h_p) кривой нормализованной силы пиннинга ($f = F_p/F_{p\text{max}}$), к нормализованному верхнему критическому полю ($h = H/H_{c2}$), где $F_p = J_c \cdot V$ является силой пиннинга. Согласно теории, кривая скейлинга должна описываться выражением: $F_p/F_{p\text{max}} = A h^p(1 - h)^q$, где A — параметр, p , q — подгоночные коэффициенты. В случае $h_p < 0.5$ наблюдаются сильные центры пиннинга, $h_p > 0.5$ — слабые.

Для анализа вихревой структуры сверхпроводника используются модели коллективного пиннинга (КП) [3] и модель вихревого стекла (ВС)[4]. Эти модели описывают поведение J_c в зависимости от активационной энергии вихрей по интерполяционной формуле:

$$U(J_s) = (U_c / m) ((J_c / J_s)^m - 1),$$

где U_c — характеристическая энергия пиннинг, а m — параметр зависящий от типа пиннинга. В случае модели ВС $m < 1$, в КП модели параметр m имеет значения от -1 до 1.5 .

На рис. 1а представлен график плотности критического тока (J_c) как функция магнитного поля монокристалла $\text{FeSe}_{0.91}\text{S}_{0.09}$. Первый линейный участок (I) согласно [5] связан с режимом пиннинга одиночных вихрей, он достаточно небольшой менее 0.1 Тл при низких температурах. Степенной режим зависимости (II) реализован в промежутке температур $0.1 < h < 0.8$. В более высоких полях $h > 0.9$ наблюдается режим коллективного пиннинга (III). Стоит отметить появление фиш-тейл эффекта при низких температурах (а) и в отличие от родительского соединения FeSe возникает пик-эффект (b), который, возможно связан с появлением многочисленных слабых центров пиннинга. На этот факт указывают дополнительные транспортные измерения J_c в соединении $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$, выявившие насыщение плотности критического тока в низких полях (менее 0.1 Тл) при температурах ниже 4 К.

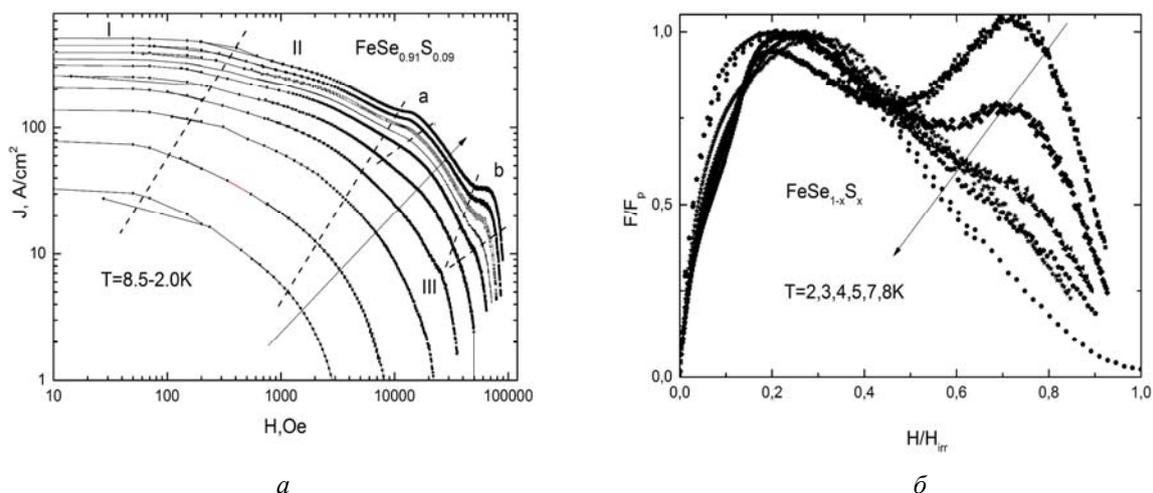


Рис. 1. а) Кривые зависимости плотности критического тока при различных температурах в полях до 9Тл соединения $\text{FeSe}_{0.91}\text{S}_{0.09}$ (слева) б) График нормализованной сила пиннинга и нормализованного магнитного поля соединения $\text{FeSe}_{0.91}\text{S}_{0.09}$ (справа).

На Рис. 1б представлена зависимость $f = F_p/F_{p\text{max}}$ от $h = H/H_{c2}$ для монокристалла $\text{FeSe}_{0.91}\text{S}_{0.09}$ в интервале температур от 2 до 8 К в ориентации поля $H//c$. Как видно из графика наблюдается скейлинг при температурах до 4 К, $h_p = 0.28$, что свидетельствует о наличии сильных точечных дефектов. При понижении температуры проявляется вто-

рой пик ($h_p = 0.75$), что можно интерпретировать согласно модельному представлению Дью-Хьюза как появление новых слабых центров пиннинга.

Полученные результаты указывают на возможность сосуществования и конкуренции различных механизмов пиннинга в соединениях $\text{FeSe}_{1-x}\text{S}_x$, вследствие возникающих при легировании серой дефектов, в отличие от родительского соединения FeSe наблюдается пик эффект. Транспортные измерения косвенно поддерживают данное утверждение, показывая быстрое насыщение J_c при снижении температуры ниже 4К.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (16–32–00663).

Автор выражает благодарность научному руководителю Ельцеву Ю. Ф.

Литература

1. Jian-Feng Ge et al. Superconductivity above 100 K in single-layer FeSe films on doped SrTiO3 // Nature Materials 14, 285–289 (2015).
2. Dew-Hughes D. Flux pinning mechanisms in type II superconductors // Phil. Mag. 30 293 (1974).
3. M.V. Feigelman et al. Theory of collective flux creep // Phys. Rev. Lett. 63, 2303 (1989).
4. P. Malozemoff, M.P.A. Fisher Universality in the current decay and flux creep of Y-Ba-Cu-O high-temperature superconductors // Phys. Rev. B 42, 6784 (1990).
5. N. Haberkorn et al. Effect of doping on structural and superconducting properties in $\text{Ca}_{1-x}\text{Na}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ single crystals ($x = 0.5, 0.6, 0.75$) // Phys. Rev. B 84, 064533 (2011).

SPIN-CHARGE COMPETITION IN A MODEL CUPRATE

Yu.D. Panov¹, A.A. Chikov^{1*}, A.S. Moskvina¹

¹Ural Federal University, 620083, Lenin str., 51, Ekaterinburg, Russia

*E-mail: alex.chikov@yandex.ru

The fascinating issue of an intertwining effect between bulk superconductivity and static magnetic order in cuprate superconductors has attracted a lot of attention for many years [1]. However, the mechanism for such a competition is still unclear at present. Here we present a simple model that catches main features of the spin-charge competition in cuprates. We start with a minimal model with the on-site Hilbert space reduced to only three effective valence centers $[\text{CuO}_4]^{7-,6-,5-}$, nominally $\text{Cu}^{1+;2+;3+}$, that we related with the three components of the $S = 1$ pseudo-spin triplet with $M_S = -1; 0; +1$, respectively [2]. Central point of the model implies the occurrence of unconventional on-site quantum superpositions of the three valence states characterized by different hole occupation: $n_h=0,1,2$ for $\text{Cu}^{1+;2+;3+}$ centers, respectively, and different conventional spin: $s=1/2$ for Cu^{2+} center and $s=0$ for $\text{Cu}^{1+;3+}$ centers. Conventional spin density $\rho^s = (1 - S_{iz}^2)$ for mixed valence superpositions can vary inbetween 0 and 1 in accordance with the weight of the Cu^{2+} center in the superposition. We start with a simplified model Hamiltonian

$$\hat{H} = \Delta \sum_i \hat{S}_{iz}^2 - \mu \sum_i \hat{S}_{iz} + V \sum_{(ij)} \hat{S}_{iz} \hat{S}_{jz} + \sum_{(ij)} \hat{I}_{ij} (\vec{s}_i \cdot \vec{s}_j),$$

that includes the on-site (Δ) and inter-site (V) charge density-density coupling and conventional Heisenberg spin exchange interaction with effective exchange integral $\hat{I}_{ij} = \rho^s I_{ij} \rho^s$, where I_{ij} is the conventional one. Depending on the parameters we arrive at charge order (CO), anti-, ferri- or ferro-magnetic (AFM, FIM, FM) phases. Making use of a generalized mean-field approximation (MFA) and classical Monte-Carlo technique we have calculated different phase diagrams and the temperature dependence of the charge and spin order parameters for CuO_2 plane in a model cuprate under deviation from half-filling due to hole or electron doping. An example of our MFA analytical and numerical calculations is shown in Fig.1. Here we observe effect of a dramatic change of magnetic properties under relatively

minor change of the charge density, the situation that recalls a well known suppression of the antiferromagnetic order with doping in cuprates.

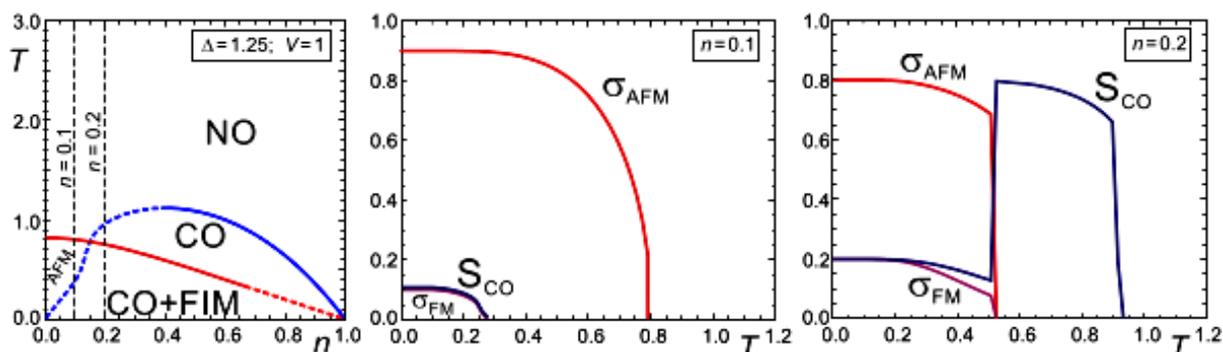


Figure 1. T-n phase diagram and the temperature behavior of the order parameters at $n = 0.1$ and $n = 0.2$. The dashed lines correspond to first order transition, the solid ones correspond to second order transition. All the parameters in units of T .

The research was supported by Act 211 Government of the Russian Federation, agreement № 02.A03.21.0006 and by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation, projects Nos. 1437 and 2725.

Литература

1. Fradkin E., Kivelson S.A., and Tranquada J.M., *Rev. Mod. Phys.*, **87**, 457 (2015).
2. Moskvin A.S., *Phys. Rev. B* **84**, 075116 (2011); *JETP*, **148**, 549 (2015).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СВОЙСТВ ГЕТЕРОИНТЕРФЕЙСОВ НА БАЗЕ ОКСИДОВ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ С ПОМОЩЬЮ РАСЧЁТОВ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ

Варламова И.И., Пиянзина И.И.

Казанский федеральный университет, Институт физики, Казань, Россия

E-mail: varlamova.irina93@gmail.com

С момента открытия высокотемпературной сверхпроводимости большие усилия были потрачены на изучение поведения сильно коррелированных электронов в оксидах переходных металлов. Различные типы примесей, дефекты кристаллической структуры, внешние электрические и магнитные поля, свет, давление могут служить способами управления свойствами данных соединений. Наибольший интерес для изучения представляют гетероструктуры — системы, состоящие из двух различных по химическому составу оксидов переходных металлов, на гетерогранице которых может образовываться двумерный электронный газ с высокой подвижностью. Также в процессе роста гетероструктуры происходит структурная перестройка, что позволяет наблюдать множество необычных явлений, таких как высокотемпературная сверхпроводимость, сегнетомагнетизм, колоссальное магнетосопротивление, сегнетоэлектричество. Наиболее изученными являются гетероинтерфейсы на основе двух диэлектриков — LaAlO_3 и SrTiO_3 , в которых 2004 году была обнаружена проводимость [Ohtomo, 2004, pp. 423–426].

В рамках настоящей работы с помощью *ab-initio* расчетов методом теории функционала плотности [Hohenberg, 1964, p. B864, Kohn, 1965, p. A1133], реализованного в программе Medea-VASP 5.3 [6], решалась задача исследования электронных свойств гетероинтерфейса $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$. В рамках данной работы более подробно рассматривались электронные свойства плёнки LaAlO_3 (5.5 элементарных ячеек с поверхностными слоями AlO_2) при различных типах деформации и реконструкции поверхности. Рассматриваемые гетероструктуры представляли собой ограниченную с двух сторон разным количеством слоев LaAlO_3 центральную область SrTiO_3 (4.5 слоёв) при наличии контакта слоёв $\text{TiO}_2 - (\text{LaO})^+$. Изучались структурные искажения кислородных октаэдр-

ров в данных гетеросистемах, а также их электронные свойства по характеристике плотности состояния. Полученные результаты согласуются с ранее известными [Ohtomo, 2004, pp. 423–426, Cossu, 2013, p. 045119, Pentcheva, 2008, p. 205106]. Также были обнаружены слои, ответственные за проводимость всей системы. Кроме того, проанализировано влияние кислородных вакансий на проводимость в гетеросистеме. Данные результаты согласуются с ранее полученными экспериментальными и теоретическими данными.

Литература

1. Cossu F., Schwingenschlögl U., Eyert V. Metal-insulator transition at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface revisited: A hybrid functional study //Physical Review B. 2013. vol. 88. №. 4. p. 045119.
2. Hohenberg P., Kohn W. Inhomogeneous electron gas //Physical review. 1964. vol. 136. № 3B. p. B864.
3. Kohn W., Sham L. J. Self-consistent equations including exchange and correlation effects //Physical review. 1965. vol. 140. № 4A. p. A1133.
4. Ohtomo A., Hwang H. Y. A high-mobility electron gas at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ heterointerface //Nature. 2004. vol. 427. № 6973. pp. 423–426.
5. Pentcheva R., Pickett W. E. Ionic relaxation contribution to the electronic reconstruction at the n-type $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface //Physical Review B. 2008. vol. 78. № 20. p. 205106.
6. www.materialsdesign.com (MedeA and Materials Design)

ВЛИЯНИЕ ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРЫ И ДОПИРОВАНИЯ ВТСП-2 НА ЗАВИСИМОСТЬ ВЕЛИЧИНЫ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА ОТ ОРИЕНТАЦИИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Сычугов В. В., Дегтяренко П.Н., Овчаров А.В.

НИЦ «Курчатовский институт», ЛЭСМ, Москва, Россия

E-mail: sychugovvv@gmail.com

Технология создания высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) керамик постоянно совершенствуется, чтобы удовлетворить растущие потребности исследовательских лабораторий, медицины, энергетики. При этом целью ставится повышение транспортных характеристик, удешевление производства для успешной замены низкотемпературных сверхпроводников на ВТСП ленты. Ведутся активные исследования в направлении создания сверхпроводящего спая ВТСП лент второго поколения (ВТСП-2), повышения токонесущей способности ВТСП в высоких магнитных полях.

Важной технологической характеристикой ВТСП лент является величина критического тока, а также её зависимость от ориентации внешнего магнитного поля. Все ВТСП ленты из-за своей структуры обладают ярко выраженной анизотропией параметров, что затрудняет их использование для проектирования устройств, создающих или работающих во внешних магнитных полях. По этой причине проводилось исследование влияния внутренней микроструктуры ВТСП слоя на анизотропную зависимость величины критического тока во внешних магнитных полях. Для исследования были отобраны коммерческие образцы ВТСП-2 лент производства Superpower-Inc и Bruker. Технологией нанесения ВТСП слоя в ВТСП-2 лентах производства Superpower-Inc является осаждение металлорганических соединений из газообразной фазы (MOCVD), в то время как для нанесения ВТСП слоя компания Bruker использует импульсный лазерный метод осаждения (PLD). Образец компании Superpower-Inc дополнительно допирован наночастицами BaZrO_3 .

В результате экспериментального исследования были получены зависимости величины критического тока и показателя крутизны вольт-амперной характеристики лент от величины и ориентации внешнего магнитного поля. Особенности образца Superpower, допированного VZO , и образца Bruker были величины критического тока при направлении внешнего магнитного поля вдоль оси-с большие, чем при направлении

внешнего магнитного поля вдоль плоскостей ab ($I_c(1\text{ T})/I_{ab}(1\text{ T}) = 1.88$ для образца Superpower и $I_c(1\text{ T})/I_{ab}(1\text{ T}) = 1.27$ для образца Bruker). Данный эффект считается связанным с допированием BZO для образца Superpower и с внутренним пиннингом для образца Bruker. Для построения аппроксимационных кривых зависимостей критического тока от ориентации внешнего магнитного поля была успешно использована модель, описанная в работе [Hilton]. На просвечивающем электронном микроскопе получены изображения ВТСП слоя образцов. Показано влияние дефектов, примесных наночастиц и иных центров пиннинга на анизотропную зависимость величины критического тока от направления внешнего магнитного поля.

Литература

1. Hilton D.K., Gavrilin A.V., Trociewitz U.P. Practical fit functions for transport critical current versus field magnitude and angle data from (RE) BCO coated conductors at fixed low temperatures and in high magnetic fields //Superconductor Science and Technology. 2015. V. 28. №. 7. p. 074002.

СТМ-СТС ИССЛЕДОВАНИЯ ГИБРИДНЫХ СТРУКТУР СВЕРХПРОВОДНИК– ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ ИЗОЛЯТОР

Баранов Д.С.

ИФТТ РАН, Черноголовка, Московская область, Россия
МФТИ (ГО), Долгопрудный, Московская область, Россия
LPEM ESPCI-ParisTech, Париж, Франция
E-mail: denbaranv@rambler.ru

Сверхпроводимость — явление, при котором ток в проводнике может протекать бездиссипативно в связи с квантово-когерентным поведением электронов, которые могут быть описаны единой волновой функцией [2]. Сверхпроводниками являются не только чистые элементы, но и сплавы на их основе, а также интерметаллиды. Если обеспечить хороший металлический контакт между сверхпроводником и несверхпроводящим материалом, то вблизи такой границы могут возникать экзотические квантовые эффекты.

Так, например, при контакте сверхпроводник-нормальный металл возникает эффект близости, который заключается в проникновении на некоторую глубину нормального металла наведенной сверхпроводящей волновой функции. Глубина проникновения определяется длиной квантовой когерентности электронов (размер куперовской пары) в данном материале. Кроме того, существует обратный эффект близости, который проявляется в небольшом подавлении сверхпроводимости самого сверхпроводника вблизи границы на расстоянии порядка длины когерентности в сверхпроводнике. Более экзотическими объектами исследования являются структуры сверхпроводник-ферромагнетик и сверхпроводник-топологический изолятор. В системах сверхпроводник-ферромагнетик недавно было обнаружено явление возвратной сверхпроводимости, связанное с инверсией, наведенной сверхпроводящей волновой функции в слой ферромагнетика [6]. Эффект инверсии также лежал в основе создания джозефсоновского Пиконтакта [1].

Система сверхпроводник-топологический изолятор, где топологический изолятор — это материал, который в объеме является изолятором, а на поверхности имеет двумерные электронные состояния с высокой подвижностью [4], вызывает большой интерес с точки зрения потенциальной возможности ее использования в квантовых вычислениях. Топологически защищенные 2D системы интересны тем, что в них электроны движутся по тонкому поверхностному слою и не рассеиваются на дефектах или от других возмущений среды, т.е. могут образовывать очень устойчивые квантовые состояния, подчиняющиеся неабелевой статистике.

В данной работе мы представляем СТМ-СТС исследования электронных свойств гибридных структур сверхпроводник-топологический изолятор, где в качестве сверхпроводника используются островки свинца, напыленные на поверхность Bi_2Te_3 . Островки свинца напылялись на поверхность топологического изолятора в условиях сверхвысокого вакуума со скоростью $\sim 1 \text{ \AA}/\text{мин}$ при комнатной температуре. В процессе напыления на поверхности топологического изолятора сначала образуется смачивающий несверхпроводящий аморфный слой свинца толщиной $\sim 1 \text{ нм}$, а затем начинают образовываться островки по механизму Странского-Крастанова. На рис. 1а изображена топография поверхности после напыления пленки свинца толщиной $\sim 2 \text{ нм}$. Высота островков при этом варьируется от 2 до 7 нм. После получения топографического изображения в той же области снимались СТС-карты поверхности с высоким пространственным разрешением, при этом амплитуда развертки составляла $\pm 5 \text{ мВ}$. На картах было обнаружено неоднородное распределение сверхпроводящей щели, зависящей от толщины островка (рис. 1б), которое может быть связано с инверсным эффектом близости от подложки, либо размерным эффектом. Исследования в широком диапазоне энергий (вплоть до 1 В) не продемонстрировали наличия размерного квантования в островках, как это наблюдалось в работе [3], что может свидетельствовать о том, что под островком сохранился непрерывный спектр топологически защищенных поверхностных состояний кристалла Bi_2Te_3 .

В то же время между островками сохранился смачивающий аморфный слой свинца, на поверхности которого наблюдается однородное распределение наведенной сверхпроводимости, т.е. наблюдается мини-щель. Это свидетельствует о возможном аномально большом эффекте близости, не свойственном для аналогичных систем, где в качестве подложки используется кремний.

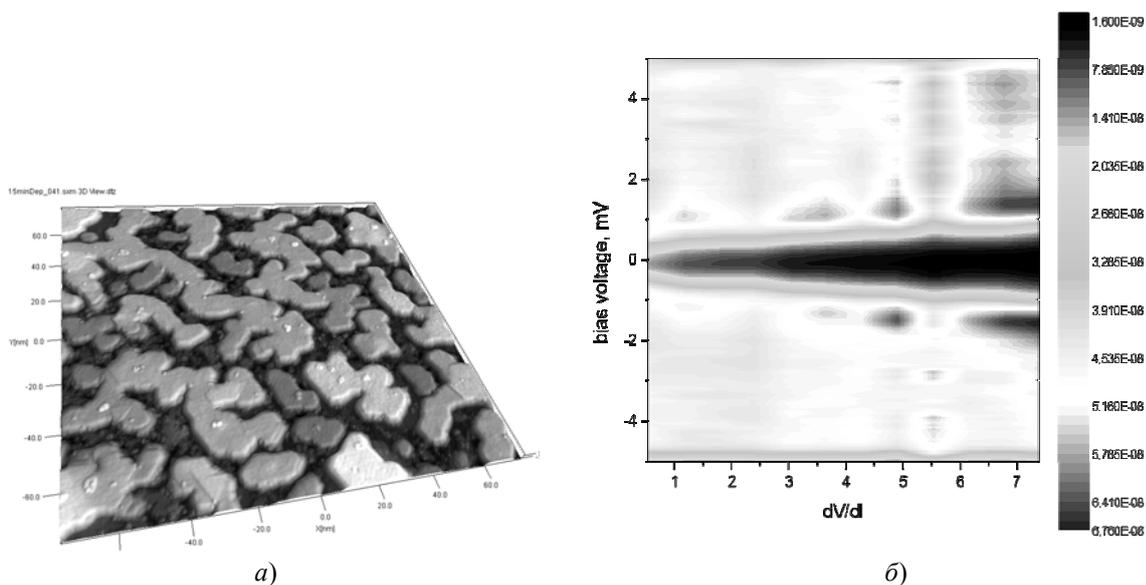


Рис. 1: а) 3D карта островков свинца на поверхности топологического изолятора Bi_2Te_3 ; б) спектр щели в зависимости от толщины свинцового островка;

Работа проведена при поддержке грантов РФФИ 16–02–00727, 16–32–00309.

Выражаю благодарность научному руководителю, к.ф.-м.н. Столярову В.С. и профессору ESPCI ParisTech Родичеву Д.Ю.

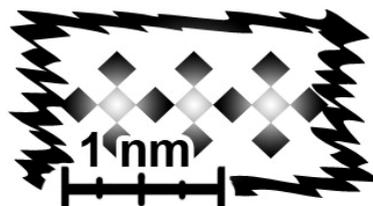
Литература

1. Рязанов В.В. Джозефсоновский π -контакт сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник, как элемент квантового бита (эксперимент), *УФН*, **169**:8 (1999), 920–922.
2. Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников, М.: МЦНМО, 2000.

3. Brun C., Hong I-Po, Patthey F., Sklyadneva I.Yu., Heid R, Echenique, P.M., Bohnen K.P., Chulkov E.V., Schneider W. Reduction of the superconducting gap of ultrathin Pb islands grown on Si (111), Physical review letters **102**:20 (2009).
4. Kane C. L., Moore, J. E. Topological Insulators. Physics World **24**: 32 (2011).
5. Roditchev D., Brun C., Serrier-Garcia L., Cuevas J.C. Bessa V.H.L., Miloshevich M.V., Debontridder F., Stolyarov V.S., Cren T. Direct observation of Josephson vortex cores. Nature Physics **11**, 332–337 (2015).
6. Zdravkov V., Sidorenko A., Obermeier G., Gsell S., Schreck M., Müller C., Horn S., Tidecks R., Tagirov L.R. Reentrant Superconductivity in Nb/Cu 1– x Ni x Bilayers, Physical Review Letters **97**: 5 (2006).

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Председатель:
проф. Тимошенко Виктор Юрьевич
Доц. Форш Павел Анатольевич



БЕТАВОЛЬТАИЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ НА КРЕМНИЕВОЙ P-I-N СТРУКТУРЕ

Загитов А. Б.

НИТУ МИСИС, ИНМуН, кафедра ППЭ
milogu@ya.ru

Целью данной работы является создание нового типа малогабаритных и бесперебойных источников питания длительного срока службы (порядка десятков лет). Необходимость в данных типах источников питания испытывают различные области, такие как авиакосмическая, медицинская, геолого-разведывательная, а также техносферная безопасность.

Основной идеей для решения данной задачи, стало использование бета частиц с малой энергии, для сбора заряда, и дальнейшего преобразования в электрическую разность потенциалов. Впервые этот способ был описан в 1951 Эринбергом и соавторами. Эффект получил название бетавольтаического преобразования энергии.

Для повышения эффективности была предложена конструкция кремниевого р-і-п диода, с напылением на лицевую поверхность радиоизотопа ^{63}Ni . Предполагалось, что предложенная структура будет осуществлять сбор бета частиц, испускаемых изотопом, с последующей генерацией электронно-дырочных пар в объеме кристалла, которые в свою очередь, будут разделяться встроенным р-п переходом, что позволит нам получить искомую электрическую разность потенциалов.

Были получены первые образцы кремниевых р-і-п структур на пластинах 5 кОм и 20 Ом. Под действием источника активностью 2.7 мКи, данные структуры показали средние мощности 2,2 нВт и 1,4 нВт соответственно. Напряжения холостого хода составили 80–90 мВ и 60–70 мВ соответственно. Это говорит о работоспособности данных структур, и о возможности дальнейшего развития этого направления, с целью повышения их КПД и электрических параметров.

РАЗРАБОТКА ГИБРИДНЫХ УСТРОЙСТВ СОЛНЕЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ – СУПЕР КОНДЕНСАТОР

Саранин Д.С.^{1,2}, Потапова К. А.¹, Крюков А.Ю.¹, Десятов А.В.¹

Российский химико-технологический университет имени Д.И. Менделеева¹
Национальный исследовательский технологический университет
«МИСЦ»²

E-mail: danilasaranin@gmail.com

Было разработано полупроводниковое устройство нового типа — солнечный элемент суперконденсатор с ионной зарядкой. Для этого использовалась прямая архитектура солнечного элемента с использованием объемного гетероперехода на основе высокоэффективного полимера донора — РТВ7 (поли[[4,8-бис[(2-

этилгексил)окси]бензо[1,2-b:4,5-b']дитиофен-2,6-диил][3-флуоро-2-[(2-этилгексил)карбонил]тиено[3,4-b]тиофендиил]), и акцептора, фуллеренового производного PCBM ([6,6]-Фенилового эфира C₆₁ масляной кислоты). В качестве прозрачного электрода-анода использовалось полированное стекло с покрытием ITO, в качестве катода применялись слои углеродных нанотрубок (УНТ) с сопротивлением, порядка 800 Ом*см². Для ионной зарядки использовался противоэлектрод из аналогичных углеродных нанотрубок. Зарядка осуществлялась при подаче разности потенциалов между катодом и противоэлектродом в интервале от 0 до 2,75 В при смачивании ионной жидкостью DEME BF₄ (N-Диэтил-N-метил-N-(2-метоксиэтил) аммония тетрафторборат). Схема солнечного элемента представлена на рис. 1.

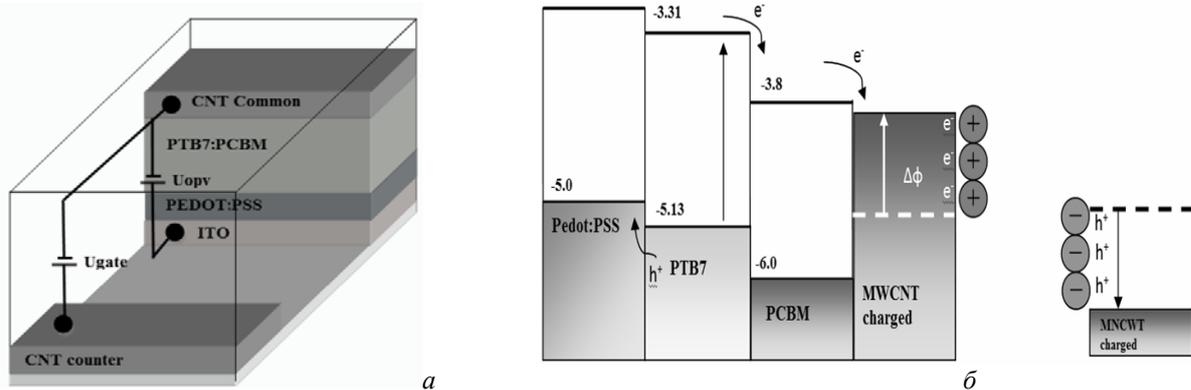


Рис. 1. Схема гибридного солнечного элемента (а), схема зонной диаграммы при зарядке суперконденсатора (б)

Как показано на схеме (рис. 1.) противоэлектрод и катод заряжаются при подаче разности потенциалов на затвор (в дальнейшем эта систем из двух электродом будет упоминаться, как затвор («Gate» по аналогии с процессами индуцирования зарядов в полевых транзисторах), рабочий электрод — отрицательный, противоэлектрод — положительный по смещению). В результате этого, как показано на диаграмме заряженного состояния (рис. 1 б), ионы DEME BF₄ двигаются по и против поля, соответственно полярности в направления рабочего и противоэлектрода.

При притяжении положительных ионов на рабочий электрод, индуцируется отрицательный заряд электронов в углеродном электроде, образуя кулоновское взаимодействие между электронами и положительными ионами. Инжектированные таким образом заряды существенно повышают уровень Ферми УНТ, эффективно n-допируя материал. При нарастании этого эффекта увеличивается разница работ выхода УНТ и ITO с

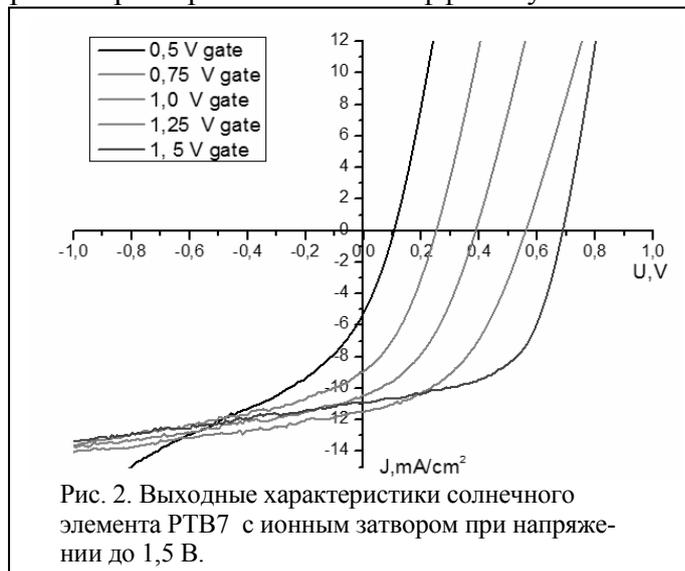


Рис. 2. Выходные характеристики солнечного элемента PTB7 с ионным затвором при напряжении до 1,5 В.

PEDOT: PSS, что увеличивает встроенное поле, а значит разделение экситонов и сбор зарядов в целом. Поэтому изначально наблюдается достаточно малый фототок, который увеличивается при нарастании встроенного поля.

Определено и зафиксировано явление допирования углеродных нанотрубок (снижение работы выхода) и самого полимера PTB7 при увеличении напряжении на затворе с пиковым значением эффективности при 1,5 В. Изменение ВАХ в динамике представлено на рисунке 2 и таблице 1.

Таблица 1. Выходные характеристики солнечного элемента РТВ7 с ионным затвором при напряжении до 1,5 В

Device	U_{oc} (V)	J_{sc} (mA/cm ²)	FF	Efficiency (%)	R_{shunt} , Ohm*cm ²	R_{series} , Ohm*cm ²
0, 5 V Gate	0,105	5,078	0,301	0,161	1,08E+03	7,52
0,75 V Gate	0,246	8,857	0,363	0,793	1,30E+04	8,03
1,0 V Gate	0,387	10,447	0,401	1,619	8,62E+03	10,08
1,25 V Gate	0,558	11,465	0,446	2,853	5,11E+03	14,20
1,5 V Gate	0,688	10,905	0,564	4,233	2,94E+03	7,41

Работа выполнена при поддержке гранта федеральной целевой программы «Исследования и разработки по Приоритетными направлениями научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы, от «22» августа 2014 г. № 14.574.21.0096 (Уникальный идентификатор RFMEFI57414X0096).

МОДЕЛИРОВАНИЕ БЕТАВОЛЬТАИЧЕСКОГО ЭЛЕМЕНТА С ТРЁХМЕРНЫМ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОМ

Шулежко В. В., Сибатов Р. Т.

Ульяновский государственный университет,
кафедра теоретической физики, Ульяновск, Россия
vadim_uln@mail.ru

Идея элементов с объемным гетеропереходом на основе полимерных смесей [1, 2], заключается в распространении границы донор-акцептор на весь объем рабочего слоя. Распределенная граница большой площади между областями n- и p-типа существенно повышает эффективность диссоциации фотогенерируемых экситонов. Мы распространяем этот принцип в рамках модели на случай бетавольтаических элементов, преобразующих энергию радиоактивного бета-распада в электрическую. Рассматривается распределенный по объему радиоизотопный или радиолюминесцентный источник в виде наночастиц. Предполагается гетеропереход на основе неорганических полупроводников (например, осажденная тонкая пленка CdS на высокоразвитой поверхности).

Геометрическую структуру трехмерного гетероперехода реализуем как результат спиноподобного распада двухкомпонентного раствора в рамках подхода Кана-Хилларда.

Вычисляется среднее значение l_0 и дисперсия случайных расстояний между p- и n-областями. Рассчитывается эффективность генерации носителей для кубической ячейки со стороной l_0 , на границах которой предполагается тонкий (порядка 10 нм) слой ОПЗ. Функция генерации для бета-спектра Ni63 представлена в виде $G(x) = A \exp(-\alpha x)$ [3]. Вычислена эффективность генерации, она имеет вид $G \sim l_0^{-\beta}$. Далее моделируется прыжковый транспорт носителей заряда методом Монте-Карло на реализациях спиноподобного распада с экспоненциально распределёнными расстояниями между локализованными состояниями. Вычисляется пройденный путь и время достижения электрода за счет прыжковой диффузии. Вероятность выживания имеет вид $(1 - R) = \exp(-\eta l_0^{-\alpha})$. Эффективность бетавольтаического элемента, пропорциональная $G(1 - R) \sim l_0^{-\beta} e^{-\eta l_0^{-\alpha}}$ имеет максимум, соответствующий оптимальному значению l_0^{opt} . В работе анализируется зависимость l_0^{opt} от параметров рекомбинации и плотности распределения локализованных состояний по энергии.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ 2014/296.

Литература

1. Tang C. W. Appl. Phys. Lett. 48, 183 (1986).
2. Yu G. et al. Science-AAAS-Weekly Paper Edition (1995) T. 270 №.5243 1789-1790.
3. ZUO G. et al. Applied Radiation and Isotopes 82 (2013) 119–125.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ВЫСОКОСЕЛЕКТИВНЫХ ГАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНОК ZnO

¹Агеев О. А., ^{1,2}Замбург Е. Г., ¹Шипулин И. А., ¹Чередниченко Д. И.

¹Южный федеральный университет, Институт нанотехнологий,
электроники и приборостроения, Таганрог, Россия

²National Chiao Tung University, Department of Materials Science &
Engineering, Hsinchu, Taiwan
E-mail: shipuliniliya@gmail.com

С развитием автоматизации многих сфер деятельности человека значительно возрос спрос на датчики газовых сред. Перспективными материалами для создания газовых сенсоров являются оксиды металлов (ZnO, SnO₂, NiO₂, TiO_x, MgO). Благодаря специфической электронной конфигурации оксида цинка, позволяющей ему проявлять высокую газочувствительность, разработка газовых сенсоров на его основе является в последнее время одним из актуальных и активно развивающихся направлений. Однако нерешенными остаются проблемы, связанные с портативностью, низкой селективностью, высокой рабочей температурой (400 °С). Основные направления решения этих проблем — разработка интегральных мультисенсорных систем на основе массива сенсоров разного состава.

Целью работы является исследование процессов формирования наноструктурированных пленок ZnO методом импульсного лазерного осаждения, процессов транспорта носителей заряда с учетом хемосорбции CO, CO₂, CH₄ и NO₂ на поверхности пленки, и разработка технологических путей создания высокоселективных газочувствительных мультисенсорных систем.

При моделировании процессов формирования наноструктурированных пленок ZnO методом ИЛО были взяты за основу модели абляции, и дополнительно учтены автоматическая процессу политропного расширения плазменного факела, температура поверхности мишени и скорость поверхности абляции мишени ZnO. Установлены закономерности процессов теплопереноса при ИЛО ZnO необходимые для моделирования электрофизических свойств пленках ZnO. На основе моделей проводимости пленок ZnO, вклада различных типов рассеяний носителей заряда была разработана модель транспорта носителей заряда с учетом процессов рассеивания электронов на акустических и оптических фононах. В качестве аналога для модели хемосорбции молекул газа на поверхности наноструктурированных пленок ZnO были использованы математические модели зависимости газочувствительности пленки SnO₂ и дополнительно учитывались процессы электронного перехода между уровнями и поверхностные электронные состояния.

Результаты оценки толщины пленок ZnO, рабочей температуры и газочувствительности на анализируемые газы сопоставлялись с экспериментально измеренными параметрами. После уточнения модели определялась толщина пленок ZnO, размер зерен, рабочая температура, обеспечивающие максимальную газочувствительность и селективность на анализируемые газы. Затем, определялось соответствие параметров чувствительного элемента газового сенсора, селективно реагирующего на анализируемый газ и технологических параметров ИЛО.

Таким образом, проделанные исследования предлагают подход для создания физико-математической модели формирования наноструктурированных пленок ZnO с оптимальными структурными и электрофизическими свойствами для изготовления высокоселективной мультисенсорной системы.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ в соответствии с научно-исследовательским проектом № 16–32–00069-Мол_а.

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОКРИСТАЛЛОВ ГЕРМАНИЯ ПУТЕМ НАПРАВЛЕННОГО ОТЖИГА ТОНКИХ ПЛЕНОК GeO_x

Гарахин С.А., Грачев Д.А.

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
физический факультет, Нижний Новгород, Россия
E-mail: GarakhinS@yandex.ru*

Технологические материалы, такие как Si и Ge, в объемном состоянии не позволяют сформировать эффективный излучатель. Однако в нанокристаллическом состоянии полупроводниковые материалы IV группы проявляют интенсивную люминесценцию. По сравнению с кремниевыми нанокристаллы (НК) Ge [1] интересны из-за более низкой температуры формирования и повышенной стабильности. Использование тонких пленок с НК Ge позволяет удешевить изготовление приборов и производить их на гибких подложках. В данной работе предпринята попытка получения и анализа свойств систем с массивами НК Ge, полученных путем высокотемпературного отжига тонких пленок.

Исследуемые образцы, представляющие собой пленки GeO_x толщиной 40–350 нм, получены методом электронно-лучевого испарения в вакууме. Была изготовлена серия образцов, отличающихся температурой подложки 35–510 °С в процессе осаждения. Последующий отжиг проводился в диапазоне температур 400–600 °С в течение 30 мин в атмосфере азота. Структурные исследования были выполнены методами ИК-поглощения и комбинационного рассеяния света. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) были измерены при комнатной температуре в диапазоне 550–1000 нм при накачке Nd:YAG лазером.

В исследуемых структурах по данным спектроскопии ИК-поглощения влияние отжига приводит к распаду [2] нестехиометрического субоксида германия на GeO₂ и Ge, где по данным комбинационного рассеяния света последний кристаллизуется при температуре выше 500 °С [3]. На спектрах ФЛ наблюдаются несколько полос свечения при 1.2, 1.6 и 1.8–2.0 эВ.

Первая из них, наблюдаемая для пленок, сформированных на холодных подложках до 200 °С, связана с неомогенностью осаждаемых пленок GeO_x. Свечение 1.6 эВ часто объясняется наличием кислородо-дефицитных центров в GeO_x [2, 3]. Последняя, возникающая при температуре плавления германия (600 °С), по-видимому, связана с люминесценцией поверхностных дефектов НК Ge.

Литература

1. Горохов Е.Б. и др. Влияние квантово-размерного эффекта на оптические свойства нанокристаллов Ge в пленках GeO₂. // Физика и техника полупроводников, 2005, № 39 (10). с. 1210–1217.
2. Agan S. et al. TEM studies of nanocrystal formation in PECVD grown for SiO₂:Ge/SiO₂ multilayers. // Journal of Physics: Condensed Matter, 2006, № 47 (18). p. 5037–5045.
3. Giri P.K. et al. Structure and photoluminescence of Ge nanoclusters embedded in GeO_x films deposited using laser assistance at low temperature. // Journal of Applied Physics, 2010, № 108 (7). p. 074318–1–074318–4.

ТЕПЛОВОЕ УШИРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ И ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ КВАЗИОДНОМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

*А.Г. Гулямов, +А.Б. Давлатов

+Наманганский государственный университет,
716019, Наманган, Узбекистан*Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз,
100084 Ташкент, Узбекистан
e-mail: abror.davlatov.2012@mail.ru

Квантовые нити — это одномерные электронные системы, где движение электронов резко ограничено в двух направлениях из трех, а вдоль оси нити остается свободным [1, 2, 4]. Все основные свойства квантовых электронных нитей определяются законом дисперсии — зависимостью энергии от импульса. Знание спектра позволяет вычислить все равновесные свойства системы. Важнейшей характеристикой электронной системы является плотность состояний. Мы рассмотрим выражение плотности состояний квантовой нити с учётом ее температурной зависимости. Температурная зависимость плотности поверхностных состояний на границе раздела полупроводник-диэлектрик рассмотрена в работе [3]. Было показано, что за счет теплового уширения дискретный спектр превращается в непрерывный спектр поверхностных состояний. Влияние температуры на термодинамическую плотность состояний квантовой нити ещё не исследовано.

Целью настоящей работы является исследование влияния температуры на термодинамическую плотность состояний квантовой нити.

Рассмотрим теперь, как можно описать влияние теплового уширения на термодинамическую плотность состояний. Его учет с помощью GN функции (т.е. производной по энергии от вероятности термической генераций состояний с энергией E) приведен в [3]. Было показано, что температурная зависимость плотности состояний может быть описана разложением плотности состояний в ряд по GN-функциям

$$N(E, T) = \sum_{i=1}^{I_m} N(E_i, 0) GN(E_i, E, T) \Delta E \quad (5)$$

Здесь, $N(E_i, 0)$ — плотность состояния в нулевой температуре (4), а GN-функция имеет вид

$$GN(E_i, E, T) = \frac{1}{kT} \exp \left[\frac{E_i - E}{kT} - \exp \left(\frac{E_i - E}{kT} \right) \right] \quad (6)$$

Рассматриваемый интервал энергии E_{\min} , E_{\max} разделяют на равные мелкие части значения энергий $\Delta E = (E_{\max} - E_{\min}) / I_m$, тогда $E_i = i\Delta E$. Функция (6) при $T \rightarrow 0$ превращается в дельта функцию Дирака $\delta(E_i - E)$. В пределе $\Delta E \rightarrow 0$ суммирование (5) можно заменить интегралом. Тогда

$$N(E, T) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} N(E', 0) GN(E', E, T) dE' \quad (7)$$

Поставляя (4) в (7) получаем

$$\begin{aligned} N(E, T) &= N_0 \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\Theta(E' - E_1 n^2 - E_2 l^2)}{\sqrt{E' - E_1 n^2 - E_2 l^2}} GN(E', E, T) dE' = \\ &= N_0 \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{kT \sqrt{E' - E_1 n^2 - E_2 l^2}} \exp \left[\frac{E' - E}{kT} - \exp \left(\frac{E' - E}{kT} \right) \right] dE' \end{aligned} \quad (8)$$

Построим график температурной зависимости плотности состояний по формуле (8) при различных температурах полагая.

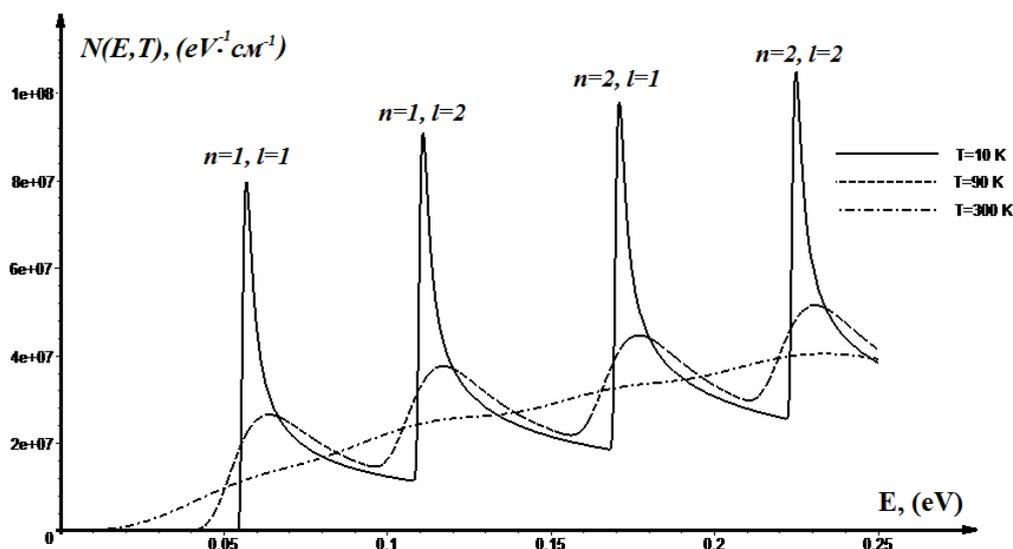


Рис. 2. Зависимости плотности состояний 1D электронного газа от энергии для различных температур: $L_1 = 10^{-8}$ м и $L_2 = 1,5 \cdot 10^{-8}$ м.

На основе проведенной работы можно заключить, что температурная зависимость плотности состояний кантовой нити обусловлена термическим уширением дискретных энергетических состояний. Термическое уширение состояний может быть описано температурной зависимостью вероятности заполнения энергетических уровней. При температурах когда тепловая энергия электронов kT гораздо меньше расстояний между соседними дискретными уровнями ΔE_{nl} термическое уширение существенно не меняет плотность состояний и пики на графиках плотности состояний будут резко выделяться. С увеличением температуры за счет термического уширения дискретных уровней пики плотности состояний постепенно размываются. При температурах когда kT порядка между уровнями расстояний $kT \leq \Delta E_{nl}$, плотность термодинамических состояний полностью сглаживаются. Таким образом, термодинамическая плотность состояний электронов квантовой нити при низких температурах являются осциллирующей функцией энергии, при высоких температурах превращается в монотонно растущую функцию энергии.

Литература

1. Шик А.Я., Бакуева Л.Г., Мусихин С.Ф., Рыков С. А. Физика низкоразмерных систем. СПб.: Наука, 2001.
2. В.П. Драгунов, И.Г. Неизвестный, В.А. Гридчин. Основы наноэлектроники. Физмат-книга. Москва. 2006.
3. Г. Гулямов, Н.Ю. Шарипбаев. ФТП, 45, 178 (2011).
4. А. Я. Шик. Квантовые нити. Соросовский образовательный журнал, № 5, 1997.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ПРОВОДИМОСТИ ЭЛЕМЕНТОВ РЕЗИСТИВНОЙ ПАМЯТИ НА ОСНОВЕ НЕСТЕХИОМЕТРИЧЕСКОГО ОКСИДА КРЕМНИЯ

Захаров П.С.

МФТИ (государственный университет), Долгопрудный, Россия
E-mail: pzakharov@mikron.ru

Резистивная память на основе нестехиометрического оксида кремния (SiO_x-based Resistive Random Access Memory, далее просто «SiO_x-ReRAM») совместима с кремние-

вой электроникой, а потому представляет огромный интерес для разработчиков и исследователей энергонезависимых запоминающих устройств (Wang, 2013, 042103). Среди достоинств $\text{SiO}_x\text{-ReRAM}$ также отметим низкие рабочие напряжения ($< 3 \text{ В}$) и высокое отношение сопротивлений в двух логических состояниях (до 10^5) (Zakharov, 2015, 113).

Принцип работы $\text{SiO}_x\text{-ReRAM}$ основан на эффекте обратимого переключения электрической проводимости активного слоя (тонкой плёнки SiO_x , где $x < 2$), располагающегося между двумя электродами. Несмотря на широкий спектр имеющихся экспериментальных данных, механизм эффекта в SiO_x остается неясным. До сих пор исследования характеристик переключения $\text{SiO}_x\text{-ReRAM}$ проводились при комнатной температуре и на сравнительно больших структурах, имеющих топологические размеры более 90 мкм .

В настоящей работе впервые исследуются субмикронные элементы памяти на основе нестехиометрического оксида кремния, а также проводится анализ температурных зависимостей их электрических характеристик.

Изготовленные элементы $\text{SiO}_x\text{-ReRAM}$ представляют собой плоские конденсаторные структуры площадью от $0,6 \times 0,6$ до $60 \times 60 \text{ мкм}^2$. Electroды сформированы магнетронным распылением алюминиевой мишени. Активный слой толщиной примерно 20 нм получен осаждением в плазменном разряде из газовой фазы с использованием моносилана и закиси азота в качестве исходных реагентов. Химический состав активного слоя контролировался по спектрам ИК-поглощения и показателю преломления.

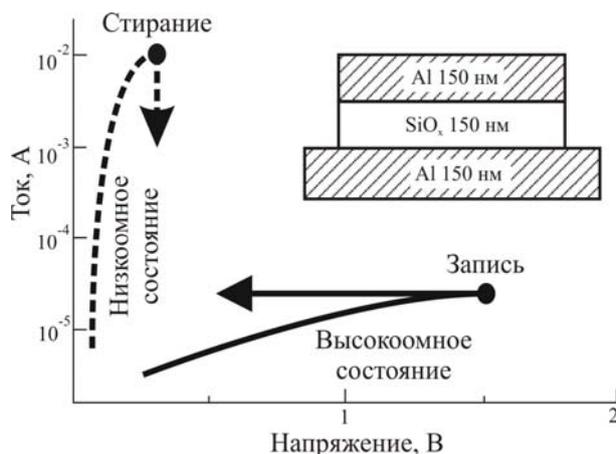


Рис. 1. Типичная ВАХ и конструкция элемента памяти $\text{SiO}_x\text{-ReRAM}$.

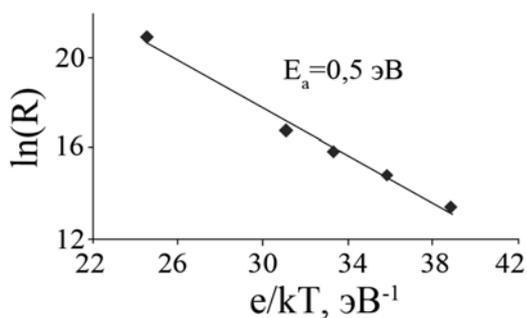


Рис. 2. Зависимость сопротивления высокоомного состояния от температуры процесса стирания в аррениусовских координатах.

Типичная ВАХ тестовой структуры представлена на (рис. 1). Переключение в высокоомное состояние (стирание) происходит при напряжении примерно 300 мВ . Запись, т.е. переключение в низкоомное состояние происходит при напряжениях примерно $1,5 \text{ В}$.

Анализ зависимости сопротивления от площади конденсаторной структуры показывает, что диаметр канала проводимости в низкоомном состоянии не превышает 600 нм .

Выполнено многократное циклическое переключение структур $\text{SiO}_x\text{-ReRAM}$ в диапазоне температур окружающей среды $298\text{--}473 \text{ К}$. В результате

установлены следующие закономерности: с ростом температуры а) сопротивление высокоомного состояния увеличивается; б) напряжение записи возрастает; в) сопротивление низкоомного состояния меняется слабо; г) параметры процесса стирания, а именно напряжение и ток слабо зависят от температуры.

Зависимость сопротивления высокоомного состояния от температуры процесса стирания в аррениусовских координатах аппроксимируется прямой линией (рис. 2). Это даёт возможность предположить, что стирание — активационный процесс. Оценка снизу показывает, что нижний

предел энергии активации находится на уровне примерно $0,5 \text{ эВ}$.

Тот факт, что с ростом температуры стирания сопротивление высокоомного состояния становится больше, позволяет также предположить, что стирание обусловлено термическим воздействием на центры, образующие канал проводимости. Для верифи-

кации такого модельного представления проведены два эксперимента. Первый демонстрирует, что низкоомное состояние устойчиво при комнатной температуре (298 К) в течение не менее 72 часов. Второй эксперимент показывает, что структуры $\text{SiO}_x\text{-ReRAM}$, установленные в низкоомное состояние при комнатной температуре, могут произвольно переключаться в высокоомное состояние с вероятностью 0,5 при повышении температуры до 573 К.

Таким образом, результаты проведенных экспериментов согласуются с представлением о том, что стирание обусловлено термическим воздействием на центры, образующие канал проводимости.

Литература

1. Wang Y., Qian X., Chen K. Resistive switching mechanism in silicon highly rich SiO_x ($x < 0.75$) films based on silicon dangling bonds percolation model // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 102. P. 042103.
2. Zakharov P., Italyantsev A. Effect of electrical conductivity switching in metal–dielectric–metal structures based on non-stoichiometric silicon oxide // Proceedings of MIPT. 2015. V. 7 (2). P. 113–118.

ИЗУЧЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА В МОП-ТРАНЗИСТОРАХ НАНОРАЗМЕРНОГО МАСШТАБА ПРИ ВВЕДЕНИИ ЕДИНИЧНОГО ЗАРЯДА В ОКСИДНЫЙ СЛОЙ ИЛИ НА ГРАНИЦУ ОКСИД-ПОЛУПРОВОДНИК

Сапаров Х. Ш., Халиллоев М. М., Каримов М. К.

*Ургенчский государственный университет имени аль-Хорезми,
Республика Узбекистан, xsaparov87@mail.ru*

В последние десятилетия большое внимание привлекают работы, посвященные изучению структур типа металл оксид-полупроводник (МОП)-транзисторы с изолированным затвором работающих в подпороговом режиме, так как в таком режиме открываются возможности работы с ультранизкой мощностью в различных цифровых схемах. В таком режиме из-за очень малости стоковых токов влияние шумов может быть значительным [1–3]. В существующих до настоящего времени механизмах объясняющих, появление шумов в МОП-транзисторах связывается влиянием носителей заряда, захваченных дефектами в окисном слое, на стоковый ток.

В последние годы с появлением возможностей получения наномасштабных МОП-транзисторов, результаты полученные в опытах не совпадают с результатами теории [1, 2]. В связи с этим является актуальной задачей изучение влияния носителей заряда, введенных в окисный слой или на границу окись-полупроводник МОП-транзистора на ток стока.

Для моделирования распределения введенного зарядового поля был использован программный пакет TCAD Sentaurus фирмы Synopsys. В нашем случае мы ограничились случаем 2-мерного моделирования. В этой работе сравниваются результаты распределения носителей заряда, образованного на поверхности полупроводника, при введении единичного заряда в окисный слой и на границу оксид-полупроводник МОП-транзистора.

Для оценки влияния единичного заряда предполагается, что в первом случае единичный положительный заряд распределен в области длиной 2 нм в центре окисного слоя, во втором случае же локальный заряд находится на границе оксид-полупроводник.

Результаты моделирования показали, что в обоих случаях введения единичного заряда концентрация носителей заряда на поверхности полупроводника, в центральной части вдоль канала значительно увеличивается. В случае локализации единичного за-

ряда на границе раздела этот эффект становится еще заметнее. Это можно объяснить тем, что введенный заряд находится ближе к поверхности полупроводника. На основе полученного результата можно сделать вывод о том, что величина шума в случае введение единичного заряда на границе окисный слой-полупроводник значительно больше чем в случае введения единичного заряда в окисный слой.

Литература

1. J.P. Campbell, L.C. Yu, K.P. Cheung, J. Qin, J.S. Suehle, A. Oates, K. Sheng, Proc. IEEE Int. Conf. IC Design and Technology ICICDT, 2009, pp. 17–20.
2. J.P. Campbell, J. Qin, K.P. Cheung, L. Yu, J.S. Suehle, A. Oates, K. Sheng, Integrated Reliability Workshop, 2008, pp. 105–109.
3. A. Asenov, R. Balasubramaniam, A.R. Brown, J.H. Davies, and S. Saini, In: IEDM Tech. Dig., 2000, pp. 279–282.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В ГРАНУЛИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ Al_2O_3

Магомедова А. А., Никитский Н.А.¹, Черноглазов К.Ю.²

¹МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

²НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

E-mail: amina_mag2102@mail.ru

Гранулированные проводники образуют новый класс искусственных материалов, обладающих контролируемыми на наноуровне электронными свойствами, и состоят из плотноупакованных гранул размером от нескольких до сотен нанометров. Они представляют интерес для практического применения в оптике и оптоэлектронике. Также внимание к этим материалам связано с тем, что они являются удобным модельным объектом перколяционных систем, свойства которых определяются перестраиваемыми взаимосвязанными эффектами беспорядка, кулоновского взаимодействия, электронными корреляциями и квантовыми явлениями [1, 2]. В таких системах вблизи перколяционного перехода может наблюдаться необычная (логарифмическая) зависимость проводимости, объясненная недавно особенностями кулоновского взаимодействия в наногранулированных сплавах [3, 4]:

$$\sigma(T) \approx a + b \ln(T), \quad (1)$$

где T — температура, a и b — некоторые постоянные, зависящие от материала образца.

В данной работе исследованы температурные зависимости проводимости систем $(Co_{84}Nb_{14}Ta_2)_x(Al_2O_{3-y})_{1-x}$ на основе нестехиометрического диэлектрика Al_2O_{3-y} с содержанием ферромагнитного сплава $Co_{84}Nb_{14}Ta_2$ в диапазоне $x = 37–56$ ат. %. Сопротивление образцов, измеренное при комнатной температуре, варьировалось в пределах от 100 до 900 Ом в зависимости от концентрации сплава $Co_{84}Nb_{14}Ta_2$. Вольтамперные характеристики исследованных образцов демонстрировали линейный характер. Температурные зависимости проводимости измерялись в интервале температур: $T = 50–300$ К. Было обнаружено, что в этом температурном интервале зависимости $\sigma(T)$ всех исследуемых образцов удовлетворительно описываются формулой (1). Из анализа температурных зависимостей проводимости были рассчитаны коэффициенты a и b . Было установлено, что полученные значения коэффициента b для разных образцов слабо отличаются друг от друга. Также установлено, что проводимость исследованных образцов, измеряемая на переменном сигнале, не зависит от частоты в области частот 5 Гц ÷ 100 кГц.

Таким образом, можно заключить, что проводимость рассматриваемых систем $(Co_{84}Nb_{14}Ta_2)_x(Al_2O_{3-y})_{1-x}$ с содержанием сплава $Co_{84}Nb_{14}Ta_2$ в диапазоне $x = 37–56$ ат. % могут быть удовлетворительно описаны теорией [3, 4], развитой для гранулированных металлов вблизи перехода диэлектрик-металл.

Литература

1. Murray, C. B., D. J. Norris, and M. G. Bawendi, 1993, J. Am. Chem. Soc. **115**, 8706.
2. Gaponenko, S., 1998, Optical Properties of Semiconductor Nanocrystals (Cambridge University Press, Cambridge, England).
3. K.B. Efetov, A. Tschersich, Phys.Rev. B 67, 174205 (2003).
4. I.S. Beloborodov, A.V. Lopatin, V.M.Vinokur, K.B. Efetov, Rev. Modern Phys. 79,469 (2007).

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ НАНОКРИСТАЛЛОВ ТЕТРАПОДОВ CdTe/CdSe

Захаров Р. В.

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

E-mail: roma1997z@mail.ru

Полупроводниковые нанокристаллы с характерными размерами в несколько десятков нанометров и сложным пространственным строением обладают достаточно необычными свойствами электрической проводимости, которые являются следствием эффектов туннелирования и размерного квантования энергетического спектра электронов. Среди множества работ по таким нанокристаллам в последнее время проявляется большой научный интерес к изучению свойств электрической проводимости разветвленных нанокристаллов-тетраподов как теоретическими, так и экспериментальными методами [2–5]. Наночастицы с формой тетрапода состоят из четырех лучей, соединенных под тетраэдрическим углом в центральной точке. Нанокристаллы-тетраподы могут быть использованы в качестве функционального материала для создания светоизлучающих диодов, солнечных батарей и одноэлектронных устройств с несколькими активными зарядовыми центрами.

В данной работе теоретически исследованы свойства электрической проводимости одиночных нанокристаллов тетраподов CdTe/CdSe [4–5]. Исследование произведено в модельной системе подложка, олеиновая кислота, нанокристалл-тетрапод CdTe/CdSe, вакуумный барьер, игла сканирующего туннельного микроскопа (СТМ). В которой для пропускания электрического тока между подложкой и иглой СТМ задано разность напряжения смещения V . Расчет электрической проводимости был осуществлен методами самосогласованного поля и матрицы переноса [1]. Этапы расчета включали: расчет энергетического профиля модельной системы при заданном напряжении смещения путем решения уравнения Пуассона и квазиодномерного кинетического уравнения переноса носителей заряда; расчет туннельной прозрачности модельной системы для интересующего диапазона энергии методом матрицы переноса, расчет зависимости электрической проводимости модельной системы от приложенного напряжения и вольт-амперных характеристик (ВАХ).

При проведении расчетов форма резких пиков туннельной прозрачности аппроксимировались полученным в этой работе приближенным выражением, сходным с формулой Брейта-Виггнера. При такой аппроксимации положение численно рассчитанных значений туннельной прозрачности модельной структуры в малой энергетической окрестности пика (от 10^{-6} до 10^{-14} эВ) описывается линейной зависимостью $\ln(T)$ от $\ln((E - E_{peak})^2)$, где T — прозрачность структуры. Для расчета электрической проводимости модельной структуры была произведена оценка плотности поперечно квантованных мод в приближении двумерной прямоугольной потенциальной ямы, по площади совпадающей с площадью ножки.

В работе произведено исследование зависимости свойств электрической проводимости тетраподов CdTe/CdSe при вариации модельных параметров рассматриваемой системы, таких как концентрация носителей заряда в тетрапode, размер ножек, тетраэд-

рический угол и ширина вакуумного барьера. Установлено, что в нормальных условиях, которые соответствуют реальной экспериментальной ситуации, концентрация носителей заряда в тетраподе почти не оказывают влияния на форму зависимости электрической проводимости от приложенного напряжения. Тем не менее, увеличение концентрации носителей заряда в 1000 раз по сравнению с нормальной, уже существенно изменяет форму зависимости электрической проводимости от приложенного напряжения, что определяется появлением дополнительных кулоновских барьеров в местах скопления носителей заряда.

В результате теоретического исследования свойств электропроводности нанокристаллов-тетраподов CdTe/CdSe были обнаружены характерные особенности на разных масштабах напряжений смещения, которые выражаются в наличии резких пиков дифференциальной проводимости и скачкообразном изменении туннельного тока при изменении напряжения смещения. Наличие таких разномасштабных особенностей целиком определяется деформацией эффективного энергетического профиля системы и наличия в нем локальных туннельных барьеров и потенциальных ям.

Интересной особенностью ВАХ нанокристалла-тетрапода является наличие ступеньки в районе 4–7В при положительном напряжении смещения. Проводимость модельной системы при этом напряжении резко падает и дальше медленно возрастает, уже без резких мелкомасштабных колебаний. Положение ступеньки зависит от ширины вакуумного барьера и туннельного барьера из олеиновой кислоты, а также тетраэдрического угла. Среди имеющихся экспериментальных ВАХ удалось обнаружить большое количество экспериментальных кривых с такими характерными ступеньками.

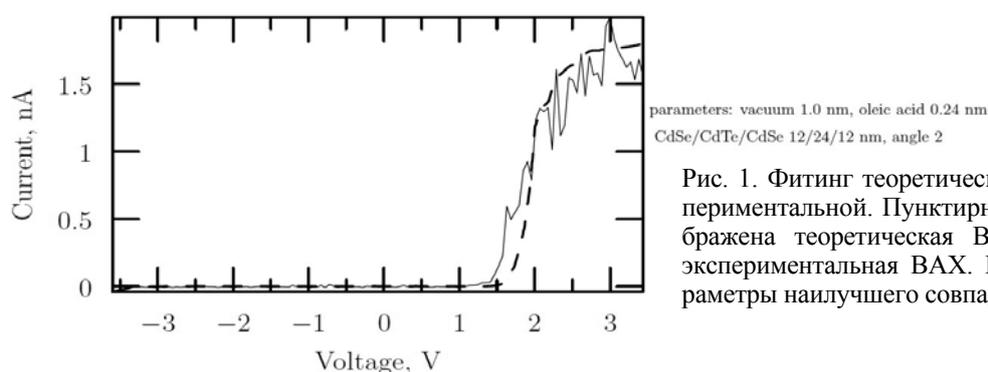


Рис. 1. Фитинг теоретической ВАХ к экспериментальной. Пунктирной линией отображена теоретическая ВАХ, сплошной экспериментальная ВАХ. На выноске параметры наилучшего совпадения.

Полученные путем численного расчета зависимости дифференциальной проводимости от напряжения смещения и вольт-амперные характеристики (ВАХ) с хорошей степенью точности согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Для одной выбранной экспериментальной ВАХ произведен фитинг теоретической ВАХ и определены параметры наилучшего совпадения. На рис. 1 представлены результаты фитинга и показаны параметры наилучшего совпадения.

Литература:

1. Cristian E. Simion, Cristian I. Ciucu, Triple-barrier resonant tunneling: a transfer matrix approach // *Romanian Reports in Physics*, Vol. 59, 2007, P. 805–817.
2. Cui, Y.; Banin, U.; Björk, M.T. & Alivisatos, A. P. Electrical transport through a single nanoscale semiconductor branch point // *Nano letters, ACS Publications*, 2005, 5, 1519–1523.
3. Milliron D.J., Hughes S.M., Cui Y., Manna L., Li J., Wang L.-W. Colloidal nanocrystal heterostructures with linear and branched topology // *Nature*, 2004, Vol. 430, P. 190–195.
4. Trifonov, A.; Vasiliev, R.; Ezubchenko, I.; Sokolikova, M.; Britov, D.; Presnov, D. & Snigirev STM study of electronic properties of single CdTe and CdTe/CdSe nanocrystals // Vasiliev, R. B.; Dirin, D. N.; Sokolikova, M. S.; Roddatis, V. V.; Vasiliev, A. L. Facet-selective growth and optical properties of CdTe/CdSe tetrapod-shaped nanocrystal heterostructures // *Journal of Materials Research, Cambridge Univ Press*, 2011, 26, 1621–1626.

ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ НАНОУГЛЕРОДА

Грушин М. А.

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

E-mail: ma.grushin@physics.msu.ru

Работа посвящена изучению эмиссионных и транспортных процессов в гетероструктурах типа металл–окисел–наноуглерод. Исследовались гетероструктуры с различной толщиной окисла (диэлектрика). Образцы имели следующую структуру: титановая пленка (катод), пленка оксида титана и наноуглеродная пленка. Титановая пленка и пленка оксида получались магнетронным методом, а наноуглеродная пленка — методом импульсно-плазменного осаждения. Вольтамперные характеристики (ВАХ) измерялись с помощью интерфейсной платы NI PCI-6229, в программной среде «LabView». Обработка и оформление результатов, проводились с помощью программы QtiPlot. Измерения ВАХ проводились при различных температурах и частотах развертки.

Было обнаружено, что для структуры с толстым окислом (20–50 нм) характерны ВАХ, которые хорошо описываются на основе теории надбарьерной термоэлектронной эмиссии. По ВАХ были определены основные параметры границы гетероструктуры Ti–TiO₂–C. Для структуры с тонким диэлектрическим слоем TiO_x (5 нм) была обнаружена отрицательная дифференциальная проводимость при комнатной температуре. ВАХ для толстого слоя окисла и две ВАХ для тонкого слоя при комнатной температуре с различными частотами развертки приведены на рисунке 1.

В работе приводится классификация механизмов электронного транспорта, приводящих к появлению отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), рассматриваются возможные наноструктуры с ОДП. На основе полученных экспериментальных результатов и теоретического анализа предложен механизм ОДП с участием резонансных состояний в тонком слое TiO_x.

Литература

1. Дирнлей Дж. Электрические явления в аморфных пленках окислов// Дж. Дирнлей, А. Стоунхэм, Д. Морган// Успехи физических наук – 1974. – Том 112, вып. 1.
2. Rajeev. R. Pandey Nicolas Bruque, Khairul Alam, Roger K. Lake. Carbon nanotube – molecular resonant tunneling diode// phys. Stat. sol. 2006. – (a)203 No. 2.
3. Sommath Bhattacharyya, S. Ravi, P. Silva. Demonstration of an amorphous carbon tunnel diode // 2007. – applied physics letters 90, 082105.
4. Yanqing Wu, Damon B. Farmer, Wenjuan Zhu, Shu-Jen Han, Christos D. Diimitrakopoulos, Ageeth A. Bol, Phaedon Avouris, Yu-Ming Lin. Three-terminal grapheme negative differential resistance devices// Acsnano. 2012.
5. V. Hung Nguen, Y. M. Niquet, P. Dollfus. Gate-controllable negative differential conductance in graphene tunneling transistor// Semiconductor science and technology. 2012. 27 105018.

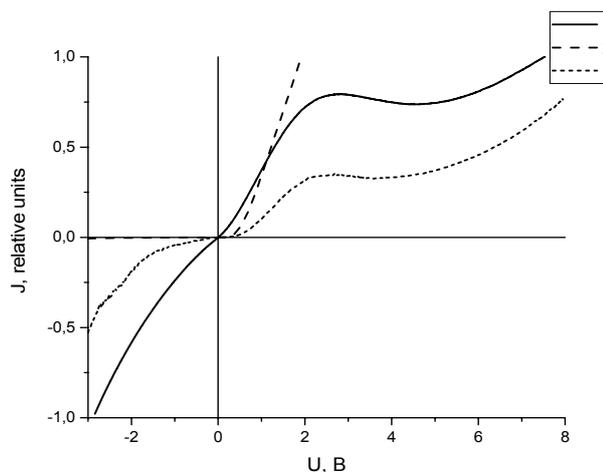


Рис. 1. ВАХ при комнатной температуре для толстого слоя оксида (кривая 2), для тонкого слоя оксида с частотой развертки 0,25 Гц (кривая 1), с частотой развертки 0,5 Гц (кривая 3).

6. S. Ravi, P. Silva, Gehan A. J. Amaratunga. Quantum size effects in amorphous diamond-like carbon superlattices// Applied physics. 1994. Vol. 33 pp. 6458–6465.
7. S. Bhattacharyya, S. J. Henley, E. Mendoza. Resonant tunnelling and fast switching in amorphous-carbon quantum-well structures// Nature materials/ 2006. – Vol 5
8. A. Vasiliauskas, S. Meskinis, S. Tamulevicius. Negative resistance effect and charge transfer mechanisms in the ion beam deposited diamond like carbon superlattices// Materials science. 2011. Vol. 17 No. 1.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО СРЕЗА ГЕТЕРОНАНОСТРУКТУР Ge/Si И GaAs/Ge

Сушков А.А., Шенгуров В.Т., Денисов С.А., Чалков В.Ю., Павлов Д.А.

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
физический факультет, Нижний Новгород, Россия*

E-mail: sushkovartem@gmail.com

У GaAs и Si расхождение периодов решеток составляет 4 %. В результате на начальной стадии эпитаксии GaAs на Si происходит псевдоморфный рост. Напряжения, вызванные несогласованием параметров решеток, частично релаксируют с образованием различных дефектов вблизи границы раздела слой – подложка, количество которых определяет качество данных слоев. Разница в коэффициенте термического расширения также способствует образованию большого количества дислокаций и появлению трещин в пленке GaAs в процессе ее охлаждения. Плотность дислокаций в пленке GaAs достигает величин 10^9 – 10^{10} см⁻² [2]. Все это затрудняет создание оптоэлектронных устройств на основе гетероструктур GaAs/Si. Эта проблема уже решена путем использования буферного слоя германия [1, 2], несогласование параметров решетки которого с GaAs составляет 0.07 %. В литературе отмечается, что такой подход позволяет существенно улучшить качество выращиваемых слоев GaAs на кремнии, хотя оно все еще заметно уступает эпитаксиальным слоям GaAs, выращенным на GaAs подложке. Достигнутый уровень качества слоев позволяет создавать на таких структурах полупроводниковые лазеры, характеристики которых пока несколько хуже, чем для лазеров, выращенных на подложке GaAs. Технология выращивания релаксированных слоев Ge на Si отработана в Научно-исследовательском физико-техническом институте (НИФТИ) ННГУ им. Н.И. Лобачевского и параллельно в Институте физики микроструктур Российской академии наук (ИФМ РАН). Им удалось вырастить слой Ge на Si толщиной 460 нм с плотностью дислокаций $5 \cdot 10^5$ – 10^6 см⁻², что на четыре порядка меньше, чем плотность дислокаций в пленке GaAs на Si. Этот результат позволил вырастить лазерную гетероструктуру InGaAs/GaAs/AlGaAs с двумя квантовыми ямами [1]. Цель данной работы состояла в исследовании атомарного строения поперечного среза гетеронаноструктур Ge/Si и GaAs/Ge/Si.

Методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (JEM-2100F, 200 кВ) были исследованы структуры на подложках Si в виде кристаллических слоев Ge и GaAs, с буферным слоем германия, выращенные методами «горячей проволоки» и МОС ГФЭ соответственно.

Исследование поперечного среза гетеронаноструктур Ge/Si показало, что толщина дефектного слоя Ge составляла ~ 420 нм, а полная релаксация происходила при толщине порядка 1 мкм. Этот результат сравним с данными, полученными в работе [1]. Таким образом, был подтвержден тот факт, что гетероэпитаксиальное наращивание германия на кремнии позволяет формировать релаксированные слои Ge, которые можно впоследствии использовать как основу для эпитаксии GaAs.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ (МК-7021.2015.2).

Литература

1. Алешкин В.Я., Дикарева Н.В., Дубинов А.А. и др. Стимулированное излучение из In-GaAs/GaAs/AlGaAs гетероструктуры, выращенной на Si подложке // Письма в ЖЭТФ. 2014, Т. 100, В. 12. с. 900–903.
2. Болховитянов Ю. Б., Пчеляков О.П.. Эпитаксия GaAs на кремниевых подложках: современное состояние исследований и разработок // Успехи физических наук. 2008, Т. 178, номер 5. с. 459–480.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИКИ РЕЛАКСАЦИИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СЛОЁВ НАНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ, ПОЛУЧЕННЫХ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИЕЙ

Мананков А. А., Гонгальский М. Б.

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

E-mail: andrewmanankov@gmail.com

В современной научной литературе пристальное внимание уделяется свойствам кремниевых наноструктур. Они обладают значительным потенциалом для применения в оптоэлектронике и биомедицине (например, для люминесцентной визуализации раковых опухолей *in vivo*). Это обусловлено тем, что кремниевые нанокристаллы демонстрируют эффективную фотолюминесценцию (ФЛ), которая была впервые продемонстрирована Л. Кэнэмом.

Основной задачей данной работы является изучение кинетики релаксации ФЛ кремниевых нанокристаллов, полученных с помощью метода лазерной абляции кремниевой мишени в атмосфере гелия. Примечательно, что в отличие от пористого кремния, кинетика релаксации ФЛ которого имеет моноэкспоненциальный вид, в исследуемой системе наблюдается степенная зависимость $t^{-\mu}$ (рис. 1), причем показатель степени μ остается неизменным в широком диапазоне температур измерения кинетик ФЛ, что свидетельствует о наличии туннелирования в системе.

Степенные кинетики релаксации ФЛ часто связывают с процессами захвата носителей заряда на уровни (ловушки), расположенные в окружающей нанокристаллы матрице.

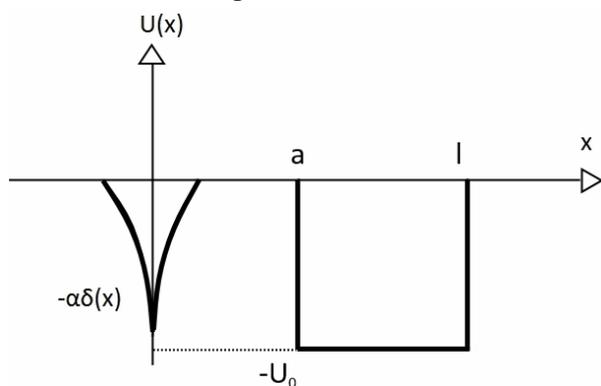


Рис. 2. Модельный потенциал нанокристалла и точечного дефекта.

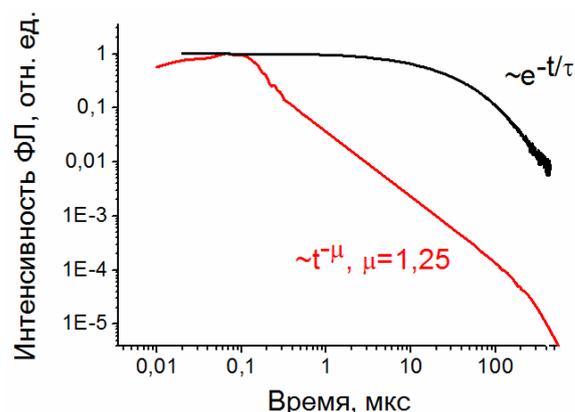


Рис. 1. Кинетики релаксации ФЛ наночастиц кремния, полученных с помощью метода лазерной абляции (красный спектр) и пористого кремния (черный спектр).

расположенные в окружающей нанокристаллы матрице. Авторы [1] объясняют подобную степенную зависимость захватом электронов на равномерно распределенные в аморфной матрице ловушки с одинаковой энергией и последующим освобождением электронов. Модельное представление об изучаемой системе как о хаотично расположенных нанокристаллах кремния в пористой аморфной матрице согласуется с данными ПЭМ высокого разрешения.

В данной работе моделирование кинетики основывается на расчете волно-

вых функций (ВФ) и энергий носителей заряда в рамках модели, согласно которой нанокристалл, имеющий размер $l - a$, представляется в виде потенциальной ямы конечной глубины $-U_0$, а ловушка, на которую происходит захват носителей заряда, имеет вид дельта-образной потенциальной ямы $-\alpha\delta(x)$, расположенной на расстоянии a от нанокристалла (рис. 2).

Для решения данной задачи был использован метод линейной комбинации атомных орбиталей (ЛКАО) [2]. Для нахождения ВФ и энергий было решено уравнение Шредингера в одноэлектронном приближении с эффективным гамильтонианом

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(x), \text{ где } U(x) = -\alpha\delta(x) - U_0.$$

Полученное решение объясняет экспериментально обнаруженное уменьшение энергии экситона, ограниченного в нанокристалле, в условиях его делокализации с участием дефектных состояний, вследствие чего спектр ФЛ нанокристаллов кремния сдвигается в стороны больших длин волн. С помощью анализа волновых функций носителей заряда в «связывающем» и «разрыхляющем» состояниях рассчитана вероятность их туннелирования из нанокристалла на дефект и обратно, которая позволяет объяснить полученные в эксперименте степенные кинетики релаксации ФЛ.

Согласно результатам моделирования, рассматриваемые ансамбли нанокристаллов отличаются от нанокристаллов пористого кремния меньшей высотой барьера окружающей их матрицы SiO_x , что приводит к эффективной безызлучательной рекомбинации неравновесных носителей заряда и существенному уменьшению их квантового выхода ФЛ.

Литература

1. Verberk R., van Oijen A., Orrit M. Simple model for the power-law blinking of single semiconductor nanocrystals // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 66, № 23. P. 1–4.
2. Базилевский М.В. Метод молекулярных орбит и реакционная способность органических молекул. М.: Химия, 1969. 304 с.

ЭМИССИЯ И ТРАНСПОРТ ЭЛЕКТРОНОВ В СТРУКТУРАХ МЕТАЛЛ–ДИЭЛЕКТРИК–ПОЛУПРОВОДНИК

Завидовский И.А.

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

E-mail: ilyazavid@yandex.ru

В лаборатории углеродных материалов кафедры физической электроники физического факультета были получены экспериментальные результаты, касающиеся получения гетероструктур с толстой и тонкой диэлектрической плёнкой и измерения их вольт-амперных характеристик.

Целью моей работы являлось проведение теоретического анализа этих результатов и выяснение механизма переноса электронов в одинаковых гетероструктурах, отличающихся только толщиной оксидного слоя.

Для описания неидеальной структуры гетероструктуры с толстой плёнкой была использована эквивалентная схема в виде последовательно соединённых границы раздела полупроводник–диэлектрик, описываемой формулой Ричардсона–Дэшмана с введён-

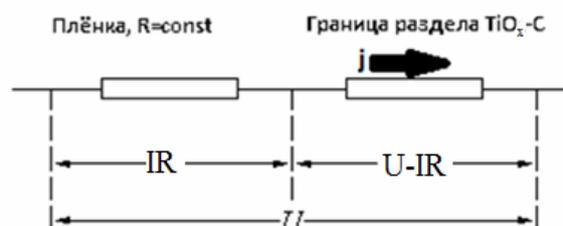


Рис. 1. Эквивалентная схема гетероструктуры.

ным параметром неидеальности, и углеродной плёнки, имеющей постоянное сопротивление.

Был разработан подход, позволяющий определить такие параметры структуры, как сопротивление плёнки, коэффициент её неидеальности и высоту потенциального барьера на границе раздела. Его результаты совпали с обработкой, выполненной при помощи подхода, описанного в работе [1], но не требуют введения дополнительных функций и исходят из различных приближений.

Согласно полученным данным, высота потенциального барьера на границе раздела металл–диэлектрик составила $\phi = 0.75$ В, параметр неидеальности $n = 2.4$, сопротивление слоя $R = 14$ кОм.

Для гетероструктуры с тонкой плёнкой оксида титана обнаружен эффект отрицательной дифференциальной проводимости, то есть уменьшение силы тока при увеличении прикладываемого напряжения при напряжениях смещения выше 3 В, наблюдается падение проводимости вплоть до 4.5 В. Следует отметить, что этот эффект наблюдался нами при комнатной температуре. Отрицательная дифференциальная проводимость в структурах подобного типа наблюдалась при низких температурах [2].

Для объяснения полученных экспериментальных результатов был проведён анализ литературы, из которого были определены основополагающие подходы к объяснению наблюдаемых результатов. Их можно разделить на 3 типа:

- Первый подход связан с эффектами, которые наблюдаются при высоких напряжённостях электрического поля.
- Второй подход — проводимость с участием различных резонансных состояний в запрещённой зоне
- Третий подход основан на описании электронного транспорта в полупроводниках с неоднородной степенью легирования.

В нашем случае (структура титан–тонкий слой оксида титана–углерод) наиболее вероятным является механизм переноса электронов через дефектные уровни в тонком оксиде титана, находящиеся в запрещённой зоне. Нелинейные транспортные свойства подобных гетероструктур объясняют следующими эффектами:

- а) Одноэлектронные эффекты [3]
- б) Прыжковая проводимость [4]
- в) Резонансное туннелирование электронов с участием дефектных уровней в запрещённой зоне [5]

Литература

1. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. S. K. Cheung, N. W. Cheung. Appl. Phys. Lett. 49(2), 85–87 (1986).
2. Resonant tunnelling and fast switching in amorphous-carbon quantum-well structures, S. Bhat-tacharyya, S. J. Henlay, E. Mendoza, L. Gomez-Rojas, J. Allam, S. R. P. Silva.
3. Сканирующие туннельные микроскопия и спектроскопия аморфного углерода. В.И. Иванов-Омский, А.Б. Лодыгин, С.Г. Ястребов. Физика и техника полупроводников, 2000, том 34, вып. 12.
4. Отрицательное дифференциальное сопротивление в области прыжковой проводимости в кремнии. Д. И. Аладашвили, З.А. Адамия, К.Г. Лавдовский, Е.И. Левин, Б.И. Шкловский. Письма ЖЭТФ, 117М 47, вып. 8, стр. 390–392.
5. Tunneling current from a metal electrode to many traps in an insulator. Doo Seok Jeong, Cheol Seong Hwang. Physical Review B 71, 165327 s2005d.

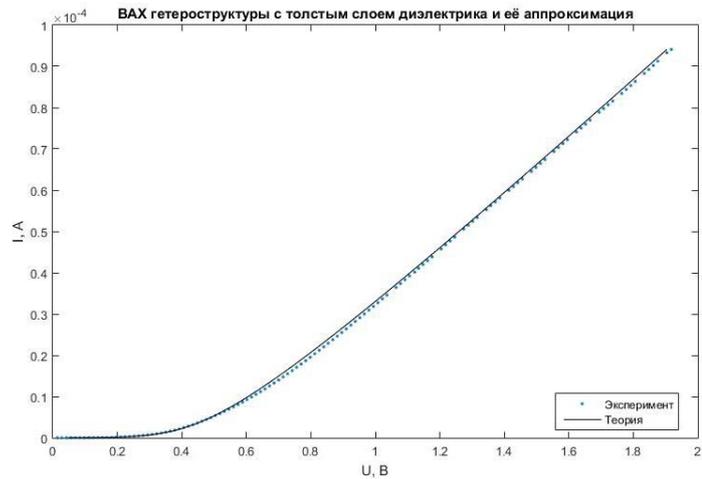


Рис. 2. ВАХ гетероструктуры с толстым слоем диэлектрика и её аппроксимация.

ИЗГОТОВЛЕНИЕ НАНОЗАЗОРА В «ПОДВЕШЕННОМ»
МЕТАЛЛИЧЕСКОМ НАНОПРОВОДЕ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОМИГРАЦИИ

Гайдамаченко В.Р., Сапков И.В.

*МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: 1994vg@gmail.com*

Последнее десятилетие наноэлектроника стремительно приближается к созданию рабочих элементов размером в десятки и единицы нанометров. Работа на таких масштабах в рамках имеющейся технологии крайне трудоёмка и дорога. Одним из перспективных устройств наноэлектроники следующего поколения может стать одноэлектронный транзистор, работа которого основана на явлении коррелированного туннелирования электронов [1].

Одноэлектронный транзистор — два последовательно включенных туннельных перехода с расположенным на не туннельном расстоянии от них третьим электродом (затвором) — будет работать при комнатной температуре, если суммарная ёмкость такой системы, определяемая, в основном, ее размерами, будет предельно мала. На практике это требование удовлетворяется помещением в зазор (< 5 нм) между электродами источника и стока наночастицы или молекулы (в качестве проводящего «острова»).

Целью данной работы является создание системы «подвешенных» нанозатворов транзистора с необходимым зазором между ними методом электромиграции. Несмотря на большую популярность методики электромиграции для получения зазоров [2] влияние теплоотода через подложку на её ход, насколько известно авторам, экспериментально не исследовалось. Мы осуществили контролируруемую электромиграцию уже подвешенного нанопровода, лишённого в разрываемой области какого-либо взаимодействия с подложкой.

Система заготовок будущих нанозатворов транзистора в виде нанопроводов из золота с постепенно уменьшающейся (от 1 мкм до 40–60 нм) шириной была сформирована на подложке оксида кремния размером 80×80 мкм методами стандартной электронно-лучевой литографии. Для лучшей адгезии золота к оксиду кремния был использован титан (толщина слоя 1 нм). После чистки образцов в плазме кислорода для обеспечения нависания будущих нанозатворов транзистора над подложкой проводилось жидкостное травление поверхности оксида кремния в 10 % растворе буферизованной плавиковой кислоты. В результате подбора параметров были изготовлены подвешенные нанопровода толщиной 18 нм, шириной от 40 нм в самом узком месте.

Для создания нанозазора шириной 2–5 нм мы воспользовались методом электромиграции [3]. Электромиграция — это явление перемещения атомов под влиянием проте-

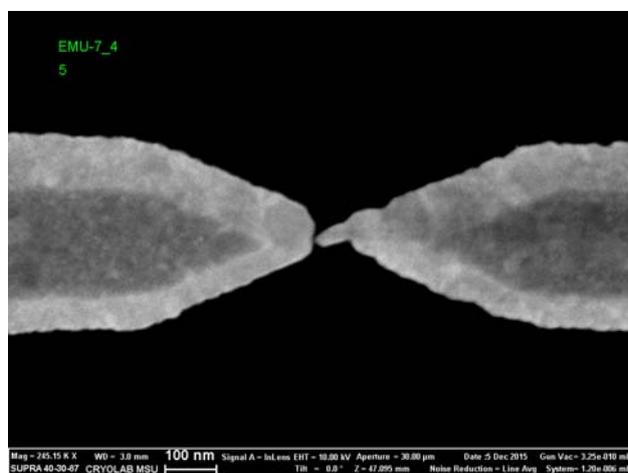


Рис. 1. Снимок полученного зазора шириной в 3–4 нанометра.

кания по проводу электрического тока большой плотности. Электромиграция проводилась по следующей методике: на провод подавалось плавно возрастающее напряжение и осуществлялся контроль изменения сопротивления нанопровода. Как только сопротивление менялось больше, чем на определенную величину, напряжение обнулялось и процесс начинался заново. Процесс повторялся до тех пор, пока сопротивление не увеличивалось до 2 кОм, соответствующее предельно малому значению ширины перемычки нанопровода. Через некоторое время (порядка часа) эта оставшаяся перемычка разрывалась под действием ос-

таточных механических напряжений в пленке [2] и таким образом возникал нанозазор размерами 2–5 нм.

На снимке с электронного микроскопа (рис. 1) показан типичный вид зазора после проведения электромиграции. Тёмным на снимке выглядит оксид кремния, светло-серыми на снимке выглядят области металла, нависающие над подложкой, и темно-серыми, те из них, которые остались лежать на оксиде кремния.

Как мы говорили, отдельной мотивацией для исследования электромиграции именно в таких структурах является поиск ответа на важный, но остававшийся неясным до сих пор, вопрос о механизме теплоотвода от места разрыва: пойдет ли электромиграция так же, как и для случая структуры, лежащей на подложке [3]. Ответ такой — в основном, электромиграция идет так же. Вероятно, в указанной системе, теплоотвод через подложку не играет большой роли при проведении электромиграции. Такое подвешивание в перспективе должно снимать вопрос о влиянии шумов подложки на этапе измерений системы.

Таким образом, в данной работе методом электромиграции получены нанозазоры величиной 2–5 нм в металлическом нанопроводе, висящем над кремниевой подложкой на высоте около 50 нм. При этом экспериментально подтверждено, что отвод тепла, выделяющегося при электромиграции, через подложку оказывается несущественным для хода электромиграции.

Литература

1. Averin D.V., Likharev K.K., "Mesoscopic Phenomena in Solids", Amsterdam, Elsevier, 1991.
2. Strachan D.R. *et al.* Controlled fabrication of nanogaps in ambient environment for molecular electronics // *Appl. Phys. Lett.* **86**, 043109 (2005).
3. Dagesyan S. A. *et al.* Properties of Extremely Narrow Gaps Between Electrodes of a Molecular Transistor // *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*. 2015. Т. 28. №. 3. С. 787–790.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОНИТЕЙ КАРБИДА КРЕМНИЯ ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Янситов К.К.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: kk.yansitov@physics.msu.ru

Уникальные физико-химические свойства карбида кремния делают его чрезвычайно перспективным для применения в опто- и микроэлектронике [1]. Одним из наиболее перспективных методов получения карбида кремния считается его эпитаксия на подложках кремния [2], для которых полностью развита технология производства.

Наноструктурирование карбида кремния (SiC) позволяет изменить его многие физические свойства, такие как механическую упругость по сравнению с объемным материалом [3]. К другим интересным свойствам наноструктур карбида кремния можно отнести наличие автоэлектронной эмиссии, порог и свойства которой сопоставимы с тем, что демонстрируют углеродные нанотрубки [4]. Эти и многие другие свойства делают наноструктуры карбида кремния крайне привлекательными для исследования.

В данной работе исследовались наноструктуры SiC, полученные методом твердофазного превращения кремниевых нанонитей. Задачей исследования являлось детектирование оптическими методами наличия кристаллического SiC в исследуемых образцах, определение кристаллической модификации.

В работе использовались оптические методы комбинационного рассеяния света (КРС), отражения в инфракрасном (ИК) диапазоне, генерация второй гармоники. Выполнено математическое моделирование спектров ИК отражения и КРС.

В результате исследований образцов оптическими методами было обнаружено наличие кристаллической фазы SiC кубической модификации 3C. Полученные изображения на сканирующем электронном микроскопе показывают, что SiC формируется в виде отдельных нанонитей. Выполненное математическое моделирование позволяет определить концентрацию свободных носителей в образовавшихся нанонитях SiC. Дополнительный оптический метод генерации второй гармоники, зарегистрированный от

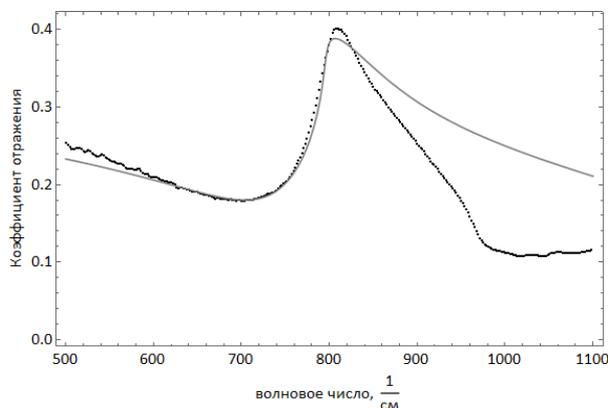


Рис. 1. Экспериментальный спектр ИК отражения и спектр отражения, полученный в результате математического моделирования. (Чёрные точки — экспериментальные точки, серая сплошная линия — теоретическая зависимость).

нанонитей, подтверждает данные об образовании SiC. Тем самым были продемонстрированы достоинства оптических методов регистрации образовавшейся фазы SiC.

Из рисунка видно, что в результате математического моделирования удалось добиться хорошего совпадения максимума полосы остаточных лучей и характера поведения кривой в области малых волновых чисел. Отклонение экспериментальных точек от теоретической зависимости в области больших волновых чисел можно объяснить дополнительным поглощением на химических связях в этой области.

Литература:

1. A. Fissel. Phys. Rep. 379, 149 (2003).
2. S. Nishino, J.A. Powell, H.A. Will. Appl. Phys. Lett. 42, 460 (1983).
3. Wong E. W., Sheehan P. E., and Lieber C. M. Nanobeam Mechanics: Elasticity, Strength, and Toughness of Nanorods and Nanotubes// Science 277(5334) 1971–1975 (1997).
4. Wu Z. S., Deng S. Z., Xu N. S., Chen J., Zhou J., Needle-shaped silicon carbide nanowires: Synthesis and field electron emission properties // Appl. Phys.Lett. 80, 3829 (2002).

ДРЕЙФ ЗОНДА АТОМНО-СИЛОВОГО МИКРОСКОПА ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ TERS–ЭФФЕКТА

Толкач Н. М.

Рязанский ГПУ, Рязань, Россия

E-mail: n.m.tolkach@gmail.com

Актуальной задачей диагностирования молекулярно-химического состава веществ является создание и развитие локальных, неразрушающих методов исследования материалов, устройств или биообъектов с нанометровым разрешением. Такие исследования становятся возможными благодаря эффекту TERS (Tip-enhanced Raman spectroscopy) [3]. Суть эффекта состоит в том, что вблизи острия металлического зонда Атомно-силового микроскопа (АСМ) наблюдается интенсивное усиление Рамановской составляющей рассеянного света от возбужденных лазером молекул вещества исследуемого образца. Получаемые при таких исследованиях спектры Рамановского рассеяния зависят от конкретной молекулярной структуры и представляют собой нечто наподобие «отпечатков пальцев» [1], идентифицирующих химические связи и состав молекул.

Серьезной проблемой при реализации TERS эффекта является совмещение острия зонда АСМ микроскопа с центром лазерного пятна и поддержание стабильности такого расположения долгое время. В процессе долгого сканирования наблюдается уменьшение интенсивности спектров КРС, вызванное дрейфом зонда АСМ относительно центра лазерного пятна. Дрейф связан с нагревом элементов конструкции микроскопа [2], а

также неидеальными характеристиками пьезосканера. Нагрев происходит из-за: разогревающего воздействия лазерного излучения на зонд АСМ и исследуемый образец, колебания температуры окружающей среды, рассеяния тепла от самого микроскопа. В результате дрейфа зонд перемещается по области лазерного пятна, что приводит к нежелательным колебаниям спектрального сигнала, его деградации и появлению фантомных спектров.

Для устранения дрейфа предлагается изменять траекторию перемещения зонда АСМ микроскопа в соответствии с заранее рассчитанной. В работе были разработаны математическая модель и программа для корректировки траектории перемещения зонда АСМ, применение которых позволяет улучшить качество, получаемых АСМ сканов, а также повысить локальность измерений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ на оборудовании РЦЗМкп РГРТУ.

Литература

1. Новотный Л., Хехт Б. Основы нанооптики. – М.: Физматлит. 2009. 484 с.
2. Быков В. А., Кузнецов Е. В. Уменьшение влияния температурного дрейфа в сканирующих зондовых микроскопах // Известия вузов, Электроника, 2010, Т. 5 Вып. 85. С. 58–63.
3. Dorozhkin P., Kuznetsov E., Schokin A., Timofeev S., Bykov V. AFM + Raman Microscopy + SNOM + Tip-Enhanced Raman: Instrumentation and Applications // Microscopy Today. 2010. V. 18. No. 6. P. 28–32.

СТРУКТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГАЛЛУАЗИТНЫХ НАНОТРУБОК С ОСАЖДЕННЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ СЕРЕБРА

Кондакова А.В.¹, Куралбаева Г.А.², Исакулов А.Б.²

¹МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

²Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», институт новых материалов и нанотехнологий, Москва, Россия
E-mail: shargenga@mail.ru

Галлуазиты (Halloysite) представляют собой слоистый материал, алюмосиликат $Al_2Si_2O_5(OH)_4$, состоящий из нанотрубок диаметром около 5–15 нм и длиной порядка долей микрометров. Благодаря своей структуре, данный материал может быть использован в качестве наполнителя для различных нанокомпозитов [1]. В ходе проделанной работы были исследованы образцы галлуазита без примесей, а также с внедренными наночастицами серебра [2]. Образцы снимались на сканирующем электронном микроскопе и просвечивающем электронном микроскопе, также сделан рентгеноструктурный анализ. На снимках, сделанных просвечивающим электронным микроскопом, наблюдаются плотное расположение наночастиц серебра на поверхности нанотрубок и хорошая кристалличность частиц.

Были измерены спектры отражения, пропускания и поглощения в ультрафиолетовом, видимом и ближнем инфракрасном диапазонах. Наблюдался плазмонный резонанс от наночастиц серебра в области 400–600 нм, положение которого варьировалось с помощью изменения концентрации серебра, размеров трубок и функционализации их поверхности. Возможность плазмонного резонанса в видимом диапазоне позволит использовать нанокомпозит при фотовозбуждении в качестве фотокатализатора и антисептика. Благодаря иммобилизации наночастиц серебра в нанотрубках высвобождение ионов серебра будет более контролируемым.

Возможность биологического применения композита была доказана в ходе эксперимента по уничтожению бактерий *E.Coli* при освещении их голубым светом. Таким образом, галлуазитные нанотрубки с осажденными наночастицами серебра являются перспективными для использования в качестве компонента антибактериальных покрытий.

Литература

1. E. Abdullayev, K. Sakakibara, K. Okamoto, W. Wei, K. Ariga, Yu. Lvov. Natural Tubule Clay Template Synthesis of Silver Nanorods for Antibacterial Composite Coating. ACS Appl. Mater. Interfaces 3, 4040–4046 (2011).
2. S. Jana, S. Das. Development of novel inorganic–organic hybrid nanocomposites as a recyclable adsorbent and catalyst, RSC Adv. 4, 34435 (2014).

ВИРТУАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОСАЖДЕНИЯ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ПОКРЫТИЙ

Сятишева Л.Ф

*Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина,
физико-математический факультет, г.Рязань, Россия
lyuda-yavas@mail.ru*

Целью исследования: исследование возможности и реализация процесса создания виртуальной анимационной модели осаждения тонкопленочных покрытий.

Задачи исследования:

- Изучить историю возникновения и области применения виртуальной реальности.
- Изучить методы осаждения тонкопленочных покрытий применительно к области микроэлектроники.
- Изучить возможность применения виртуальных моделей в экспертных системах.
- Создать виртуальные модели процессов осаждения тонкопленочных покрытий применительно к области микроэлектроники.

Процессы получения тонкопленочных покрытий получили широкое распространение при производстве микроэлектронных компонентов. Микроэлектронная промышленность — одна из наиболее важных и приоритетных отраслей экономики, но к сожалению Российская продукция практически полностью вытеснена из потребительских сегментов, она сохраняет конкурентоспособность только в отдельных узких нишах профессиональных сегментов. Необходимость подъема и развития в данной области определяет решение ряда сложных задач. Одним из направлений является развитие обучающей базы, которая способствует более глубокому пониманию и усвоению сути технологических процессов, лежащих в основе получения тонкопленочных покрытий.

В данной работе показано одно из направлений создания виртуальных моделей осаждения тонкослойных покрытий.

Сущность процесса состоит в переводе осаждаемого материала с помощью нагрева в парогазовую фазу. Образующийся при этом парогазовый поток в высоком вакууме распространяется прямолинейно, так как отсутствует соударение с молекулами остаточного газа — длина свободного пробега молекул в остаточном газе на порядок превышает расстояние от источника до подложки; газ попадает на подложку, поверхность которой холоднее источника пара. При этом происходит конденсации и образование плёнки.

Также был построен технологический маршрут производства тонкопленочной ГИС комбинированным методом.

Технологический маршрут позволяет нам более точно и последовательно проследить процесс производства тонкопленочных ГИС комбинированным методом.

Структура конденсатора состоит из нескольких слоев различного материала.

Конденсаторы являются широко распространенными элементами пленочных микросхем. По конструктивному признаку тонкопленочные конденсаторы (ТПК) можно разделить на три группы: однослойные, многослойные и гребенчатые.

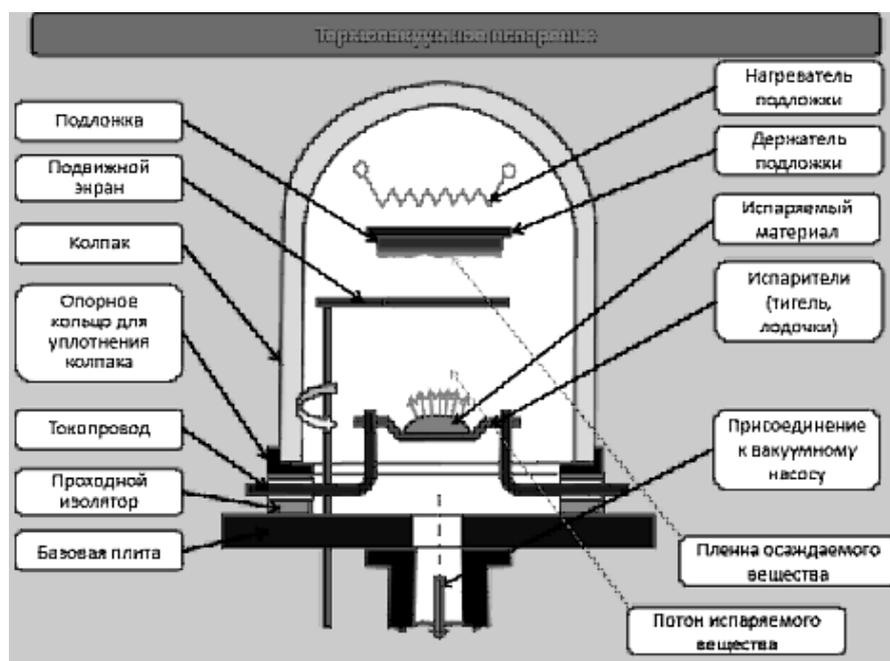


Рис. 1. Термовакuumное испарение.

Процессы получения тонкопленочных покрытий получили широкое распространение при производстве микроэлектронных компонентов. Микроэлектронная промышленность — одна из наиболее важных и приоритетных отраслей экономики, но к сожалению Российская продукция практически полностью вытеснена из потребительских сегментов, она сохраняет конкурентоспособность только в отдельных узких нишах профессиональных сегментов. Необходимость подъема и развития в данной области определяет решение ряда сложных задач. Одним из направлений является развитие обучающей базы, которая способствует более глубокому пониманию и усвоению сути технологических процессов, лежащих в основе получения тонкопленочных покрытий.

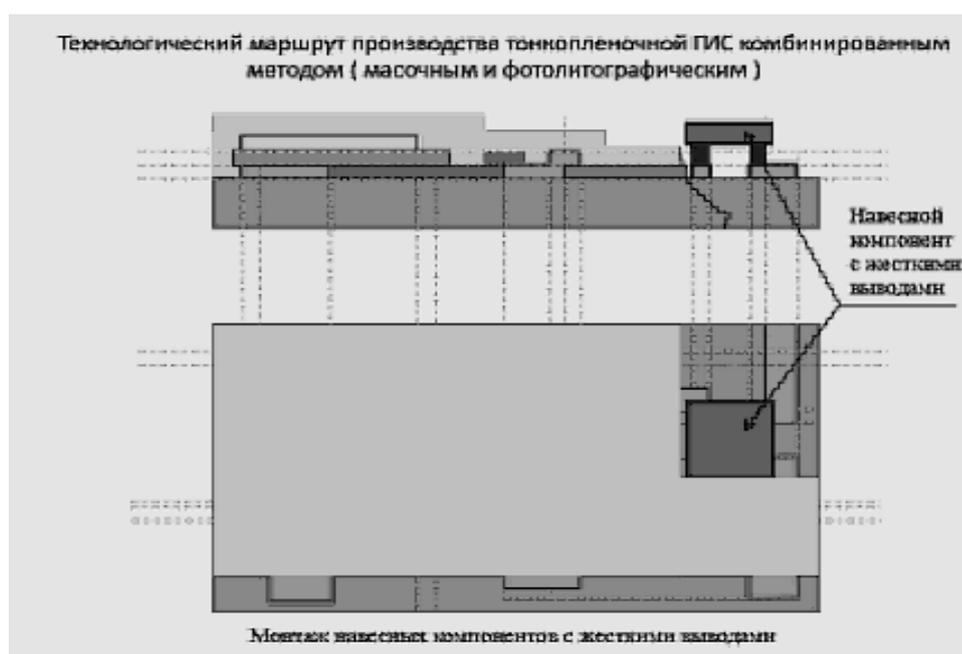


Рис. 2. Технологический маршрут.

В результате выполнения работы были решены все поставленные задачи:

- Изучены исторические аспекты возникновения и области применения виртуальной реальности.
- Изучены методы осаждения тонкопленочных покрытий применительно к области микроэлектроники.
- Рассмотрена возможность применения виртуальных моделей в экспертных системах.
- Созданы виртуальные модели процессов осаждения тонкопленочных покрытий применительно к области микроэлектроники.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭКСПОНИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО РЕЗИСТА AR-P 6200 ИОННЫМ ПУЧКОМ ДЛЯ ЛИТОГРАФИИ НАНОРАЗМЕРНЫХ ЗАТВОРОВ ТРАНЗИСТОРОВ

Лаврентьев К.К., Никольская В.В.

*Национальный исследовательский университет «МИЭТ»,
факультет ЭКТ, Москва, Россия
E-mail: lavrkk@list.ru*

В настоящее время наноразмерные элементы электронных приборов и схем обычно создаются методом проекционной фотолитографии, требующей использования крайне дорогостоящих оборудования и фотошаблонов, либо электронной литографии, скорость экспонирования в которой крайне низка. При литографии фокусированным ионным пучком (ФИП) чувствительность резиста возрастает на 2–3 порядка по сравнению с электронным лучом вследствие больших удельных потерь энергии ионом, а шаблон представляет собой файл и создается с помощью компьютерной программы. Также ионная литография превосходит электронную по разрешающей способности ввиду крайне малой длины де Бройля ионов и, соответственно, отсутствия дифракционных ограничений, и минимизации обратного рассеяния запыленных частиц. Поскольку материалы, предназначенные специально для ионной литографии, до настоящего времени не разработаны, для экспонирования ионным пучком используются электронные резисты. В настоящем исследовании определены контрастность и чувствительность к излучению ионов галлия позитивного электронного резиста AR-P 6200.04, отличающегося очень высокими сопротивляемостью к плазмохимическому травлению и скоростью экспонирования электронным пучком.

Для определения чувствительности резиста были проэкспонированы тестовые структуры в виде массивов квадратов со стороной 3 мкм и линий шириной менее 100 нм с возрастающей дозой (ток пучка ионов галлия 1 пА либо 30 пА, энергия пучка 30 кэВ, расстояние между точками воздействия ионного пучка 25–100 нм). Квадраты необходимы для определения оптимальной дозы экспонирования и, соответственно, чувствительности, а линии — для определения минимального контролируемого топологического размера. После проявления в проявителе AR 600–546 глубина квадратов и ширина линий были измерены методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). На основе анализа АСМ-изображений проявленных структур построена дозовая кривая для резиста AR-P 6200 (рис. 1, а). Максимальная глубина проявления резиста составляет 56 нм и ограничена малой длиной пробега ионов в резисте. При малом времени экспонирования глубина проявления резиста возрастает с увеличением дозы, однако при дальнейшем увеличении продолжительности воздействия ионного пучка начинает убывать вследствие преобладания эффекта полимеризации резиста над разрывом внутримолекулярных связей. Для большинства электронных резистов дозовая кривая имеет аналогичный вид при экспонировании как электронным [3], так и ионным пучком [1, 2].

Для нахождения контрастности резиста был рассмотрен квазилинейный участок дозовой кривой, построенной в полулогарифмических координатах. Данная безразмерная величина определяется по формуле (1) (из [4], D и D_0 — максимальная на квазилинейном участке графика и минимальная дозы экспонирования, h и h_0 — глубины проявления при дозах D и D_0 соответственно).

$$\gamma = \left| \frac{d(h/h_0)}{d(\log_{10}(D/D_0))} \right| \quad (1)$$

При применении резиста AR-P 6200 и проявителя AR 600–546, отличающегося в сравнении с аналогами более высоким разрешением, но более долгим требуемым временем экспонирования, чувствительность материала к ионному пучку составила 12 фКл/мкм², а контрастность равна 21.

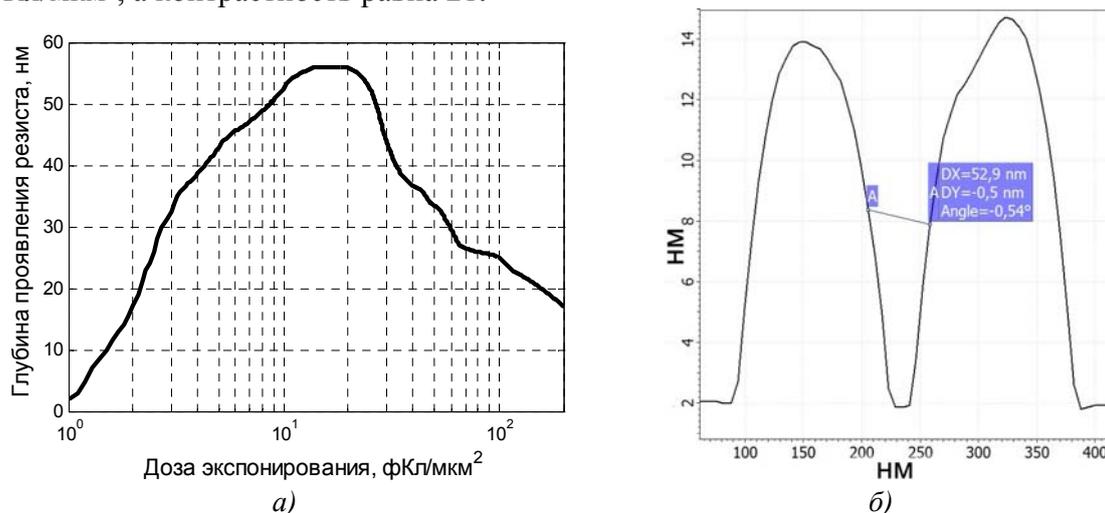


Рис. 1. а) дозовая кривая резиста AR-P 6200.04 при экспонировании фокусированным пучком ионов галлия; б) Профиль микрорельефа пары металлических линий, созданных методом обратной литографии и полученный методом АСМ

Методом обратной литографии с применением резиста AR-P 6200 (растворение резиста осуществлялось в диметилформамиде) созданы протяженные металлические прямые линии. Ширина линий, в зависимости от дозы экспонирования и расстояния между точками воздействия ионного пучка, составила от 60 до 100 нм. Минимальная контролируемая ширина зазора между парными линиями составила менее 50 нм (рис. 1, б).

С применением данной литографической технологии были изготовлены макетные образцы транзисторов с высокой подвижностью электронов с наноразмерным затвором на основе гетероструктур типа AlN/GaN, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Испытания изготовленных образцов приборов с длиной затвора 200 нм показали плотность тока насыщения, равную 938 мА/мм, и удельную крутизну более 220 мСм/мм. Характеристики созданных приборов соответствуют уровню мировой электроники на базе нитридов металлов III группы. Полученные результаты литографии демонстрируют возможность создания различных элементов электронных приборов и схем с топологическим размером от 50 нм с применением безмасочной ионной литографии.

Литература

1. Зайцев А.А., Лаврентьев К.К., Левин Д.Д., Царик К.А. Влияние воздействия фокусированного ионного пучка на свойства полиметилметакрилата при создании наноструктур // Труды 56-й научной конференции МФТИ. Физическая и квантовая электроника. М.: МФТИ, 2013. с. 49–50.
2. Лаврентьев К.К. Особенности формирования наноразмерных элементов нитридной электроники с помощью обратной ионной литографии с применением электронного резиста // Труды 57-й научной конференции МФТИ. Физическая и квантовая электроника. М.: МФТИ, 2014. с. 47–48.

3. Hoole A.C.F., Welland M.E., Broers A.N. Negative PMMA as a high-resolution resist-the limits and possibilities // *Semicond. Sci. and Technol.* 1997. Vol. 12, No. 9. pp. 1166–1170.
4. Moreau W.M. *Semiconductor Lithography: Principles, Practices, and Materials (Microdevices)* / New York.: Plenum Press, 1988. – 952.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА Ми-РЕЗОНАНСНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУР

Барсукова М.Г.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: barsukova@nanolab.phys.msu.ru

Создание наноматериалов с заранее заданными оптическими свойствами является одним из важнейших направлений исследований в области нанофотоники. Известные плазмонные наноструктуры позволяют локализовать электромагнитное поле в малой области пространства, но эффективность их применения ограничена большими потерями на поглощение энергии металлом в диапазоне оптических частот. Для управления светом на наноуровне необходимо качественно новое решение данной задачи. Последние экспериментальные исследования полностью диэлектрических метаматериалов с высоким показателем преломления, обладающих сильным резонансным откликом в видимом диапазоне, открывают новые перспективы исследования и изготовления нанофотонных устройств [1, 2].

Целью настоящей работы является теоретическое изучение возможности создания метаматериалов, совмещающих в себе преимущества полностью диэлектрических структур и магнитных сред. Одним из способов управления оптическими сигналами является приложение магнитного поля [3]. Ожидается, что в области возбуждения резонансов метаповерхности будет наблюдаться усиление магнито-оптического отклика от образца.

В ходе работы был проведен численный расчет для частиц кремния, имеющих форму дисков, с диаметрами 150, 200, 250, 300, 350 нм, и высотами 65 и 120 нм. Для каждого набора геометрических параметров дисков были рассчитаны коэффициенты прохождения и отражения, определены области возбуждения электрических и магнитных Ми-резонансов. Также были проведены расчеты для многослойных структур, состоящих из диэлектрических дисков с ферромагнитным окружением, помещенных в магнитное поле. Для данных структур была рассчитана величина поперечного магнито-оптического эффекта Керра. В качестве метода расчета рассеяния и поглощения излучения объектами произвольной формы был выбран метод конечных разностей во временной области (Finite-difference time-domain method).

Основным результатом работы является исследование величины эффекта усиления магнитооптического отклика образца в зависимости от геометрических параметров системы. Данные результаты могут быть использованы, например, для построения новых видов наноантенн, для передачи оптической информации на субдлинноволновых масштабах.

Литература

1. Shcherbakov, M.R. et al., Enhanced third-harmonic generation in silicon nanoparticles driven by magnetic response, *Nano Lett.*, **14**, 6488 (2014).
2. Staude I., et al., Tailoring Directional Scattering through Magnetic and Electric Resonances in Subwavelength Silicon Nanodisks, *ACS Nano*, **7**, 7824 (2013).
3. Zvezdin A.K., Kotov A.V., *Modern Magneto-optics and magneto-optical materials*, CRC Press, 1997.

РАЗРАБОТКА МЕТОДА СУХОЙ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ЛИТОГРАФИИ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ НАНОСТРУКТУР НА СУЩЕСТВЕННО НЕРОВНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

Жарик Г.А., Дагесян С.А., Галстян А.Г.

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

E-mail: georgezharik@gmail.com

Актуальность темы исследования:

Традиционные методы литографии предполагают использование плоской поверхности в качестве подложки. Это связано с тем, что в подавляющем большинстве случаев нанесение резиста происходит методом центрифугирования: раствор с полимером наносится на подложку и затем раскручивается, при этом растекаясь и формируя пленку однородной толщины. Однако на границе образца или рядом с неровностями на его поверхности толщина резиста значительно меняется в силу краевых эффектов, связанных с поверхностным натяжением жидкого полимера. В статье [1] авторы продемонстрировали возможность термического напыления полимера на подложку и использование его в качестве негативного резиста для литографии. В качестве напыляемого материала использовался низкомолекулярный полистирол с молекулярной массой 1.2 кг/моль.

Таким образом, использование напыляемого низкомолекулярного полистирола позволяет создавать различные структуры на неровных поверхностях методом прямой литографии. Это позволяет проводить модификацию уже имеющихся объектов, например, кантилеверов и других существенно пространственно неоднородных поверхностей, что сильно упрощает создание различных зондов и сенсоров, требующих высокой пространственной локализации.

В случае неровных поверхностей также важным является процесс проявления засвеченной структуры. В традиционной литографии проявление осуществляется в жидком проявителе. Поскольку удаление жидкого проявителя с неровной поверхности осуществляется неравномерно в силу краевых эффектов, это приводит к ее загрязнению. Для решения данной проблемы был предложен метод термического вакуумного проявления, при котором незасвеченные области резиста испарялись в вакууме из-за нагрева. Это позволило ощутимо улучшить чистоту процесса.

Цель работы:

Разработка метода сухой электронно-лучевой литографии для формирования наноструктур в том числе и на существенно неровных поверхностях. В частности, разработка метода напыления, засветки и вакуумного проявления низкомолекулярного полистирола на поверхность кремния, оксида кремния, алюминия и золота.

Создание данным методом золотых электродов на игле кантилевера атомно-силового микроскопа.

Достигнутые результаты:

- разработан метод термического вакуумного напыления низкомолекулярного полистирола на поверхность золота, алюминия, кремния и оксида кремния;

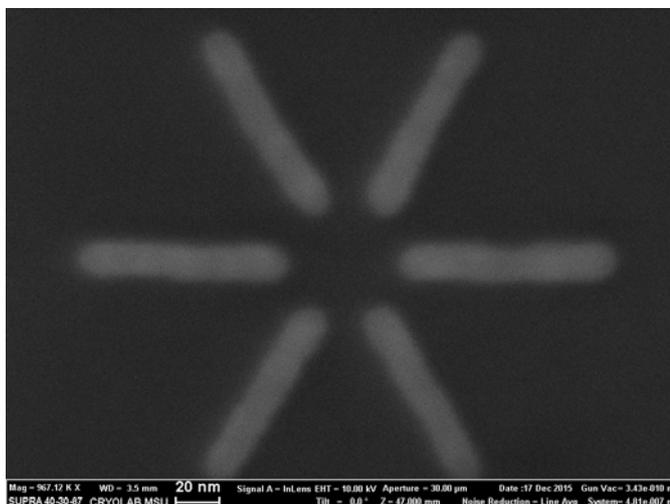


Рис. 1. Золотые электроды, полученные методом сухой литографии. Ширина каждого электрода менее 20 нм.

- подобраны оптимальные параметры для засветки пленки резиста на сканирующем электронном микроскопе;
- разработан метод “сухого” термического вакуумного проявления напыленного резиста;
- с использованием напыляемого резиста получены золотые и кремниевые наноструктуры с характерными размерами менее 20 нм (рис. 1);
- непосредственно на игле кантилевера созданы золотые электроды на расстоянии около 200 нм от вершины иглы.

Литература

1. Zhang J., Con C., Cui B. Electron beam lithography on irregular surfaces using an evaporated resist //ACS nano. 2014. Т. 8. №. 4. С. 3483–3489.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА С КАНАЛОМ-НАНОПРОВОДОМ В КАЧЕСТВЕ СВЕРХЧУВСТВИТЕЛЬНОГО БИОСЕНСОРА

Круглов Д.Д., Божьев И.В., Преснов Д.Е., Крупенин В.А.

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

E-mail: kruglovdmitry@physics.msu.ru

В биологии и медицине часто возникает необходимость детектирования и отслеживания динамики реакций различного рода веществ. В настоящий момент наиболее разработанным методом для подобных исследований является маркерный анализ биомолекул и частиц в жидкостных средах, но в последние десятилетия всё больше работ ведется над созданием универсального диагностического полупроводникового устройства, т.н. «лаборатории на чипе», которое в будущем может стать важным инструментом при изучении биохимических реакций.

Основным элементом устройства является полевой транзистор с полупроводниковым каналом-нанопроводом [5]. Поверхность провода модифицируется в соответствии с требованиями эксперимента для изучения биохимических реакций, происходящих в растворе [2]. Электроды такого транзистора «сток», «исток» и «затвор» подключаются к измерительной установке, определяется оптимальная рабочая точка, напряжения на них фиксируются и измеряются изменения транспортного тока в ответ на внешнее воздействие [3]. Использование в качестве канала длинного, порядка 1 мкм, и тонкого, менее 50 нм, провода позволяет вплотную подойти к теоретически предельным показателям чувствительности. Идея «лаборатории на чипе» состоит в совмещении нескольких по-разному модифицированных нанопроводов для мультиплексного анализа растворов в режиме реального времени [4].

«Лаборатория» отлично показала себя в работе с чистыми «модельными» растворами, но до сих пор не удается обойти ряд проблем, не позволяющих заниматься исследованием многих реальных объектов. В отличие от «моделей», на практике обычно встречаются сложные растворы, в которых трудно фиксировать какие-то конкретные реакции в силу дебаевской экранировки области у поверхности нанопровода, сторонних химических реакций и т.д. Тем не менее, появляется всё больше работ, демонстрирующих потенциал сенсоров, основанных на полевых транзисторах с каналом нанопроводом, как инструмента для решения широкого круга задач [1].

Разработан процесс изготовления биосенсора на основе кремниевых полевых транзисторов с каналом-нанопроводом из материала кремний на изоляторе (КНИ) стандартными для микроэлектроники методами. Такая пластина представляет собой тонкий слой монокристаллического кремния, отделенный от кремниевой подложки слоем диэлектрика (оксида кремния). При помощи оптической и электронной литографии формируется маска будущего устройства, которая переносится в верхний слой кремния с помощью реактивного травления до оксида кремния, затем происходит напыление ме-

таллических контактов. В последней стадии процесса контакты покрываются диэлектриком для изоляции, тем самым оставляя в контакте с окружающей средой только канал-нанопровод — чувствительную часть сенсора, которая в дальнейшем подвергается модификации для работы с биологическими растворами.

Разработана методика измерения вольт-амперных, затворных и шумовых характеристик ПТ с НП, метод определения рабочей точки сенсоров с максимальным отношением сигнала к шуму, а так же проведены измерения изменений pH и детектированию биомолекул в растворе. Предложена конструкция чипов с несколькими чувствительными центрами для исследования возможности их применения для мультиплексного анализа био-объектов.

Литература

1. Ning Gao et al. General Strategy for Biodetection in High Ionic Strength Solutions.
2. Using Transistor-Based Nanoelectronic Sensors // Nano Letters, 2015, 15 (3), pp 2143–2148.
3. Na Lu, Pengfei Dai, Anran Gao, Jari Valiaho, Pasi Kallio, Yuelin Wang, Tie Li. Label-Free and Rapid Electrical Detection of hTSH with CMOSCompatible Silicon Nanowire Transistor Arrays // Appl. Mater. Interfaces 2014, 6, 20378–20384.
4. Marco Curreli, Rui Zhang et al. Real-Time, Label-Free Detection of Biological Entities Using Nanowire-Based FETs // IEEE TRANSACTIONS ON NANOTECHNOLOGY, VOL. 7, NO. 6, NOVEMBER 2008.
5. Patolsky, F., Lieber, C. M. Nanowire nanosensors // Materials Today (2005) 8 (4), 20.
6. M. Omair Noor, Ulrich J. Krull Silicon nanowires as field-effect transducers for biosensor development: A review // Analytica Chimica Acta 825 (2014) 1–25.

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МАТРИЧНОГО ФОТОПРИЕМНИКА НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Полохин А. А.

*ФГАОУ ВПО «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»,
факультет ЭКТ, Зеленоград, Россия
E-mail: a.a.polohin@gmail.com*

На сегодняшний день широкое применяется в различных отраслях оптическое (лазерное) излучение. Это указывает на необходимость создания новых приемников излучения — приборов, контролирующих характеристики оптического излучения даже в экстремальных условиях. Все существующие на данный момент фотоприемники по принципу работы можно разделить на 2 основных типа: фототермические и фотоэлектрические. В фототермических реализуется механизм преобразования оптической энергии в тепловую энергию, а затем в электрическую. Подобным фотоприемникам свойственны такие недостатки, как высокая инерционность (как следствие, низкое быстродействие) и подверженность воздействию внешней среды.

В основе принципа работы фотоприемников второго типа — фотоэлектрических — лежит непосредственное преобразование оптической энергии в электрическую. К таким можно отнести полупроводниковые фотоприемники, которые обладают высоким быстродействием и менее подвержены воздействию внешней среды, чем фототермические приемники.

Основой большинства полупроводниковых фотоприемников, как правило, являются кремний (Si), германий (Ge), арсенид галлия (GaAs). Последние исследования показали, что в качестве полупроводниковых материалов в фотоприемниках также могут использоваться углеродные нанотрубки (УНТ) полупроводникового типа, которые являются прямозонными полупроводниками.

Разработан матричный фотоприемник на основе УНТ, состоящий из 16 чувствительных элементов, выполненных на единой полупроводниковой подложке (Рис. 1а). Каждый чувствительный элемент содержит 10000 чувствительных ячеек, расположенных в виде квадрата 100×100, с расстоянием между ними 5 мкм.

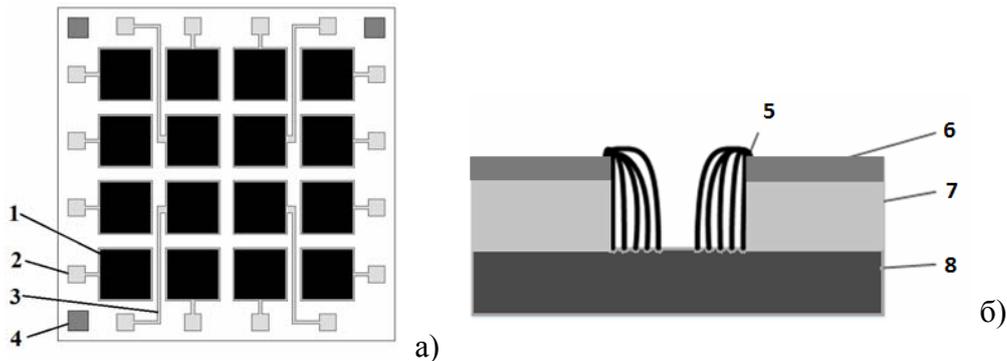


Рис. 1. Топологии матричного фотоприемника на основе массива УНТ (а) и чувствительной ячейки (б). 1 — чувствительный элемент, 2 — контактная площадка чувствительного элемента, 3 — контактная металлизация, 4 — контактное окно кремневой подложки, 5 — углеродные нанотрубки, 6 — верхний слой (металлизация), 7 — оксид кремния (изолятор), 8 — кремневая подложка.

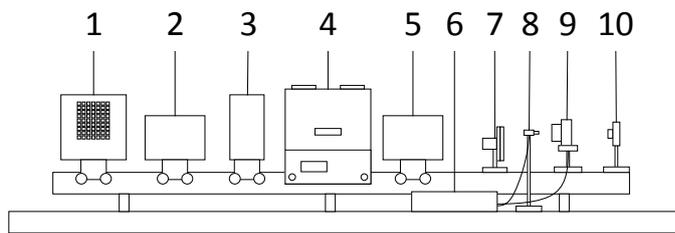


Рис. 2. Экспериментальная установка для исследования оптоэлектронных характеристик.

1 — источник излучения, 2 — входной конденсор, 3 — светофильтры, 4 — монохроматор, 5 — выходной конденсор, 6 — устройство сбора данных, 7 — аттенюатор, 8 — светодиод, 9 — держатель с образцом, 10 — измеритель мощности

Основной топологией чувствительных ячеек является двухэлектродная система, то есть ячейки представляют собой отверстия 10×10 мкм, проходящие через слой металлизации и диэлектрика к монокристаллическому кремнию, от которого массив УНТ прорастает к верхнему слою (Рис. 1б). Основой всей структуры является подложка из монокристаллического кремния. Верхний слой — алюминиевая металлизация. Под металлизацией находится следующий слой — диэлектрический, выполненный из термически окисленного кремния, толщиной 0,5 мкм.

Параметры матричного фотоприемника на основе УНТ, такие как рабочий диапазон длин волн, быстродействие и чувствительность, были исследованы с помощью экспериментальной установки (Рис. 2), основными элементами которой являются монохроматор МДР-41 (ОКБ Спектр, Россия) и устройство сбора данных NI USB-6218 (National Instruments, USA). Процесс исследований был автоматизирован с помощью специально разработанного программного комплекса в среде LabVIEW.

Для исследования рабочего диапазона длин волн были измерены зависимости фотоЭДС всех 16 чувствительных элементов матричного фотоприемника от длины волны падающего излучения в диапазоне от 400 до 8000 нм. На диапазоне 400–1200 нм наблюдалась наибольшая фотоЭДС с пиками в районе 620–670 нм и 900–950 нм.

Для исследования чувствительности матричного фотоприемника на основе УНТ были получены зависимости силы тока, генерируемого каждым из 16 чувствительных элементов фотоприемника, от мощности излучения для 3 длин волн: 640, 800, 950 нм. Полученные зависимости были линеаризованы и чувствительность для заданной длины волны определялась как среднее арифметическое из коэффициентов наклона 16 линейных функций. На длине волны 640 нм чувствительность матричного фотоприемника составила 168 мкА/Вт, 800 нм — 163 мкА/Вт, 950 нм — 88 мкА/Вт. Общая чувствительность матричного фотоприемника на основе УНТ составила 140 мкА/Вт.

Исследование быстродействия матричного фотоприемника на основе УНТ происходило с помощью схемы синхронного измерения сигналов с передатчика и приемника, связанных оптическим каналом. Быстродействие определялось по времени нарастания до 0,9 максимальной амплитуды фотоЭДС на чувствительном элементе, образовавшегося после освещения. Было установлено, что быстродействие матричного фотоприемника на основе УНТ, не превышает 30 мкс.

Матричный фотоприемник на основе УНТ по мере развития и совершенствования технологии должен обеспечить более высокие параметры, чем у ныне существующих полупроводниковых фотоприемников, и сможет применяться для детектирования излучения в промышленных оптических системах, медицинской технике и науке.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВОГО СОСТАВА ТОНКИХ ПЛЁНОК ПОЛИМОРФНОГО КРЕМНИЯ МЕТОДОМ РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Кошевой В.Л.¹, Белорус А.О.², Левицкий В.С.², Пщелко Н.С.¹

¹Нац. мин.-сырьевой униве. “Горный”, С.-Петербург., Россия

²С.-Пб. электротехнический университет “ЛЭТИ”, С.-Петербург, Россия

E-mail: k2446@yandex.ru, top92@mail.com, lev-vladimir@yandex.ru, nikolsp@mail.ru

В результате проведенных в последние годы исследований установлено, что так называемый гидрогенизированный полиморфный кремний (pm-Si:H) — материал, представляющий собой кремниевую аморфную матрицу с небольшой долей (не более 10 – 15%) нанокристаллических включений, характеризуется лучшими фотоэлектрическими свойствами и большей стабильностью электрофизических параметров при длительном освещении межзонным светом по сравнению с аморфным гидрогенизированным кремнием (a-Si:H). Предполагается, что наличие в структуре аморфного кремния нанокристаллов (nc-Si) и наноразмерных кластеров уменьшает степень беспорядка в расположении атомов в материале, приводя к увеличению подвижности носителей заряда, длины их амбиполярной диффузии и к значительному уменьшению плотности состояний дефектов в щели подвижности [1-9].

Пленки аморфного кремния с нанокристаллическими включениями (полиморфный кремний, pm-Si:H) в одном процессе осаждались на стеклянную и кремниевую подложку.

Рамановские спектры регистрировались в геометрии обратного рассеяния при комнатной температуре на спектрометре LabRam HR800, совмещенном с конфокальным микроскопом (производство фирмы Jobin-Yvon Horiba). В качестве источников возбуждения использовались вторая гармоника Nd:YAG-лазера (длина волны излучения 532 нм). Лазерный луч фокусировался в пятно диаметром ~1–2 мкм на поверхности образца. Типичная плотность мощности не превышала 5 кВт/см², чтобы избежать влияния лазерного воздействия на структуру исследуемых объектов.

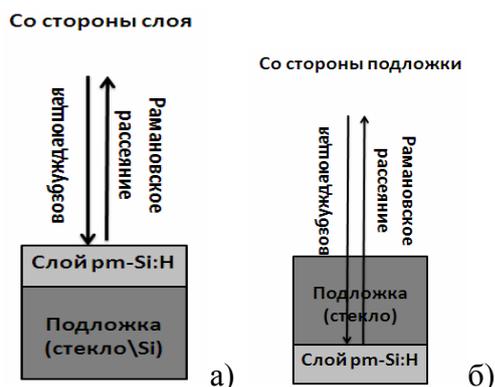


Рис. 1. Методика снятия рамановских спектров: а) со стороны слоя, б) со стороны подложки.

Так же рамановские спектры исследуемых образцов регистрировались как при фокусировке лазерного излучения непосредственно на поверхность пленки, так и при фокусировке лазерного излучения на тыльную сторону пленки через прозрачную стеклянную подложку. На рисунке 1 представлена методика снятия рамановских спектров.

При напылении пленок на интерфейсе с подложкой формируется слой нанокристаллов кремния, диаметром 4-6 нм и фазовым составом, не зависящим от толщины пленки. Увеличение толщины пленки приводит к зарращиванию слоя нанокристаллов кремния полностью аморфной пленкой. Результаты исследования рамановских спектров показывают, что полученные пленки имеют неоднородную структуру. На интерфейсе с подложкой образуются нанокристаллы кремния различного размера. Так же было установлено, что при увеличении давления в реакционной камере при росте плёнок происходит уменьшение размеров кристаллов. Увеличение мощности разряда в плазме приводит к увеличению размеров получаемых нанокристаллов. Увеличение разбавления водородом при процессе роста плёнок полиморфного кремния приводит к увеличению размеров нанокристаллов в плёнке.

Литература

1. Хенкин М.В., Емельянов А.В., и др. Физика и техника полупроводников, 2013, том 47, вып. 9
2. Костров Н.Е., Емельянов А.В., Петрова Н.Н. “ Особенности структуры и дефектных состояний в пленках полиморфного гидрогенизированного кремния” М.: Физфак МГУ.
3. Vink R.L.C., Barkema G.T., et al // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 63. P. 115210-1-115210-6.
4. Li Zh., Li W., Jiang Ya, Cai H., Gong Yu., He J. // J. Raman Spectrosc. 2011. Vol. 42. P. 415-421.
5. Е.В. Астрова, Г.В. Ли, и др. // Журнал технической физики, 2015, том 85, вып. 4.
6. Maley N., Beeman D., Lannin J. S. // Phys. Rev. B. 1988. Vol. 38. P. 10611-10622.
7. Н. Richter, Z.P. Wang, L. Ley. // Solid State Commun. 39, 625 (1981).
8. Н. Campbel, P.M. Fauchet // Solid State Commun. 58(10), p. 739 (1984).
9. Левицкий В.С. // Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ». – 2013. – № 3. –С. 3-8.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРЫ МАТРИЦ-НОСИТЕЛЕЙ ДЛЯ
ЛОКАЛЬНОЙ ДОСТАВКИ ЛЕКАРСТВ НА ОСНОВЕ ПОРОШКОВ ПОРИСТОГО
КРЕМНИЯ МЕТОДОМ КАПИЛЛЯРНОЙ КОНДЕНСАЦИИ

Белорус А.О., Кошевой В.Л., Спивак Ю.М., Мошников В.А.

«ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина) (СПбГЭТУ), Санкт-Петербург, Россия

E-mail: top92@mail.com, venia.koshevoi.eltech@gmail.com,

ymkanageeva@yandex.ru, vamoshnikov@mail.ru

Пористый кремний (por-Si) и порошки на его основе являются одним из наиболее перспективных современных материалов в медицине (целевая доставка лекарственных средств, импланты, фотодинамическая терапия, биосенсоры, и т.д.) [1–5]. Для наноконтейнеров чрезвычайно важными факторами являются геометрические характеристики и свойства поверхности пористого материала. Необходимы соответствующие методы исследования для контроля геометрических характеристик пористого кремния и исследования механизмов взаимодействия с различными веществами (условия адсорбции / десорбции, селективность, введение одной или нескольких молекул лекарств, степени заполнения и т.д.) [5–9].

Адсорбционные методы исследования можно назвать наиболее распространенным способом анализа пористой структуры материала. Одним из приборов для исследования адсорбционными динамическими методиками является устройство «СорбиМС», используемое в этой работе. Преимущество метода заключается в возможности проведения измерения образца без разрушения, без использования токсичных веществ.

В этой работе исследование порошков пористого кремния (PSP), полученных методом электрохимического травления монокристаллического кремния n-Si(111) с величиной удельного сопротивления 4,5 Ом·см, проводилось с использованием методов адсорбции газа и капиллярной конденсации.

Порошки por-Si были получены в однокамерной электрохимической ячейке в водном растворе смеси плавиковой кислоты и изопропанола с добавлением перекиси водорода⁷. Выбор технологических условий (плотность тока анодирования $j = 70 \text{ mA/cm}^2$, время анодирования $t = 20 \text{ мин.}$) обусловлен необходимостью получения мезопор и макропор.

Перед началом измерений образцы подвергались термообработке с помощью станции SorbiPrep. Пробу PSP взвешивали на аналитических весах (CE124-C, Сартосом) перед измерением. После процесса дегазации проводилось повторное взвешивание. Далее, ампулу с исследуемым образцом загружали в адсорбер. Подбор температурных параметров воздействия влияет на точность определения удельной площади поверхности образца.

Если примеси или конденсированная вода из атмосферы окружающей среды остаются на поверхности, то экспериментально определяется величина удельной поверхности меньше, чем должна быть.

С другой стороны, условия термической обработки (в частности, температура) не должна изменять структуру пористого кремния. Известно, что температура обработки выше 450–500 °С в некоторых типах пористого кремния может привести к коалесцен-

ции пор. Эффективные условия дегазации могут изменяться в зависимости от состава материала и геометрических свойств (размер пор, их форма канала, пористости и т.д.).

Таким образом, в данной работе, было выявлено, что с увеличением температуры термообработки (в диапазоне от 100 до 450 °С), при одинаковом временном промежутке для каждого измерения, уменьшается масса образца (увеличивается удельная площадь поверхности). Временной режим термообработки был выбран из диапазона от 10 до 90 мин (приборный диапазон ограничения) и показал, что со значения 30 мин дальнейшее увеличение не ведет к критическому увеличению удельной площади поверхности. Поэтому для процесса измерения удельной площади поверхности оптимальным значением параметра времени термopодготовки было выбрано значение 30 мин.

С увеличением температуры отжига может наблюдаться спад удельной площади поверхности из-за коалесценции пор и изменении внутренней структуры образца. Так как в данной работе термотренировка образцов проводилась в атмосфере инертного газа He, то влияние процесса окисления (оксидирования) пористого кремния при измерениях не ожидается. Тем не менее, при экспонировании образцов на воздухе (например, при взвешивании порошков), процессы окисления могут проявляться значительно из-за высокой площади поверхности образца, а значит и его высокой химической активности, при этом масса образца будет увеличиваться.

Из анализа зависимости изменения массы образца и удельной площади поверхности от температуры термообработки (при продолжительности отжига 90 мин) было выявлено, что в данном интервале температур заметных изменений в пористой структуре не происходит. Таким образом, для измерения распределения пор по размерам с помощью метода капиллярной конденсации было установлено следующее значение температуры термообработки, равное 450 °С.

Работа выполнялась в рамках проектной части госзадания Минобрнауки РФ № 16.2112.2014/К по теме «Получение и исследование пористых систем, функционализированных наноматериалами, применений в фотонике, сенсорике и медицине».

Литература

1. A.S. Lenshin, V et al, *Materials Chemistry and Physics*, **135**, pp. 293–297, (2012).
2. W. Xu, J. Riikonen, V.-P. Lehto, *International J. of Pharmaceutics*, **453**, pp. 181–197, (2013)/
3. E. J. Anglin, L.ë. Cheng, W. R. Freeman, *Adv Drug Deliv Rev.*, **60**, pp. 1–32, (2008).
4. S. Dhanekar, S. Jain, J. M. Islamia, etc., *Biosensors and Bioelectronics*, **41**, pp. 54–64, (2013).
5. T. J. Barnes, L. J. Karyn, C. A. Prestidge, *Therapeutic Delivery*, **4**, pp. 811–823, (2013).
6. А.О. Белорус, *Молодой ученый*, **8**, с. 69–74, (2013).
7. А.О. Белорус, Е.В. Мараева, Ю.М. Спивак, *Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ»*, **2**, с. 11–14, (2015).
8. А.О. Belorus, et al. *Journal of Physics: Conference Series*, **586**, pp. 012017, (2015).
9. Yu.M. Spivak, E.V. Maraeva, A.O. Belorus, A.V. Molchanova, N.R. Nigmatzyanova, *Smart Nanocomsite*, **4**, pp. 115, (2014).

ФОРМИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ОДНОМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА В КОЛЛОИДНОМ РАСТВОРЕ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdSe/ZnS

Колобов А.В., Тихонов И.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
toshakolobov@gmail.com

В работе были проведены теоретические и экспериментальные исследования нелинейных оптических свойств динамических фотонных кристаллов. Одномерный динамический фотонный кристалл был образован посредством периодического пространственного изменения диэлектрической проницаемости полупроводниковых коллоидных квантовых точек (КТ) CdSe/ZnS, в наведенном интерференционном поле двух пикосекундных лазерных импульсов.

При однофотонном резонансном возбуждении основного разрешенного экситонного перехода $1S_{h3/2}-1S_e$ в КТ (рис. 1а) 35-ти пикосекундными импульсами второй гармоники Nd³⁺:YAG лазера (2,33 эВ), два мощных пересекающихся лазерных луча в поглощающей нелинейной среде формируют одномерный динамический фотонный кристалл

ввиду периодической модуляции преломления и/или поглощения (рис. 1б). Для осуществления резонансного возбуждения экситонов были выбраны КТ, с заранее измеренными спектрами поглощения (рис. 1а). Используя экспериментальную установку, показанную на рис. 2, два сфокусированных луча второй гармоники лазера ($\lambda = 532$ нм) с одинаковой интенсивностью (I_1, I_2) создавали одномерный динамический фотонный

кристалл в коллоидных КТ CdSe/ZnS, с рассчитанным периодом: $\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}}$. Был произведен расчет распределения интенсивности излучения в объеме раствора квантовых точек, образовавшегося в результате интерференции лазерных лучей и формирующего динамический фотонный кристалл (рис. 1в).

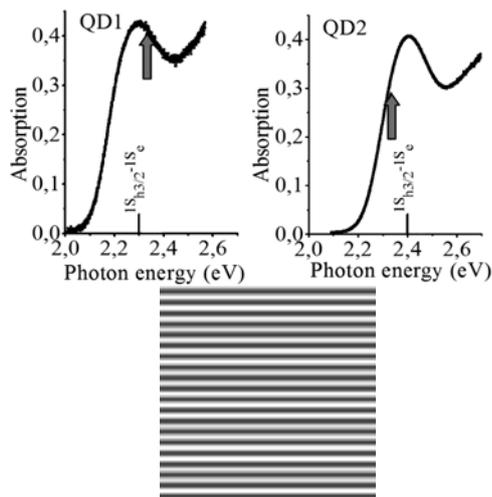


Рис. 1. а. — спектры поглощения двух образцов коллоидных КТ CdSe/ZnS. Стрелками показана энергия второй гармоники лазера Nd³⁺:YAG; б. — Распределение интенсивности создающее одномерный фотонный кристалл (светлые полосы — максимальная интенсивность).

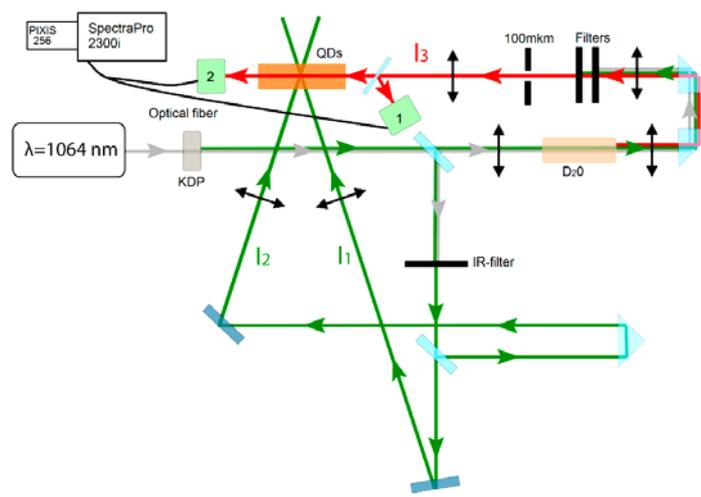


Рис. 2. экспериментальная установка накачки и зондирования одномерного фотонного кристалла.

Формирование смоделированного динамического фотонного кристалла было подтверждено появлением самодифрагированных лучей, распространяющихся под рассчитанными углами

$\phi_m = \arcsin[(2m + 1) \sin(\theta/2)]$, где m — порядок дифракции, θ — угол между взаимодействующими лучами.

Третий луч I_3 на основной частоте лазера проходил через тяжёлую воду (D₂O) и генерировал пикосекундный континуум (широкополосное излучение пикосекундной длительности), который использовался в качестве зондирующего излучения. Оптическая схема с диафрагмой размером 100×100 мкм использовалась для уменьшения размера пятна зондирующего излучения. Спектры излучения пикосекундного континуума, падающего и прошедшего через динамический фотонный кристалл, были измерены с помощью спектрометра SpectraPro®2300i в сочетании с чувствительной CCD-камерой.

Предварительные результаты расчетов и экспериментов позволяют сделать вывод о формировании динамической стоп-зоны на длине волны: $\lambda_{ст-з} = \frac{\lambda_{ex}}{\sin \frac{\theta}{2}}$ (где λ_{ex} — длина волны возбуждения, n — показатель преломления); и о возможности экспериментального обнаружения динамической стоп-зоны.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 14–02–00305-а).

Литература

1. V.S. Dneprovskii, M.V. Kozlova, A.M. Smirnov, *Quantum Electronics* **43**, 927–930 (2013).
2. V.S. Dneprovskii, A.R. Kanev, M.V. Kozlova, and A.M Smirnov, *Proceedings of SPIE* **9136**, 9136Y-1 – 9136Y-6 (2014).
3. Smirnov A.M., Tikhonov I.V., Mantsevich V.N., Dneprovskii V.S., *JETP Letters* **102**, 212–216 (2015).

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Председатель
проф.. Жуковский Владимир Чеславович

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОЕМКОСТЬ СВОБОДНОГО ГРАФЕНА

Хабибулаева А.М., Рустамова Д.М.

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия

E-mail: mgm20001942@mail.ru

Необычные проявления в графене таких явлений, как квантовый эффект Холла, оптическое поглощение, клейновское туннелирование и т.д. делают этот материал перспективным для современной наноэлектроники.

Мы рассматриваем в рамках простой модели квантовую емкость графена. Использован подход, основанный на модельном гамильтониане Андерсона [1]. Одночастичная функция Грина электронов здесь записывается в виде

$$G_k^{-1}(\varepsilon) = G_0^{-1}(\varepsilon) - V_b v_F \hbar |k|, \quad (1)$$

где V_b — зонный индекс, v_F — скорость Ферми электронов графена.

Из формулы (1) можно получить выражение для плотности состояния графена

$$\rho(\varepsilon) = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \sum_{k, V_b = \pm 1} G_k(\varepsilon) = \frac{\Gamma_c S}{2\pi^2 v_F^2 \hbar^2} \ln \frac{(\xi^2 + \Gamma_c^2 - \bar{\varepsilon}^2) + 4\Gamma_c^2 \bar{\varepsilon}^2}{(\Gamma_c^2 + \bar{\varepsilon}^2)}, \quad (2)$$
$$+ \frac{S \bar{\varepsilon}}{\pi^2 v_F^2 \hbar^2} \left(\operatorname{arctg} \frac{\xi^2 + \Gamma_c^2 - \bar{\varepsilon}^2}{2\Gamma_c \bar{\varepsilon}} - \operatorname{arctg} \frac{\Gamma_c^2 - \bar{\varepsilon}^2}{2\Gamma_c \bar{\varepsilon}} \right)$$

где $\bar{\varepsilon} = \varepsilon - \Lambda(\varepsilon)$, ξ — энергетический параметр порядка ширины зоны графена ($\xi \sim t$, где t — матричный элемент перехода электрона на ближайшие соседние атомы).

$$\text{Квантовая емкость определяется формулой } C = -e^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} \rho(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3)$$

где $f(\varepsilon) = \left\{ \exp \left[\frac{\varepsilon - \mu}{kT} \right] + 1 \right\}^{-1}$ — функция распределения Ферми-Дирака, μ — химический потенциал.

$$\text{Действительно, по определению } C = \frac{dq}{d\varphi} = e \frac{dq}{d\mu} = e^2 \frac{d}{d\mu} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\varepsilon - \mu) \rho(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (4)$$

откуда с учетом того, что $\frac{df}{d\mu} = -\frac{df}{d\varepsilon}$ получаем выражение для емкости графена.

В предельном случае низких температур интеграл в (3) можно рассчитать аналитически. В этом случае подынтегральное выражение в (3) существенно отлично от нуля лишь в окрестности точки $\varepsilon = \mu$. Следовательно, можно использовать разложение $\rho(\varepsilon) = \rho(\mu) + \rho'(\mu)(\varepsilon - \mu)$, что даст $C = e^2 \rho(\mu)$. Следовательно, при низких температурах, когда $kT \ll \mu$, квантовая емкость определяется плотностью состояний графена.

На рис.1. показаны зависимости емкости свободного графена от химического потенциала при различных значениях температуры. Из рисунка видно, что для больших значений химического потенциала температурная зависимость емкости графена

очень слабая. Наиболее существенная зависимость емкости от температуры наблюдается при низких концентрациях. Это может быть объяснено тем, что при температурах $kT \sim \varepsilon_F$ практически все носители могут эффективно покидать свои состояния и переходить в состояния с большей энергией и с другой плотностью состояний.

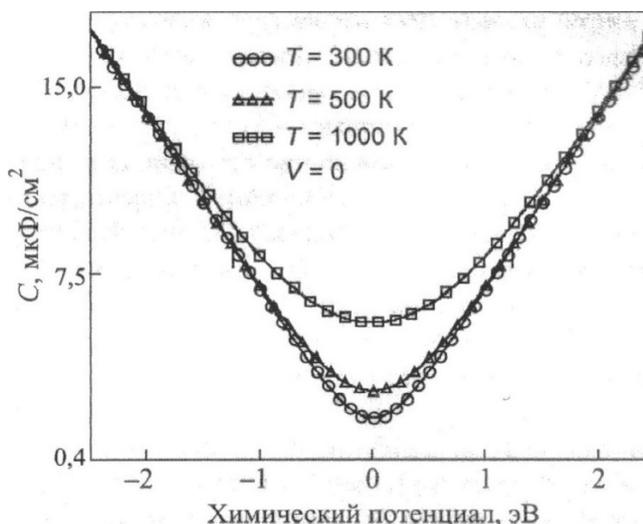


Рис. 1. Зависимость квантовой емкости свободного графена от химического потенциала при различных значениях температуры

Литература

1. Фальковский Л.А. // УФН. 2008. 178. 923;
2. Katsnelson M.I., Novoselov K.S., Geim A.K. // Nature Phys. 2006. 2. 9;
3. Давыдов С.Ю. Теория адсорбции: метод модельных гамильтонианов // СПб.: изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2013

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ «НАЗАД» УСКОРЕННЫХ ИОНОВ ПРИ ПОТЕРЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВХ СРЕД

Иванова И.А.

Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

E-mail: kaminskaya_ira@rambler.ru

Abstract—The problem of the transition radiation of multicharged ions at the interface between two media and in a thin plate under the charge-exchange conditions has been solved.

Our analysis shows that the processes of charge exchange of multicharged ions in the medium result in a significant increase in the yield of transition radiation, which is clearly seen in Fig. 1. This is physically due to the appearance of an additional contribution to the yield from radiation of electrons that are picked up or lost by the multicharged ion in the medium.

Narrow maxima in backward X-ray radiation at angles close to $\pi/2$ (the total external reflection) can be used to create new directional broadband sources of X-ray radiation.

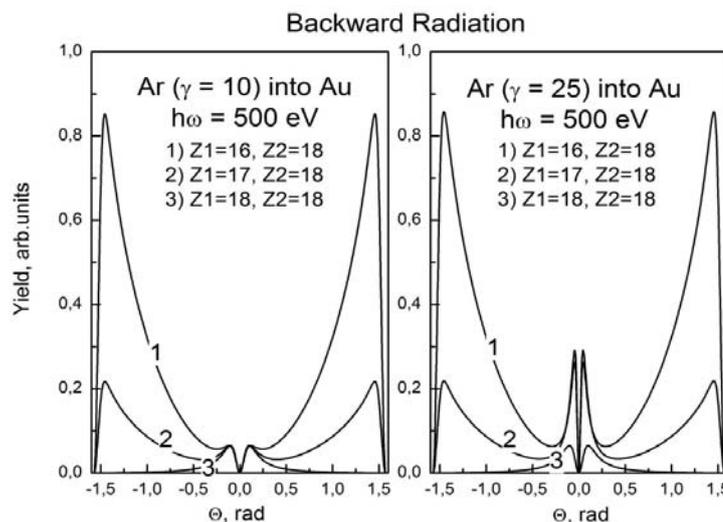


Рис. 1. Угловое распределение выхода излучения «назад» в диапазоне вакуумного ультрафиолета ионов аргона различных энергий в толстой золотой пластинке

Работа поддержана грантом Южного федерального университета (проект №213.01.-07.2014/13 ПЧВГ).

Литература

1. V.L. Ginzburg and I. M. Frank, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **16**, 15 (1946).
2. V.S. Malyshevsky, Phys. Lett. A **372**, 2133 (2008).
3. V.S. Malyshevsky, Tech. Phys. Lett. **40**, 320 (2014).

ГИГАНТСКОЕ МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА

Мусаев Г.М., Магомедов Б.М.

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия

E-mail: mgm20001942@mail.ru

Мы проводим теоретическое исследование магнетосопротивления (МС) гетероструктуры, состоящей из параллельно соединённых эпитаксиального графена (ЭГ) и графена на диэлектрике. Исследуемый графен расположен на металлической и диэлектрической подложках, между электродами имеется продольное электрическое поле, а перпендикулярно плоскости графена внешнее магнитное поле. Для исследования такой системы использованы простейшая теория Друде без учёта квантования Ландау.

Здесь мы рассматриваем два канала электронного транспорта: ЭГ на металле (канал 1) и графен на SiO₂ (канал 2).

Полный ток через систему будет равен $j = (\sigma_1 + \sigma_2)E$. Для проводимости используем выражение теории Друде

$$\sigma = e^2 \left[v_F^2 \tau \rho(\varepsilon) \right]_{\varepsilon = \varepsilon_F} \quad (1),$$

где $\rho(\varepsilon)$ – плотность состояний, τ – время рассеяния, v_F – скорость ферми электронов. Плотность состояний свободного графена $\rho(\varepsilon) = |\varepsilon| / \pi v_F^2 \hbar$ исчезает при $\varepsilon = 0$, что согласно (1) даёт нулевую проводимость. Но известно, что графен обладает минимальной проводимостью $\sigma_0 \sim e^2 / \hbar$ даже при нулевой концентрации носителей. Однако нас не интересует это фундаментальное следствие релятивистской квантовой механики, и пользуемся простой формулой Друде (1). Концентрацию электронов считаем отличной от нуля.

Для канала 2 имеем $\tau_2 = \hbar \gamma^{-1}$, где γ – есть некоторая энергия рассеяния, вызванная внутренними столкновительными процессами (рассеяние на колебаниях решетки, на примесях, на дефектах ит.д.). Для плотности состояний, приходящейся на один атом графена, получаем

$$\rho_2 = \frac{\gamma}{2\pi\xi^2} \ln \frac{(\xi^2 + \gamma^2 - \varepsilon_F^2)^2 + 4\gamma^2 \varepsilon_F^2}{(\gamma^2 + \varepsilon_F^2)^2} + \frac{\varepsilon_F}{\pi\xi^2} \left(\arctg \frac{\xi^2 + \gamma^2 - \varepsilon_F^2}{2\gamma\varepsilon_F} - \arctg \frac{\gamma^2 - \varepsilon_F^2}{2\gamma\varepsilon_F} \right) \quad (2)$$

Тогда $\sigma_2 = e^2 \hbar v_F^2 \rho_2 (|\varepsilon_F| / \gamma)$. Проводимость канала 1 соответствует проводимости ЭГ на металлической подложке. Исследованию этого вопроса в модели Давыдова [1] посвящён ряд работ [2,3], из которых ясно, что проводимость ЭГ на металле намного меньше, чем проводимость графена на диэлектрике. Это обусловлено тем, что ЭГ образует с металлической подложкой химическую связь, что является дополнительным источником рассеяния электронов.

В присутствии поперечного магнитного поля проводимость представляет собой тензор $\sigma_i = \begin{pmatrix} \sigma_{ixx} & \sigma_{ixy} \\ \sigma_{iyx} & \sigma_{iyy} \end{pmatrix}$, где $i = 1, 2$ – номер канала.

Для двумерного нерелятивистского газа теория Друде дает:

$$\sigma_{ixx} = \sigma_{iyy} = \frac{n_i e^2 \tau_i}{m_i} \frac{1}{1 + \frac{e^2 H^2 \tau_i^2}{m_i^2 c^2}} \quad (3)$$

$$\sigma_{ixy} = -\sigma_{iyx} = \frac{n_i e^2 \tau_i}{m_i} \frac{1}{1 + \frac{e^2 H^2 \tau_i^2}{m_i^2 c^2}} \frac{eH \tau_i}{m_i c} \quad (4),$$

где n_i – концентрация носителей, m_i – эффективная масса носителей.

Мы в данной работе оцениваем максимально возможные значение магниторезистивного эффекта, полагая выполнение условия $\alpha_H \sigma_1 / n_i, \frac{\alpha_H \sigma_2}{n_2} \gg 1$. При выполнении этих условий мы получаем

$$\rho_{xx}(H) \approx \frac{n_1^2 \sigma_2 + n_2^2 \sigma_1}{\sigma_1 \sigma_2 (n_1 + n_2)} \quad (5)$$

$$\rho_{xy}(H) \approx \frac{-H}{(n_1 + n_2)} \quad (6)$$

Если выполняется условие $n_1^2 \sigma_2 \gg n_2^2 \sigma_1$, то имеем

$$\rho_{xx}(H) \approx \frac{n_1^2}{\sigma_1 (n_1 + n_2)^2} \quad (7)$$

Магниторезистивный эффект определяется величиной МС (магнетосопротивления).

$$MR = \frac{\rho_{xx}(H) - \rho_{xx}(H=0)}{\rho_{xx}(H=0)} \quad (8)$$

В нашем случае имеем

$$MR_{max} = \frac{\sigma_2 n_1^2}{\sigma_1 (n_1 + n_2)^2} - 1 \approx \frac{\sigma_2^2 n_1^2}{\sigma_1 (n_1 + n_2)^2} \quad (9)$$

Отсюда видно, что при $\sigma_2 \gg \sigma_1$, $MR \gg 1$. Если считать $n_1 = n_2$ и положить $\sigma_2 = 100\sigma_1$, то получаем, что MR может достигнуть 10000%.

Литература

1. Давыдов С.Ю. // ФТП. 2011. Т.45. В.5. с. 629 – 633.
2. Алисултанов З.З. Камилов И.К. // ФТП. 2014. Т. 56(4). с. 84
3. Ripka P., Tarosek M. // IEEE Sensors I. 2010. V 10, p. 1108.

ДВУНАПРАВЛЕННАЯ КВАНТОВАЯ ТЕЛЕПОРТАЦИЯ НА ОДИНОЧНОМ СОСТОЯНИИ БЕЛЛА

Попов А.А.^{1,2}, Киктенко Е.О.^{1,2,3}, Фёдоров А.К.^{2,4,5}

¹ МГТУ имени Н.Э. Баумана, Москва, Россия

² ООО «ДЕФАН», Сколково, Москва, Россия

³ ЦГИ ИФЗ РАН, Троицк, Московская область, Россия

⁴ Российский Квантовый Центр, Сколково, Москва, Россия

⁵ НЦНИ, университет Париж-юг, университет Париж-сакле, Орсе, Франция

E-mail: sankreol@gmail.com

Квантовая телепортация [1] играет важную роль в современных квантовых информационных технологиях. Она представляет собой ключевой строительный блок в протоколах квантовой коммуникации и системах квантовых вычислений.

Важной характеристикой квантовой телепортации является так называемая точность воспроизведения при телепортации (teleportation fidelity) [4], которая характеризует степень совпадения состояния, полученного в результате телепортации, и исходного состояния, усреднённого по всем возможным чистым исходным состояниям:

$$F(E) = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \langle \psi_{\theta,\phi} | E [| \psi_{\theta,\phi} \rangle \langle \psi_{\theta,\phi} |] | \psi_{\theta,\phi} \rangle \sin \theta$$

где $| \psi_{\theta,\phi} \rangle$ представляет собой стандартную параметризацию чистого состояния кубита на сфере Блоха:

$$| \psi_{\theta,\phi} \rangle = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) | 0 \rangle + e^{i\phi} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) | 1 \rangle$$

а $E[\rho]$ обозначает действие квантового канала, соответствующего телепортации, на исходное состояние, описываемое матрицей плотности ρ . Для идеальной телепортации $F(E) = 1$. Используя только классическую коммуникацию, можно восстановить кубит с ограниченной точностью $F_{class} = 2/3$ [5].

Стандартный протокол телепортации [1] предназначен для передачи состояния только в одном направлении (от Алисы к Бобу). Однако, сложные задачи квантовой информатики могут потребовать передачи состояний между обеими сторонами. Прямым способом для двунаправленной квантовой телепортации является использование двух квантовых телепортаций с двумя белловскими состояниями: от Алисы к Бобу и наоборот.

Вопрос о ином способе двунаправленной телепортации (вместе с первым протоколом для телепортации непрерывных переменных) был впервые рассмотрен в работе [6]. Позже был предложен ряд альтернативных подходов к двунаправленной квантовой телепортации, основанных на n -кубитных запутанных состояниях с $n > 4$ и состояниях Гринберга–Хорна–Цайлингера (например, [2]). Важно отметить, что уровень контроля над единственным белловским состоянием в современных экспериментальных технологиях гораздо выше, чем над более сложными запутанными состояниями. Поэтому вопрос о двунаправленной телепортации с минимальным числом состояний Белла представляется особенно актуальным.

В настоящей работе [3] мы предлагаем двунаправленную версию стандартного однокубитного протокола телепортации с использованием одиночного белловского состояния (рис. 1). Платой за экономное использование квантовой запутанности оказывается то, что передача состояния становится несовершенной, т.е. точность воспроизведения (в обоих направлениях) становится меньше единицы. Мы изучили три схемы для реализации двунаправленной квантовой телепортации с одним белловским состоянием и вспомогательными квантовыми двухуровневыми системами (триггерными кубитами), чьи первоначальные состояния контролируют рабочий процесс схем. В первую очередь рассмотрена схема, действие сторон регулируется двумя независимыми триггерными кубитами. Во второй схеме используется общий триггерный кубит для обеих сторон. Третья схема рассмотрена как смесь первой и второй схем. Проанализирована точность воспроизведения для всех схем и обнаружено, что существует режим, при котором данная величина превосходит $F_{class} = 2/3$. Получен минимальный объем корреляций между триггерными кубитами, необходимый для преодоления значения F_{class} . Наконец, рассчитан объем квантовой запутанности, который может быть симметрично передан между сторонами в наших протоколах.

Работа выполняется при поддержке ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы» (2015-14-582-0061-1491, соглашение 14.579.21.0104).

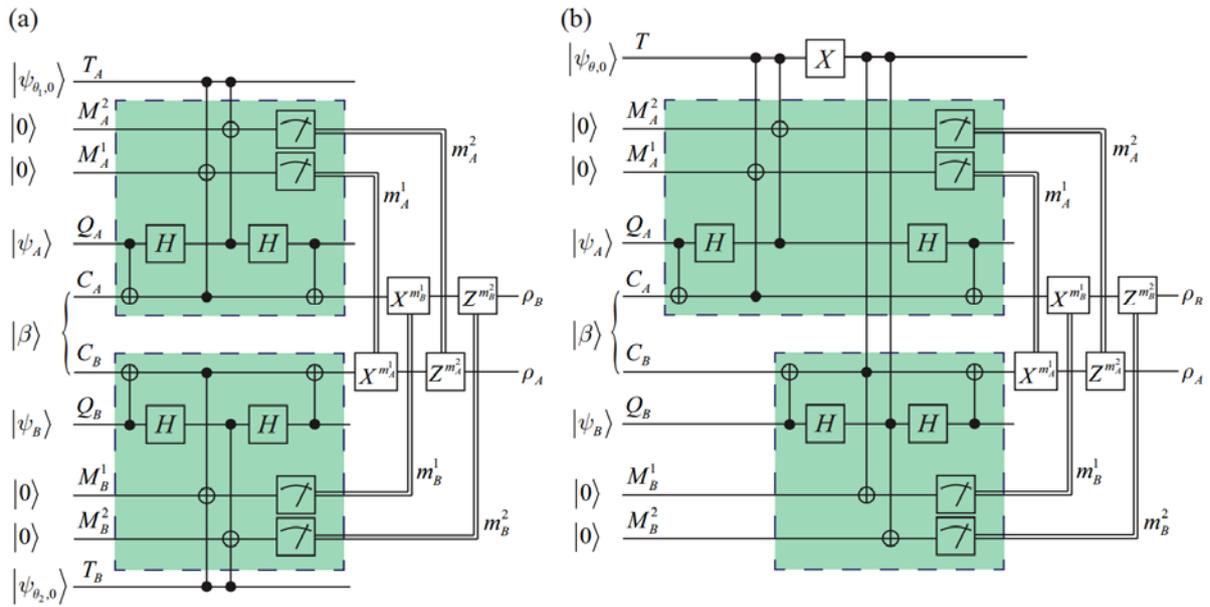


Рис. 1. Схемы двух предложенных протоколов: (а) с двумя независимыми триггерными кубитами и (б) с одним общим триггерным кубитом. Выделенные области на схемах выполняют функцию непрямого белловского измерения, управляемого триггерными кубитами

Литература

1. Bennett C.H., et al. Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 1895.
2. Chen Y. Bidirectional Controlled Quantum Teleportation by Using Five-Qubit Entangled State // Int. J. Theor. Phys. 2014. V. 53. P. 1454.
3. Kiktenko E.O., et al. Bidirectional imperfect quantum teleportation with a single Bell state // arXiv:1602.01420. 2016.
4. Massar S., Popescu S. Optimal Extraction of Information from Finite Quantum Ensembles // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 1259.
5. Oh S., et al. Fidelity of quantum teleportation through noisy channels // Phys. Rev. A 2002. V. 66. 022316.
6. Vaidman L. Teleportation of quantum states // Phys. Rev. A 1994. V. 49. P. 1473

**СТРУКТУРА КВАНТОВЫХ ПОПРАВК N=1 СКЭД,
РЕГУЛЯРИЗОВАННОЙ С ПОМОЩЬЮ РАЗМЕРНОЙ РЕДУКЦИИ**

Алешин С.С.

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

E-mail: aless2001@mail.ru

Мы рассматриваем N=1 СКЭД (суперсимметричную квантовую электродинамику) с N_f ароматами, действие которой в безмассовом пределе в терминах суперполей имеет вид

$$S = \frac{1}{4e_0^2} \text{Re} \int d^4x d^2\theta W^a W_a + \sum_{i=1}^{N_f} \frac{1}{4} \int d^4x d^4\theta (\phi_i^* e^{2V} \phi_i + \tilde{\phi}_i^* e^{-2V} \tilde{\phi}_i). \quad (1)$$

Известно, что в такой теории перенормировки константы связи и суперполей материи связаны точной НШВЗ β -функцией:

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

Данное свойство ренормгрупповых функций впервые было обнаружено в связи с исследованиями структуры инстантонного вкладов в эффективное действие [1,2]. Яв-

ное построение доказательства НШВЗ соотношения во всех петлях [3] для $N=1$ СКЭД с N_f ароматами, регуляризованной высшими производными, стало возможным после обнаружения факторизации петлевых интегралов, определяющих β -функцию, в интегралы от двойных полных производных в импульсном пространстве. Также было получено предписание [4,5], позволяющее получить НШВЗ соотношение $N=1$ СКЭД с N_f ароматами, регуляризованной высшими производными, для ренормгрупповых функций, определенных в терминах перенормированных констант связи.

Так как наиболее распространенной регуляризацией при вычислениях в суперсимметричных теориях является размерная редукция (DRED), то важным является вопрос о причинах возникновения НШВЗ соотношения на уровне петлевых вычислений с использованием DRED. Размерная редукция является модификацией метода размерной регуляризации, явно нарушающей суперсимметрию. Тем не менее, известно, что DRED математически противоречива на языке суперполей [6], причем противоречивость может быть устранена только путем потери явной суперсимметрии [7]. Однако такая модифицированная формулировка DRED все же нарушает инвариантность суперсимметричных тождеств Уорда в высших порядках теории возмущений.

Нами было показано [8], что трехпетлевые схемно зависимые вклады в β -функцию $N=1$ СКЭД с N_f ароматами, имеют следующую структуру

$$\begin{aligned} \Gamma_V^{(2)} - S_{gf}^{(2)} = & -\frac{1}{16\pi} \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} d^4 \theta V(-p, \theta) \partial^2 \Pi_{1/2} V(p, \theta) \cdot \\ & \left[\alpha_0^{-1} + 8\pi N_f \Lambda^\varepsilon \int \frac{d^d q}{(2\pi)^d} \frac{1}{q^2(q+p)^2} - 8\pi N_f \Lambda^\varepsilon \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} \int \frac{d^d q}{(2\pi)^d} \frac{1}{q^2(q+p)^2} (\ln G)_{1\text{-петля}} - \right. \\ & - 8\pi N_f \Lambda^\varepsilon \frac{2\varepsilon}{1-3\varepsilon/2} \int \frac{d^d q}{(2\pi)^d} \frac{1}{q^2(q+p)^2} (\ln G)_{2\text{-петля}, N_f} \\ & \left. + \text{конечные слагаемые} + O(N_f \alpha_0^2) + O(\alpha_0^3) \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

Поэтому аналогом интеграла

$$\int \frac{d^d q}{(2\pi)^4} \delta^4(q), \quad (4)$$

появляющегося после вычисления интеграла от двойной полной производной в случае использования регуляризации высшими производными в пределе нулевого внешнего импульса является выражение

$$\frac{1}{2\pi^2} \Lambda^\varepsilon \cdot \frac{(L-1)\varepsilon}{1-L\varepsilon/2} \int \frac{d^d q}{(2\pi)^d} \frac{1}{q^2(q+p)^2}, \quad (5)$$

где L — число петель.

Также было проверено, что полная трехпетлевая β -функцию $N=1$ СКЭД с N_f ароматами для \overline{DR} -схемы, совпадает с ренормгрупповой функцией, полученной в работе [9], в которой структуры, аналогичные интегралам от δ -функций, не исследовались.

Литература

1. V. Novikov, M. Shifman, A. Vainshtein, V. Zakharov, Nucl. Phys. B **229** (1983) 381.
2. M.A. Shifman, A.I. Vainshtein, V.I. Zakharov, Phys. Lett. B **166** (1986) 334.
3. K.V. Stepanyantz, Nucl. Phys. B **852** (2011) 71.
4. A.L. Kataev, K.V. Stepanyantz, Nucl. Phys. B **875** (2013) 459.
5. A.L. Kataev, K.V. Stepanyantz, Phys.Lett. B **730**, (2014) 184-189 .
6. W. Siegel, Phys.Lett. B **94** (1980) 37.
7. L.V. Avdeev, G.A. Chochia and A.A. Vladimirov, Phys.Lett. B **105** (1981) 272.
8. С.С. Алешин, А.Л. Катаев, К.В. Степаньянц. Письма в ЖЭТФ том. **103**, № 2, с. 83-87 (2016).
9. I. Jack, D.R.T. Jones, C.G. North, Phys.Lett. B **386** (1996) 138.

РЕШЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ НАВЬЕ–СТОКСА ДЛЯ ОПИСАНИЯ КОЛЕБАНИЙ ПЛОТНОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ВИХРЯ В ВЯЗКОМ ТЕПЛОПРОВОДНОМ ГАЗЕ

Петрова Т.А.

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

E-mail: tatyana.a.petrova@gmail.com

Для цилиндрического вихря на плоскости в вязком теплопроводном газе описываются колебания плотности, а также собственные частоты акустических колебаний. Задача решается на основе уравнений Навье–Стокса в приближении малой начальной завихренности.

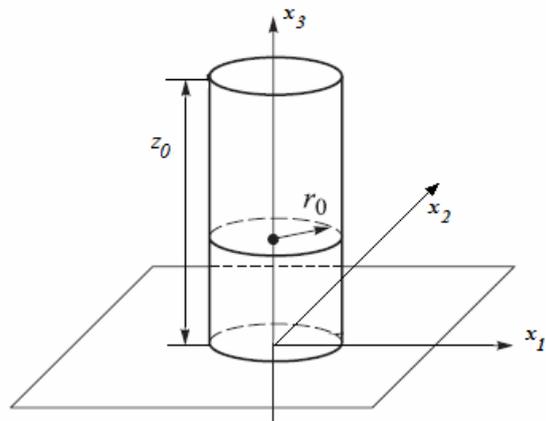


Рис.1 Схема вихря

ные низкочастотным сигналом.

В ходе решения нестационарной системы уравнений Навье–Стокса используется разложение Гельмгольца для вектора скорости на потенциальную и соленоидальную часть, разложение неизвестных функций в ряд по степеням малого параметра (завихренности) [1] и преобразование Фурье однородной системы с постоянными коэффициентами. Кратные интегралы вычисляются с применением сеток Коробова [2].

Показано, что при вращении одиночного цилиндра на плоскости имеют место высокочастотные осцилляции, модулированные

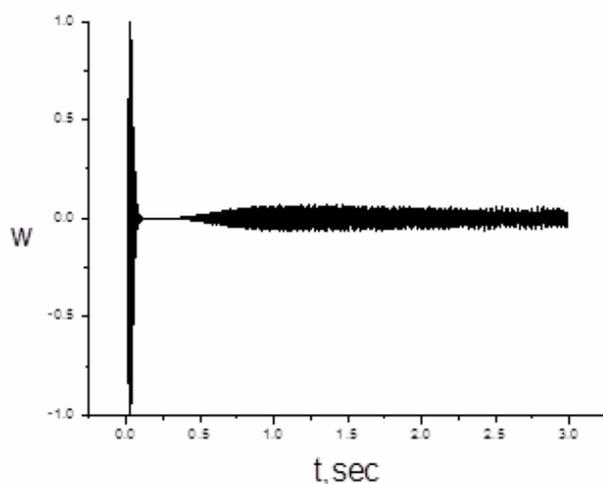


Рис.2 Зависимость $w = -\text{Log}r$ от времени на оси цилиндра ($r=0$), $r_0=0.188$ см, $z_0=2.909$ см, $z=1.7$ см

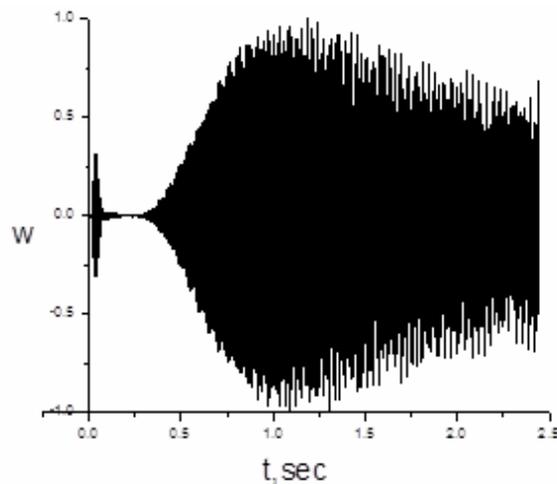


Рис.3 Зависимость $w = -\text{Log}r$ от времени при $r=r_0/2$, $r_0=0.188$ см, $z_0=2.909$ см, $z=1.7$ см

Значение высокой частоты остается постоянным в течение длительного периода времени. Таким образом, высокую частоту осцилляций можно считать собственной частотой вихря. При этом значение собственной частоты зависит только от начального радиуса вихревого цилиндра и не зависит от интенсивности начальной завихренности. Как и ожидалось из физических соображений, собственная частота уменьшается при увеличении начального радиуса цилиндра. Кроме того, она имеет различные значения в различных областях — внутри начального цилиндра и во внешней области. Для случаев, рассмотренных на Рис. 2 и 3 (внутри цилиндра) собственные частоты совпадают и равны 118 Гц и 282 Гц. Для области вне цилиндра (Рис.4) собственные частоты имеют значения 16 Гц и 24 Гц.

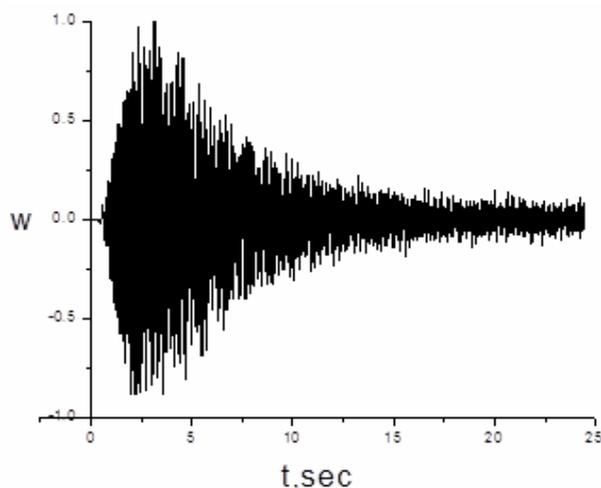


Рис. 4 Зависимость $w = -\text{Log}r$ от времени при $r > r_0$, $r = 1.709$ см, $r_0 = 0.188$ см, $z_0 = 2.909$ см, $z = 1.7$ см

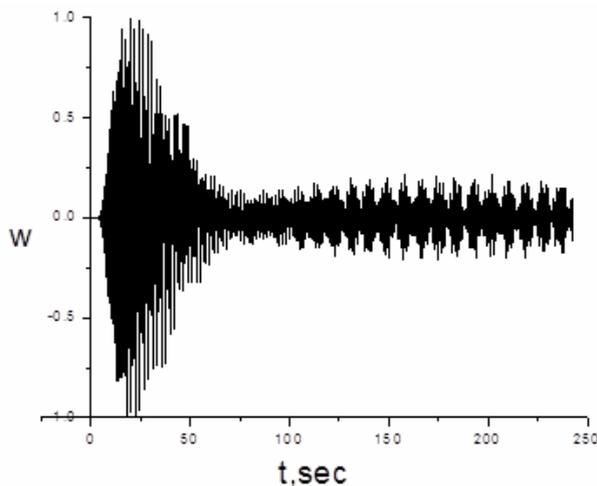


Рис. 5 Зависимость $w = -\text{Log}r$ от времени при $r > r_0$, $r = 5.127$ см, $r_0 = 0.564$ см, $z_0 = 8.727$ см, $z = 5.1$ см

Результаты работы представляют интерес в аэроакустике и могут быть полезны для моделирования торнадо.

Литература

1. Петрова Т.А, Шугаев Ф.В. Частота акустического излучения цилиндрического вихря // Вестник Московского Университета. 2015, Серия 3, Физика, Астрономия, № 4.
2. Коробов Н.М. Теоретико-числовые методы в приближённом анализе. М.: Наука. 1963.

ПОПРАВКА К ТЕОРИИ ИОНИЗАЦИОННОГО ТОРМОЖЕНИЯ Н. БОРА

Антонов М.А.

Северный (Арктический) федеральный университет имени М.В. Ломоносова, Архангельск, Россия, E-mail: mikhailfrost.inc@yandex.ru

Известно, что подход, предложенный Н. Бором по расчёту ионизационных потерь энергии [1], основан на выделении двух областей параметра удара. Первая область — это область при малых параметрах удара, где электрон можно рассматривать как свободный и вторая область — область больших параметров удара, где применим дипольный подход. В итоге при выполнении условий $\omega/v \ll 1$, $Z/v^2 \ll 1$ (ω -частота осциллятора, v — скорость иона, Z — эффективный заряд иона) эти две области "сшиваются" и получается известная формула Бора, не зависящая от параметра сшивки. В данной работе будет уточнён метод Бора и на основании таких уточнений получена поправка к теории Бора, для ионизационных потерь энергии. Действительно в области малых параметров удара электрон может не рассеиваться свободно на ионе, т.к. он может находиться далеко от иона и в таком случае нужно применять дипольный подход, чего не было сделано в теории Бора. Квантово-механическое рассмотрение такого столкновения представлено в работе [2]. Поэтому, чтобы устранить такой пробел, нужно рассмотреть некоторую область, где электрон будет свободный и рассеивающийся на потенциале

$$V = \frac{-Z}{r} (1 - r/\alpha) \theta(\alpha - r), \quad (1)$$

где $\theta(\alpha - r)$ — тета функция и область, где применим дипольный подход, но эта область должна определяться не параметром удара, как это было сделано у Бора, а некоторой центрально-симметричной областью с радиусом α . Поэтому, если рассмотреть рассеяние свободного электрона в такой области, а далее "сшить" этот результат с об-

ластью применения дипольного подхода. Проведя все выкладки, получим, что потери энергии будут:

$$\kappa = 4\pi \left(\frac{Z}{v} \right)^2 (L_1 + L_2), \quad (2)$$

где L_1, L_2 — тормозные числа полученные соответственно от первой и второй области, которые

$$L_1 = \frac{1}{2(1-2\lambda)^2} \left(2\lambda - 1 + (\lambda - 1)^2 \ln \left(\frac{\lambda - 1}{\lambda} \right)^2 \right), \quad (3)$$

$$L_2 = qK_0(q)K_1(q) + 3/2 - \ln(4). \quad (4)$$

В (3) и (4) $\lambda = \frac{Z}{v^2\alpha}$, $K(q)$ — функция Макдональда, а $q = \frac{\alpha\omega}{v}$. Далее при выполнении условий в теории Бора $\omega/v \ll 1$ и $Z/v^2 \ll 1$ получим результат не зависящий от параметра сшивки α :

$$\kappa = 4\pi \left(\frac{Z}{v} \right)^2 \left(\ln \left(\frac{2e^{-\gamma} v^3}{Z\omega} \right) + 1 - \ln(4) \right). \quad (5)$$

где γ — гамма-функция Эйлера.

В формула (5) тормозное число отличается от логарифма Бора на $1 - \ln(4) \approx -0.3862$, что является существенной поправкой к теории торможения Бора. Кроме того, известно, что теория Бора даёт завышенное значение потерь энергии, в нашем же подходе поправка существенно уменьшает это превышение и даёт лучшее согласие с экспериментальными данными. Такой подход может быть использован для нахождения поправки Баркаса [3], которая и в настоящее время является лишь приближительной.

Научный руководитель — к.ф.-м.н. Макаров Дмитрий Николаевич

Литература

1. Бор Н. Избранные труды. Москва. Наука. Т. 1, 1970.
2. Матвеев В.И., Макаров Д.Н. // Письма в ЖЭТФ, 2011, Т. 94, С. 3.
3. Barkas W.H., Dyer J.W., Heckman H.H. // Phys. Rev. Letter, 1963, V. 11, P.26.

ВКЛАД ДУХОВ НИЛЬСЕНА–КАЛЛОШ В В-ФУНКЦИЮ N=1 СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ ТЕОРИИ ЯНГА–МИЛЛСА ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ BRST-ИНВАРИАНТНОЙ ВЕРСИИ РЕГУЛЯРИЗАЦИИ ВЫСШИМИ КОВАРИАНТНЫМИ ПРОИЗВОДНЫМИ

Скопцов М.Б.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,
E-mail: skopcov@physics.msu.ru

В работе исследуются квантовые поправки в N=1 суперсимметричной теории Янга-Миллса. Согласно известной теореме о перенормировке [1], в N=1 суперсимметричных калибровочных теориях отсутствуют расходящиеся квантовые поправки к суперпотенциалу. Более того, перенормировка константы связи связана с перенормировкой суперполей материи при помощи так называемой точной НШВЗ β -функции [2].

В ранних работах НШВЗ β -функция была получена на основе исследования структуры инстантонных вкладов [2]. Однако при этом оставался нерешенным вопрос о построении схемы вычитаний, в которой НШВЗ β -функция была бы справедливой. В работе [3] в абелевом случае справедливость НШВЗ β -функции была установлена во всех порядках теории возмущений для ренормгрупповых функций, определенных в терминах голой константы связи при использовании регуляризации высшими производными [4]. На основе результатов этой работы в [5] для N=1 СКЭД, регуляризованной высши-

ми производными, была построена НШВЗ-схема с помощью наложения простых граничных условий на константы перенормировки. Однако в неабелевом случае аналогичный результат пока не известен. По-видимому, для его получения желательно использовать версию регуляризации высшими производными, которая максимально сохраняет симметрии рассматриваемой теории. (В отличие от размерной редукции, такая регуляризация является математически непротиворечивой и сохраняет суперсимметрию во всех порядках теории возмущений.)

Замечательной особенностью вычислений в рамках регуляризации высшими ковариантными производными является, то что интегралы, содержащиеся в β -функции, факторизуются в интегралы от двойных полных производных по импульсу, в пределе малого внешнего импульса. В абелевом случае [3] это было доказано во всех порядках и подтверждено явным вычислением в трехпетлевом приближении [6].

В неабелевом случае вычисление β -функции, используя регуляризацию высшими ковариантными производными, было проделано только в двухпетлевом приближении [7], где так же как и в абелевом случае было продемонстрировано, что все интегралы являются интегралами от двойных полных производных. Однако версия регуляризации высшими ковариантными производными использованная при явных вычислениях в неабелевой теории нарушала БРСТ инвариантность. В таком методе необходимо специальным образом подбирать схему вычитаний, так чтобы восстановить справедливость тождеств Славнова-Тейлора. Вычисления, проведенные при использовании БРСТ инвариантной версии регуляризации, лишены этого недостатка.

В данной работе рассматривается следующая теория:

$$S = \frac{1}{2e_0^2} \text{Re tr} \int d^4 x d^2 \theta W^a W_a + \frac{1}{4} \int d^4 x d^4 \theta \phi^{*i} (e^{2V})_i^j \phi_j + \left(\frac{1}{6} \int d^4 x d^2 \theta \lambda_0^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k + c.c \right)$$

Вычисления удобно производить в формализме фонового поля, сутью которого является разделение “полного” калибровочного поля V на квантовую и фоновую составляющие:

$$e^{2V} = e^{\Omega} e^{2V_\kappa} e^{-\Omega^+}$$

Регуляризация высшими ковариантными производными вводится с помощью добавления к действию слагаемого

$$S_\Lambda = \frac{1}{2e_0^2} \text{Re tr} \int d^4 x d^2 \theta e^{\Omega_\kappa} e^{\Omega} W^a e^{-\Omega} e^{-\Omega_\kappa} \left[R \left(-\frac{\bar{\nabla}^2 \nabla^2}{16\Lambda^2} \right) - 1 \right] e^{\Omega_\kappa} e^{\Omega} W_a e^{-\Omega} e^{-\Omega_\kappa} + \\ \frac{1}{4} \int d^4 x d^4 \theta \phi^+ e^{\Omega^+} e^{\Omega_\kappa^+} \left[F \left(-\frac{\bar{\nabla}^2 \nabla^2}{16\Lambda^2} \right) - 1 \right]_{Adj} e^{\Omega_\kappa} e^{\Omega} \phi$$

Оно имеет весьма общий вид. Мы накладываем только два ограничения на вид функций R и F : первое $R(0)=1$, $F(0)=1$ и второе R и F быстро возрастают на бесконечности.

После применения стандартной процедуры фиксации калибровки к исходному действию добавятся слагаемые, отвечающие духам Фадеева-Попова. В формализме фонового поля также возникают антикоммутирующие духи Нильсена-Каллош:

$$S_{NK} = \frac{1}{2e_0^2} \text{tr} \int d^4 x d^4 \theta b^+ \left[e^{\Omega^+} K \left(-\frac{\bar{\nabla}^2 \nabla^2}{16\Lambda^2} \right) e^{\Omega} \right]_{Adj} b$$

Так как они взаимодействуют только с фоновым полем, то их вклад в β -функцию исчерпывается однопетлевым приближением. Соответствующие диаграммы имеют вид:



Можно убедиться, что фоново-калибровочно неинвариантные вклады взаимно сокращаются, а инвариантные вклады в пределе нулевого внешнего импульса фактори-

зуются в интеграл от двойной полной производной, который дает следующий вклад в β -функцию:

$$\alpha^2 C_2(G) \pi \frac{d}{d \ln \Lambda} \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{\partial}{\partial q_\mu} \frac{\partial}{\partial q_\mu} \left[\frac{1}{q^2} \ln(q^2 K^2) \right]$$

При добавлении вкладов от других диаграмм, а также полей Паули-Вилларса, необходимых для регуляризации остаточных однопетлевых расходимостей, и последующем вычислении суммарного интеграла получается стандартное выражения для однопетлевой β -функции N=1 суперсимметричной теории Янга-Миллса с полями материи

$$\beta(\alpha) = - \frac{(3C_2(G) - T(R))\alpha^2}{2\pi}$$

Литература

1. M.T. Grisaru, W. Siegel and M. Rocek, Nucl. Phys. B 159 (1979) 429.
2. V.A. Novikov, M. A. Shifman, A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov, Nucl. Phys. B 229 (1983) 381.
3. K.V. Stepanyantz, Nucl. Phys. B 852 (2011) 71.
4. A.A. Slavnov, Nucl. Phys. B 31 (1971) 301.
5. A.L.Kataev and K.V.Stepanyantz, Nucl.Phys. B 875 (2013) 459.
6. А.Е.Казанцев, К.В.Степаньянц, ЖЭТФ 147 (2015) 714.
7. A.B. Pimenov, E. S. Shevtsova and K. V. Stepanyantz, Phys. Lett. B 686 (2010) 293.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАНТОВОЙ ТОЧКИ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ С ГРАФЕНОМ

Нухов А.К.^{1,2}, Мусаев Г.М.¹, Агаларов А.М.²

¹Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия

²Институт физики им. И.М. Амирханова ДНЦ РАН, Махачкала, Россия,
nikhov1984@mail.ru

Расчитаны электронные состояния системы «квантовая точка – монослой графена – подложка $\text{SiO}_2 + n^+\text{Si}$ ». Получено аналитическое выражение для величины переходящего заряда в такой системе. Исследуемая система позволяет управлять оптическими свойствами квантовой точки с помощью приложенного электрического поля.

Рассмотрим систему, состоящую из эпитаксиального графена и, сформированной на нем, квантовой точки (рис.1) Рассмотрение проводится в рамках модели Андерсона–Ньюнса [1-5]

Как легко показать, плотность состояний графена вблизи точки Дирака имеет вид

$$\rho_g(\varepsilon) = \frac{\varepsilon}{\pi v_F^2 \hbar^2}, \quad (1)$$

где ε — энергетическая переменная, v_F — скорость Ферми, которая для электронов графена имеет значение порядка 10^8 см/с, индекс g означает «*graphene*». В модели Андерсона-Ньюнса для спектральной функции квантовой точки получаем

$$A(\varepsilon) = \frac{\Gamma + \pi |V|^2 \rho_g(\varepsilon)}{(\varepsilon - E_n)^2 + (\Gamma + \pi |V|^2 \rho_g(\varepsilon))^2}, \quad (2)$$

где E_n — энергетический спектр электронов квантовой точки, V — потенциал гибридизации Γ — затухание одночастичных возбуждений в квантовой точке за счет внутренних столкновительных процессов. Для плотности состояний квантовой точки, соответственно, получим

$$\rho(\varepsilon) = \sum_{n=1}^{n_F} \frac{\Gamma + \alpha\Omega}{(\varepsilon_0\Omega - E_n)^2 + (\Gamma + \alpha\Omega)^2}, \quad (3)$$

где $\alpha = |V|^2 \varepsilon_0 / v_F^2 \hbar^2$, $\Omega = \varepsilon / \varepsilon_0$ — безразмерная энергия, ε_0 — некоторая характеристическая энергия, n_F — число состояний под уровнем Ферми. Квантовую точку можно представить в виде трехмерной прямоугольной потенциальной ямы с бесконечно высокими стенками. Тогда для энергетического спектра электронов квантовой точки имеем $E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2mL^2} = E_1 n^2$, где L — линейный размер квантовой точки. Интегрируя (3) от нуля до $\Delta\Omega_F = (E_F - \varepsilon_F) / \varepsilon_0$ можно получить выражение для переходящего заряда

$$\langle n \rangle_{\pm} = \pm \frac{\alpha}{(1 + \alpha^2)^2} \sum_{n=1}^{n_F} \left\{ \frac{1}{2} \ln \left[\frac{(\varepsilon_0 \Delta\Omega_F - E_n)^2 + \Lambda}{E_n^2 + \Lambda} \right] + \frac{E_n}{\sqrt{\Lambda}} \left[\arctg \left(\frac{\varepsilon_0 \Delta\Omega_F - E_n}{\sqrt{\Lambda}} \right) + \arctg \left(\frac{E_n}{\sqrt{\Lambda}} \right) \right] \right\}, \quad (4)$$

где знак плюс соответствует переходу заряда из графена в квантовую точку ($\varepsilon_F > E_F$), а минус — переходу заряда из квантовой точки в графен ($\varepsilon_F < E_F$), $\Lambda = E_n^2 (1 - 1/(1 + \alpha^2)^2)$, ε_F — энергия Ферми электронов графена, $E_F = E_{n_F}$ — энергия Ферми электронов квантовой точки. Энергия Ферми электронов графена отлична от нуля благодаря приложенному напряжению (см. рис.1). Более того, с помощью последнего можно легко управлять энергией Ферми. Прикладывая напряжение с различной полярностью можно допировать графен как электронами, так и дырками. Тем самым можно легко управлять количеством и типом носителей в графене, а, следовательно, и величиной переходящего заряда. Уровень Ферми зависит от приложенного напряжения V следующим образом

$$\varepsilon_F = v_F \hbar \sqrt{\frac{\xi V}{ed}} \quad (5)$$

где d — толщина подложки, e — заряд электрона, ξ — диэлектрическая проницаемость подложки. Учитывая в выражении (4) зависимость (5) можно легко определить величину переходящего заряда как функцию от приложенного напряжения (рис. 2).

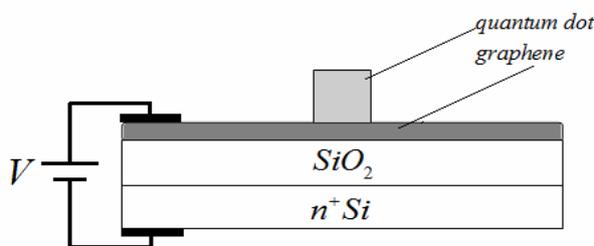


Рис.1

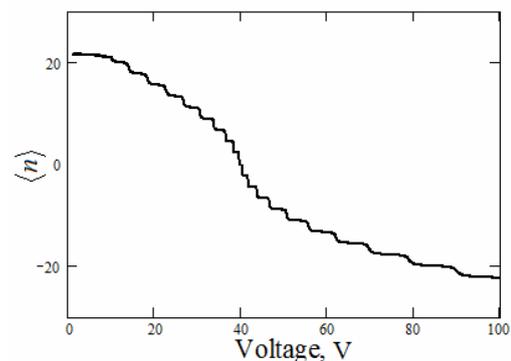


Рис. 2

Литература

1. Anderson P.W. // Phys. Rev. 1961. V. 124. N. 1. P. 41-53.
2. Newns D.M. // Phys. Rev. 1969. V. 178. N. 3. P. 1123.
3. Давыдов С.Ю. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 10. С. 64-67.
4. Давыдов С.Ю. // ФТП. 2011. Т. 45. Вып. 6. С. 629-633.
5. Давыдов С.Ю. // ФТП. 2011. Т. 45. Вып. 8. С. 1102-1108

ПЕРТУРБАТИВНЫЕ И НЕПЕРТУРБАТИВНЫЕ ПОДХОДЫ В ОДНОМЕРНЫХ
И ДВУМЕРНЫХ МОДЕЛЯХ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Иванов А.С.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: Ivanov.as@physics.msu.ru

Основными объектами изучения в квантовой теории поля являются функции Грина. Одним из возможных представлений для них может служить функциональный интеграл. Для ряда теории функциональный интеграл удастся вычислить аналитически, например, в случае интегралов гауссова типа. Классическим примером служит теория одного вещественного скалярного поля, которая описывается действием

$$S[\phi] = \int dx \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 - \frac{1}{2} M^2 \phi^2 \right],$$

заданным в пространстве размерности $(1 + d)$, где одна временная координата и d - пространственных.

Но в реальных моделях, где есть взаимодействие, провести прямое вычисление не удастся. В качестве примера можно привести теорию которая описывается действием

$$S[\phi] = \int dx \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 - \frac{1}{2} M^2 \phi^2 - \lambda V(\phi) \right],$$

здесь λ — константа связи, а $V(\phi)$ — взаимодействие. Простейший вид взаимодействия $V(\phi) = \frac{\lambda}{4!} \phi^4$ уже не позволяет провести вычисление функционального интеграла явно. В этом случае используются другие подходы для вычисления. Классическим подходом является построение ряда по константе связи, или теория возмущений

$$I(\lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n \lambda^n,$$

где $I(\lambda)$ — какая-либо наблюдаемая, а f_n — коэффициенты разложения. Нас интересует вопрос разложения функций Грина в ряд по константе связи.

При построении ряда теории возмущений возникают определенные трудности. Во-первых, вычисление f_n представляет собой очень трудоемкую задачу, например, для квантовой электродинамики на данный момент известны только первые шесть членов ряда теории возмущений. Во-вторых, данный ряд является асимптотическим. Еще Пуанкаре показал, что несколько первых членов асимптотического ряда при малых константах связи хорошо приближают ответ. Этим и объясняется большой успех квантовой электродинамики. По существу, это избавляет нас от необходимости вычислять все члены ряда, но при этом мы не имеем возможности провести какие-либо вычисления при больших значениях константы связи, а это необходимо, к примеру, в квантовой хромодинамике.

Данная работа посвящена разработке и применению методов численного расчета функции Грина в моделях ϕ^4 в случае размерности пространства-времени $(1 + 0)$ и $(1 + 1)$. Проведено сравнение результатов вычисления в рамках различных методов.

Литература

1. F.J. Dyson. Divergence of perturbation theory in quantum electrodynamics. Phys. Rev., 85:631–632, Feb 1952.
2. Г. Харди. Расходящиеся ряды. Издательство ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ, 1951.
3. A.G. Ushveridze. Superconvergent perturbation theory for euclidean scalar field theories. Physics Letters B, 142:403 – 406, 1984.
4. В.В. Белокуров, Ю.П. Соловьев, Е.Т. Шавгулидзе, “Метод суммирования расходящихся рядов с любой точностью”, Матем. заметки, 68:1 (2000), 24–35.
5. V.V. Belokurov, A.S. Ivanov, V.K. Sazonov, and E.T. Shavgulidze. Convergent Perturbation Theory for the lattice ϕ^4 -model. In Proceedings, 33rd International Symposium on Lattice Field Theory (Lattice 2015), 2015. <http://arxiv.org/abs/1511.05959>.

ДВУМЕРНАЯ МОДЕЛЬ ИЗИНГА С ДЕФЕКТАМИ СТРУКТУРЫ

Мостовой С.Д.

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

E-mail: smostovoy@mail.ru

Модель Изинга – математическая модель статистической физики, описывающая намагничивание материала. Основными свойствами является существование фазового перехода по спонтанной намагниченности и образование магнитных доменов. В настоящей работе исследуется модель Изинга с дополнительными особенностями – дефектами структуры типа вакансий.

Дефекты играют важную роль в физике кристаллов. В работе исследуется влияние вакансий в двумерной квадратной ферромагнитной решетке на свойства всего материала. Важнейшим свойством статистических моделей является появление новой симметрии в состоянии фазового перехода. В работе доказано, что дефекты периодической структуры являются хорошим тестом для обнаружения конформной точки.

Практическая часть работы заключается в численном моделировании методом Монте-Карло процесса термализации решетки парно взаимодействующих спинов алгоритмом тепловой бани. Объем решетки искусственно ограничивается размером N , на границах ставятся периодические граничные условия. Энергия сформированной решетки кристалла определяется по формуле:

$$E(\text{Conf}) = -J \sum_{x,\mu} \sigma_x \sigma_{x+\mu} + H \sum_x \sigma_x,$$

где σ – спин узла решетки, μ – индекс смещения, J, H – константы, задающие силу взаимодействия спинов друг с другом и с внешним магнитным полем. Вероятность данной конфигурации подчиняется распределению Больцмана:

$$P(\text{Conf}) = \frac{1}{Z} e^{-\beta E(\text{Conf})},$$

где $\beta = 1/T$, а Z – статистический вес.

Были измерены зависимости интегральных характеристик дефектов (масса и энергия взаимодействия) от различных параметров: температуры, объема структурной ячейки (объем, на который приходится один дефект) и расстояния между ними.

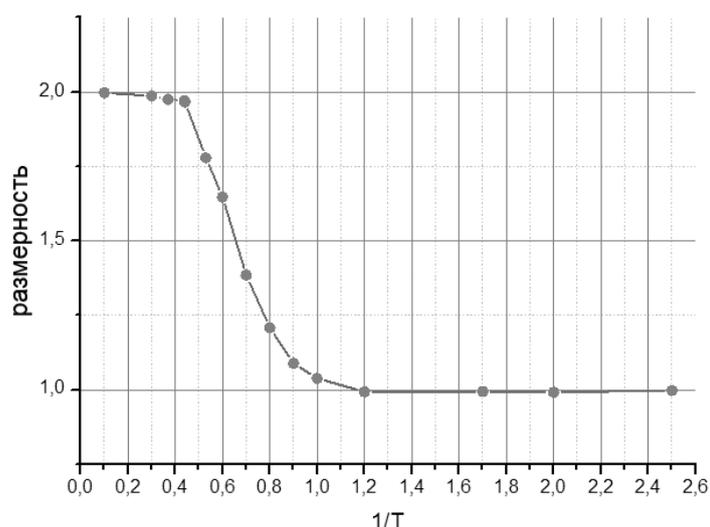
Обнаружено, что наличие дефектов смещает температуру фазового перехода. При наличии одного дефекта изменение критической температуры незначительно. Энергию, вносимую единичным дефектом в решетку (разность энергий решетки с дефектом и без него при одной и той же температуре) назовем массой дефекта. Исследование убедительно показывает, что зависимость этой величины от температуры имеет ярко выраженный пик на фазовом переходе. Температура перехода в модели Изинга может быть вычислена аналитически, но предлагаемый в работе способ ее нахождения допустим и в других статистических моделях, где теоретическое вычисление провести невозможно.

Исследовано взаимодействие двух дефектов в зависимости от расстояния между ними и температуры. Доказано существование сил притяжения между дефектами и построен профиль потенциала сил взаимодействия. Произведено прямое вычисление энергии связи, и показана ее зависимость от расстояния между дефектами. Дано обоснование методу «отжига» дефектов и найдена оптимальная температура этого процесса. Из вида графика сделан вывод о масштабной инвариантности на фазовом переходе.

Исследовано поведение массы дефекта с увеличением объема.

$$m_d = \alpha \cdot N^\alpha.$$

Выдвинуто предположение о фрактальном характере вносимого в решетку дефекта: дефект создает «отражения» по решетке – объекты по размерности между точкой и линией. Найден показатель $\alpha = 0.24$. Исследовано поведение размерности дефекта с температурой. Объяснен ход кривой.



Срыв с размерности 2 происходит на фазовом переходе. Поэтому, фрактал в критической точке – это фрактал очень плотный, максимальной плотности, но еще не хаос.

В результате работы были выявлены новые черты поведения малого числа дефектов в кристаллах в зависимости от размеров и температуры.

Литература

1. Захаров А.Ю. Решеточные модели статистической физики: Учеб.-метод. пособие - Великий Новгород, 2006.
2. Биндер К., Хеерман Д.В. Моделирование методом Монте-Карло в статистической физике: Введение / Наука. Физматлит - М., 1995.
3. Вильсон К., Когут Дж. Ренормализационная группа и ϵ -разложение / Мир - М., 1975.
4. Макееико Ю.Ж. Метод Монте-Карло в калибровочных теориях на решетке / Успехи физических наук / Санкт-Петербург - С.-П., 1984, т.143 вып. 2.

ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В 3-МЕРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПЛОСКОГО ОНДУЛЯТОРА

Галченкова М.А.

*МФТИ (Государственный университет), Москва, Россия
galchenkova.mari@gmail.com*

При анализе динамики пучка электронов в накопительных кольцах необходимо учитывать фокусирующие свойства магнитных полей ондуляторов. Их расчет был проведен в статьях [1-4], [6]. При этом проводились усреднения по быстрым осцилляциям электрона и ряд слагаемых оказались потеряны. В данной работе решения уравнений движения получены без процедуры усреднения осцилляций электрона.

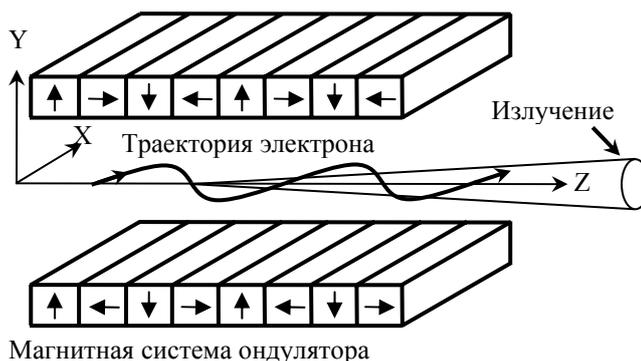


Рис. 1. Принципиальная схема генерации излучения в ондуляторе на постоянных магнитах

Трехмерное магнитное поле идеального плоского ондулятора (рис. 1), которое удовлетворяет уравнениям Максвелла, описывается следующим выражением:

$$B_x(x, y, z) = -(k_x/k_y)B_0 \sin(k_x x) \sinh(k_y y) \sin(k_z z), \quad (1)$$

$$B_y(x, y, z) = B_0 \cos(k_x x) \cosh(k_y y) \sin(k_z z), \quad (2)$$

$$B_z(x, y, z) = (k_z/k_y)B_0 \cos(k_x x) \sinh(k_y y) \cos(k_z z), \quad (3)$$

где $k_y = \sqrt{1/a^2 + 4\pi^2/\lambda_u^2}$, λ_u — длина периода ондулятора. Параметр a задает развал поля вдоль оси X и по порядку величины равен ширине полюсов ондулятора.

Из релятивистских уравнений движения электрона во внешнем магнитном поле (сила Лоренца) можно получить следующие точные уравнения для траекторий электрона [5]:

$$x'' = -q\sqrt{1+(x')^2+(y')^2} \left\{ (1+(x')^2)B_y - y'B_z - x'y'B_x \right\}, \quad (4)$$

$$y'' = q\sqrt{1+(x')^2+(y')^2} \left\{ (1+(y')^2)B_x - x'B_z - x'y'B_y \right\}, \quad (5)$$

где $q = e/(mc^2\beta\gamma)$, β и γ — приведенные скорость и энергия частицы.

Величины x' , y' , $k_x x$ и $k_y y$ малы по абсолютной величине. Систему нелинейных дифференциальных уравнений (4) и (5) можно разложить по этим малым величинам, а затем решить методом теории возмущений. Для поля вида (1) - (3) получим:

$$\begin{aligned} x'(z) = & \theta_x - \tilde{K} \cos \varphi + \tilde{x}_0 \omega_x^2 \varphi + 0.5 \theta_x \omega_x^2 \varphi^2 + (\tilde{K}/2A^2)(\tilde{x}_0 + \theta_x \varphi)^2 \cos \varphi - (\omega_y^2/\tilde{K})(\tilde{y}_0 + y'_0 \varphi)^2 \cos \varphi - \\ & - (\tilde{K}/A^2)(\tilde{x}_0 + \theta_x \varphi)(\theta_x + 0.5 \tilde{K} \cos \varphi) \sin \varphi - (0.5 \tilde{K}/A^2)\tilde{x}_0^2 + (\omega_y^2/\tilde{K})\tilde{y}_0^2 + (\tilde{K}/A^2)(\tilde{y}_0 + y'_0 \varphi)y'_0 \sin \varphi + \\ & + 0.5 \tilde{K} \theta_x^2 (3 + 2/A^2)(1 - \cos \varphi) + 0.5 \tilde{K} (y'_0)^2 (1 - 2/A^2)(1 - \cos \varphi) - 0.5 \tilde{K}^2 \theta_x (3 - 0.5/A^2) \sin^2 \varphi + \\ & + 0.375 \tilde{K}^3 (1 - 1/A^2)(1 - \cos \varphi) + 0.125 \tilde{K}^3 (1 + 1/(3A^2))(1 - \cos 3\varphi), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} y'(z) = & y'_0 - \tilde{y}_0 \omega_y^2 \varphi - 0.5 y'_0 \omega_y^2 \varphi^2 - (\tilde{K}/A^2)(\tilde{x}_0 + \theta_x \varphi)(\tilde{y}_0 + y'_0 \varphi) \cos \varphi - 2(\tilde{K}/A^2)\theta_x y'_0 (1 - \cos \varphi) + \\ & + (\tilde{K}/A^2)\tilde{x}_0 \tilde{y}_0 + [(\tilde{K}/A^2)(\tilde{x}_0 + \theta_x \varphi)y'_0 + \tilde{K}(1 + 1/A^2)\theta_x(\tilde{y}_0 + y'_0 \varphi)] \sin \varphi - 0.5 \omega_y^2 y'_0 \sin^2 \varphi - \\ & - 0.5 \tilde{K}^2 (1 - 1/A^2)(\tilde{y}_0 + y'_0 \varphi) \sin \varphi \cos \varphi, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\varphi = k_z z$, $K = \frac{eB_0 \lambda_u}{2\pi mc^2}$ — параметр ондуляторности, $\tilde{K} = \frac{K}{\beta\gamma}$, $A = k_z a$, $\tilde{x}_0 = k_z x_0$, $\tilde{y}_0 = k_z y_0$,

$\theta_x = x'_0 + \tilde{K}$, $\omega_x = (\tilde{K}/\sqrt{2}A)$, $\omega_y = (\tilde{K}/\sqrt{2})\sqrt{1+1/A^2}$.

Интегрируя формулы (6) и (7) по переменной z , можно получить аналитические выражения для поперечных координат электрона $x(z)$ и $y(z)$.

Выражения (6) и (7) полностью определяют трехмерную траекторию электрона в магнитном поле ондулятора, определяемом формулами (1)-(3). Формулы (6) и (7) содержат все слагаемые, линейные и кубические по малым параметрам \tilde{K} , x_0 , y_0 , θ_x и y'_0 , что и обуславливает их громоздкость. Первые четыре слагаемых в формуле (6), а также первые три слагаемых в формуле (7) соответствуют решениям, полученным с использованием метода усреднения по осцилляциям в траектории электрона. Легко ви-

доть, что метод усреднения приводит к потере большого числа слагаемых, которые также имеют третий порядок малости перечисленных выше малых величин. Детальный анализ выражений (6) и (7) показывает, что некоторые слагаемые, которые имеют кубическую степень малости и имеют осциллирующий характер, при реальных значениях параметров пучка электронов вносят вклад в траекторию и скорость электрона не меньший, нежели слагаемые, ответственные за фокусирующие свойства магнитного поля ондулятора. При этом многие слагаемые в выражениях (6) и (7) являются квадратичными по начальным условиям электрона x_0 , y_0 , θ_x и y'_0 , что естественно, поскольку уравнения движения (4) и (5) существенно нелинейны. В частности легко видеть, что выражение (6) содержит слагаемое (шестое по счету), которое зависит только от вертикальных начальных условий траектории y_0 и y'_0 , и при этом не зависит от горизонтальных начальных условий траектории x_0 и θ_x . Это означает, что есть перекрестное влияние вертикальных и горизонтальных компонент траектории электрона друг на друга, а именно: смещение электрона в вертикальном направлении приводит к изменению горизонтальной компоненты траектории электрона. Такой эффект не описывается решениями, полученными методом усреднения траектории электрона по его быстрым осцилляциям.

Сравнение этих аналитических выражений с результатами численных расчетов траекторий электрона в магнитном поле (1)-(3) показывает их хорошую точность.

Автор выражает благодарность Н.В. Смолякову за постановку задачи и плодотворные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки, соглашение № 14.587.21.0001, уникальный идентификатор научных исследований RFMEFI58714X0001.

Литература

1. Barkov L. M. et al., Nucl. Instr. and Methods, Vol.152, p. 23 (1978).
2. Scharlemann E. T., J. Appl. Phys., Vol. 58 (6), p. 2154 (1985).
3. Smolyakov N.V., Nucl. Instr. and Methods, Vol. A 308, p. 83 (1991).
4. Smolyakov N.V., Sov. Phys. Tech. Phys., Vol. 37, p. 309 (1992).
5. Steffen K., Proc. CAS CERN Accelerator School 90-03, p. 1 (1989)
6. Walker R. P., Nucl. Instr. and Methods, Vol. 214, p. 497 (1983).

ПРИМЕНЕНИЕ БРСТ-ИНВАРИАНТНОЙ РЕГУЛЯРИЗАЦИИ ВЫСШИМИ КОВАРИАНТНЫМИ ПРОИЗВОДНЫМИ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ ПЕРЕНОРМИРОВКИ КВАНТОВОГО КАЛИБРОВОЧНОГО ПОЛЯ В N=1 СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ ТЕОРИИ ЯНГА–МИЛЛСА

Казанцев А.Е.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
kazancev@physics.msu.ru

Регуляризация высшими ковариантными производными была впервые предложена в работе [1] и обобщена на случай калибровочной суперсимметричной теории в работах [2] и [3]. Её отличительной особенностью является тот факт, что она сохраняет не только калибровочную симметрию, но и суперсимметрию, что делает регуляризацию высшими производными привлекательным инструментом для расчета квантовых поправок в суперсимметричных теориях. Кроме того, она является математически непротиворечивой, в отличие от размерной редукции [4,5], попытка убрать противоречия в которой приводит к нарушению суперсимметрии в высших порядках теории возмущений [6]. И хотя модификация вершин при введении высших производных в действие несколько затрудняет использование этой регуляризации в реальных вычислениях, эти

трудности во многом разрешаются благодаря тому, что, как было замечено в работах [7] и [8], вклады в β -функцию теории даются интегралами от полных и даже двойных полных производных.

В данной работе в однопетлевом приближении рассматривается $N=1$ суперсимметричная теория Янга-Миллса с материей, регуляризованная высшими ковариантными производными путем добавления слагаемых:

$$S_\Lambda = \frac{1}{2e_0^2} \text{Re Tr} \int d^4x d^2\theta e^\Omega e^\Omega W^\alpha e^{-\Omega} e^{-\Omega} \left[R \left(-\frac{\bar{\nabla}^2 \nabla^2}{16\Lambda^2} \right) - 1 \right]_{adj} e^\Omega e^\Omega W_\alpha e^{-\Omega} e^{-\Omega} + \\ + \frac{1}{4} \int d^4x d^4\theta \phi^+ e^{\Omega^+} e^{\Omega^+} \left[F \left(-\frac{\bar{\nabla}^2 \nabla^2}{16\Lambda^2} \right) - 1 \right] e^\Omega e^\Omega \phi \quad (1)$$

При этом член, фиксирующий калибровку, был выбран в форме:

$$S_{gf} = -\frac{1}{16\xi_0 e_0^2} \text{Tr} \int d^4x d^4\theta \nabla^2 V K \left(-\frac{\bar{\nabla}^2 \nabla^2}{16\Lambda^2} \right)_{adj} \bar{\nabla}^2 V \quad (2)$$

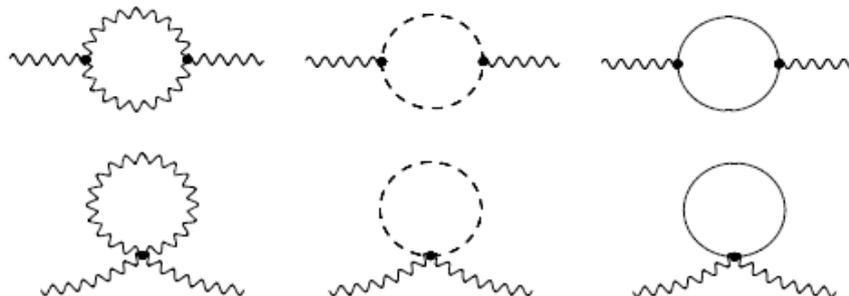
Здесь R , F и K — функции с полиномиальным ростом на бесконечности, и $R(0) = F(0) = K(0) = 1$. Кроме того, для регуляризации однопетлевых расходимостей были введены поля Паули-Вилларса: антикоммутирующее киральное суперполе в том же представлении, что и поле материи, и три коммутирующих киральных суперполя в присоединённом представлении. Последние были введены для регуляризации однопетлевых вкладов калибровочного поля и духов.

Полученное после регуляризации и фиксации калибровки действие обладает как фоновой калибровочной инвариантностью, так и инвариантностью относительно БРСТ преобразований, так как высшие производные в (1) преобразуются ковариантно как при фоновых, так и квантовых преобразованиях, так что их введение в действие таким способом, как в (1), сохраняет обе симметрии. За БРСТ-инвариантность регуляризованного действия приходится платить значительной модификацией вершин теории, которой можно было бы избежать, введя регуляризацию высшими производными БРСТ-неинвариантным образом [9].

Однопетлевые диаграммы, дающие вклад в двухточечную функцию Грина квантового калибровочного поля изображены на рисунке. Первые две пары суперграфов соответствуют вкладам петель квантового калибровочного поля и духов Фадеева-Попова, последняя — вкладу полей материи и полей Паули-Вилларса. Следует отметить, что диаграммы с петлей духов Нильсена-Каллош здесь отсутствуют, поскольку они взаимодействуют только с фоновым калибровочным полем.

Из справедливости тождеств Славнова-Тейлора следует, что квантовые поправки от диаграмм с двумя внешними линиями являются поперечными, а следовательно, могут быть записаны в виде:

$$\Delta \Gamma_V^{(2)} = -\frac{1}{2e_0^2} \text{Tr} \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} d^4\theta V(\theta, -p) \Pi_{1/2} \partial^2 V(\theta, p) G(\alpha_0, \Lambda / p) \quad (3)$$



Введем константу перенормировки Z_V квантового калибровочного поля в виде $V = Z_V Z_\alpha^{-1/2} V_R$, где Z_α — константа перенормировки заряда. Тогда Z_V определится из требования, чтобы функция $Z_V^2 G(\alpha_0, \Lambda / p)$, определенная в терминах перенормированного заряда, была конечной в пределе $\Lambda \rightarrow \infty$.

Вычисление вкладов однопетлевых диаграмм в двухточечную функцию Грина приводит к следующему результату для аномальной размерности, определенной в терминах голой константы связи:

$$\begin{aligned} \gamma_V(\alpha_0) &= - \left. \frac{d \ln Z_V}{d \ln \Lambda} \right|_{\alpha=const} = -4\pi\alpha_0 C_2 \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{d}{d \ln \Lambda} \left(-\frac{1}{3Rq^4} + \frac{\xi_0}{3Kq^4} \right) - \left. \frac{1}{2} \frac{d \ln Z_\alpha}{d \ln \Lambda} \right|_{\alpha=const} = \\ &= \frac{\alpha_0 C_2 (1 - \xi_0)}{6\pi} + \frac{\beta(\alpha_0)}{2\alpha_0} \end{aligned} \quad (4)$$

В этом выражении β -функция, определенная в терминах голой константы связи, дается интегралом от двойной полной производной, после вычисления которого получается известный результат:

$$\beta(\alpha_0) = - \frac{\alpha_0^2 (3C_2 - T(R) + O(\alpha_0))}{2\pi} \quad (5)$$

Существенно, что вклады однопетлевых графов в β -функцию даются интегралом от двойной полной производной при любом выборе функций R , F и K .

Таким образом, в работе в однопетлевом приближении вычислена перенормировка квантового калибровочного суперполя в $N=1$ суперсимметричной теории Янга-Миллса с БРСТ-инвариантной регуляризацией.

Литература

1. А.А. Славнов, ТМФ 13 (1972) 174
2. В.К. Кривошеков, ТМФ 36 (1978) 291
3. P. West, Nucl. Phys. B268 (1986) 113
4. W. Siegel, Phys. Lett. B84 (1979) 193
5. W. Siegel, Phys. Lett. B94 (1980) 37
6. L.V. Avdeed and A.A. Vladimirov, Nucl. Phys B219 (1983) 262
7. А.А. Солошенко, К.В. Степаньянц, ТМФ 140 (2004) 437
8. A. Smilga, A. Vainshtein, Nucl. Phys. B704 (2005) 445
9. A.B. Pimenov, E.S. Shevtsova, K.V. Stepanyantz, Phys.Lett 686B (2010) 293

КВАДРАТИЧНАЯ ЛИНДБЛАДОВСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ГАУССОВСКИХ СОСТОЯНИЙ

Теретёнков А. Е.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: taemsu@mail.ru

В работах [1]-[5] была подробно изучена унитарная динамика с многомодовыми квадратичными по операторам рождения и уничтожения генераторами (гамильтонианами). Её непосредственным обобщением на диссипативный случай является динамика системы, задаваемая многомодовым уравнением Линдблада с квадратичным генератором. Явным решениям этого уравнения с гауссовскими начальными условиями и посвящён доклад. Общие решения, в случае двудиagonalности формы, определяющей генератор, обсуждаются в [9], однако такая двудиagonalность не всегда возможна даже в унитарном случае [4]. Гауссовский случай имеет тесную связь с актуальными задачами квантовой теории информации, и там за последние годы были сделаны значительные успехи в этой области [6]-[8]. Однако, постановка задач и представления, в которых приводятся решения, отличны от наших. Квантовые каналы (соответствующи-

щие динамическим отображениям в нашем случае) задаются не через генераторы Линдблада, а непосредственно через линейные преобразования квадратичных форм, определяющих гауссовы состояния [6], или через усреднение вейлевских операторов [8] по классическому распределению. Кроме того, сами гауссовы состояния задаются их нормальной формой, у нас же - формулой (2), что так же требует пересчёта, аналогичного формулам нормальной факторизации [4]-[5].

В докладе показывается, что если ограничиться случаем квадратичного генератора без линейных членов по операторам рождения-уничтожения, то общий вид уравнения Линдблада с таким генератором:

$$\dot{\rho}(t) = -i \left[\frac{1}{2} \alpha^T H \alpha, \rho(t) \right] + \alpha^T \rho(t) \Gamma \alpha - \frac{1}{2} \alpha^T \Gamma^T \alpha \rho(t) - \frac{1}{2} \rho(t) \alpha^T \Gamma^T \alpha, \quad (1)$$

где $\alpha = (a_1, \dots, a_n, a_1^+, \dots, a_n^+)^T$ – вектор, состоящий из операторов рождения и уничтожения, действующих в $\otimes_{j=1}^n \ell_2$, а Γ и H – комплексные (не зависящие от времени) $2n \times 2n$ -матрицы, удовлетворяющие соотношениям $\Gamma^T = \tilde{\Gamma}$, $H = \tilde{H}$. Операция \sim над произвольной $2n \times 2n$ -матрицей определяется по формуле $\tilde{X} = E \bar{X} E$, где E – блочная $2n \times 2n$ -матрица с нулевыми $n \times n$ -матрицами на диагонали и единичными на антидиагонали. Канонические коммутационные соотношения в таких обозначениях имеют вид:

$$[\alpha, \alpha^T] = -J = - \begin{pmatrix} 0 & -I_n \\ I_n & 0 \end{pmatrix}, \quad I_n - \text{единичная } n \times n\text{-матрица.}$$

Мы будем задавать начальные условия в виде

$$\rho(0) = e^{\frac{1}{2} \alpha^T K(0) \alpha + c(0)} \quad (2)$$

также отказавшись от линейных членов, где $K(0) = K(0)^T = -\tilde{K}(0)$ и $c(0) = \bar{c}(0)$, причём $\text{Tr} \rho(0) = 1$. Можно показать (см. [6]), что матрица $K = K^T = -\tilde{K}$ может быть дугонализована симплектическим преобразованием S :

$$K = -S^T \begin{pmatrix} 0 & \Lambda \\ \Lambda & 0 \end{pmatrix} S, \quad SJS^T = J,$$

что соответствует линейному каноническому преобразованию $\alpha' = S\alpha$, которое позволяет явно вычислить нормировочный фактор:

$$e^{c(0)} = \det(2sh \frac{\Lambda(0)}{2}) \quad (3)$$

Таким образом, (1) и (2) задают задачу Коши, решение которой является основным результатом, представляемым в докладе. Этот результат может быть сформулирован в виде следующего утверждения:

Решение уравнения (1) с начальным условием (2) имеет вид $\rho(t) = e^{\frac{1}{2} \alpha^T K(t) \alpha + c(t)}$, где матрица $K(t) = K^T(t)$ определяется (однозначно) из уравнения $e^{K(t)J} = X(t)(Y(t))^{-1}$, матрицы $X(t)$, $Y(t)$ удовлетворяют системе матричных линейных уравнений с постоянными коэффициентами:

$$\begin{pmatrix} \dot{X}(t) \\ \dot{Y}(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} iH - \frac{1}{2}(\Gamma + \Gamma^T) & \Gamma^T \\ -\Gamma & iH + \frac{1}{2}(\Gamma + \Gamma^T) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & 0 \\ 0 & J \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X(t) \\ Y(t) \end{pmatrix}$$

с начальным условием $X(0) = e^{K(0)J}$, $Y(0) = I_{2n}$ – единичная $2n \times 2n$ -матрица, а зависимость от времени скалярного члена задаётся формулой

$$c(t) = c(0) - \frac{1}{2} \text{Tr}(\Gamma J)t - \frac{1}{2} \int_0^t \text{Tr}(\Gamma e^{JK(\tau)} J) d\tau.$$

Отметим, что от последней формулы, требующей численного интегрирования скалярной функции можно отказаться, непосредственно используя условие нормировки матрицы плотности, а именно формулу, аналогичную (3). Таким образом, представленное решение может быть выражено полностью в алгебраическом виде.

Литература

1. Березин Ф.А. Метод вторичного квантования. М.: Наука, 1986
2. Додонов В.В., Манько В.И. Инварианты и эволюция нестационарных квантовых систем, Труды ФИАН, 1987, т. 183
3. Малкин И.А., Манько В.И. Динамические симметрии и когерентные состояния квантовых систем, М.: Наука, 1979
4. Чеботарев А. М., Тлячев Т. В., Радионов А.А. Обобщенные сжатые состояния и многомерная формула факторизации, Матем. заметки, 92:5 (2012), 762–777
5. Чеботарев А. М., Тлячев Т. В., Радионов А.А. Сжатые состояния и их применение в задачах квантовой эволюции, Матем. заметки, 89:4 (2011), 614–634
6. Холево А.С. Квантовые системы, каналы, информация. М.: МЦМО, 2010
7. Palma G. De, Mari A., Giovannetti V., Holevo A.S. Normal form decomposition for Gaussian-to-Gaussian superoperators, J. Math. Phys., 56:5 (2015), 052202, 19 pp
8. Parthasarathy K. R. Symplectic dilations, gaussian states and gaussian channels, arXiv:1405.6476 (2015)
9. Prosen T., Seligman T. H. Quantization over boson operator spaces, arXiv:1007.2921 (2010)

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПИНОВОГО ЛЬДА НА КВАДРАТНОЙ РЕШЕТКЕ В РАМКАХ МОДЕЛИ ТОЧЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ДИПОЛЕЙ

Капитан В.Ю.

Дальневосточный федеральный университет, E-mail: kapitan.vyu@dvfu.ru

Фрустрации являются общей чертой для низкоразмерных систем. Фрустрации возникают тогда, когда система не может, из-за локальных геометрических ограничений, свести к минимуму все парные взаимодействия одновременно [1]. Спиновый лед — это фрустрированный ферромагнетик спинов Изинга, который обладает весьма интересными свойствами [2]. Было изучено основное состояние спинового льда на квадратной решетке для большого числа частиц. Рассматриваемая система находится в абсолютном минимуме энергии, см. рис. 1, а исследования точечных диполей в рамках квази XY-модели спинового льда показывают, что каждый диполь находится в локальном минимуме энергии.

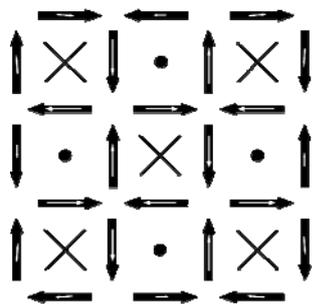


Рис. 1. Основное состояние для массива 24 частиц

При этом описывая систему в состоянии термодинамического равновесия, необходимо знать статистическую сумму, содержащую всю информацию о статистических свойствах системы. Проблема в том, что число членов функционального ряда, которым является статсумма, экспоненциально возрастает с увеличением числа частиц; то есть, если система и ее параметры исследуются методом полного перебора, такой подход не эффективен, т.к. экспоненциально увеличивается время вычислений с увеличением количества частиц. В связи с чем, в настоящее время использует методы Монте-Карло. Метод WL является эффективным алгоритм для вычисления плотности состояний (DOS), $g(E)$, с высокой точностью, и успешно применяется для многих задач [3,4]. Метод Ванга-Ландау основан на представлении статсуммы Z в виде разложения числа уровней плотности состояний $g(E)$ с заданной энергией E [3]:

Метод Ванга-Ландау основан на представлении статсуммы Z в виде разложения числа уровней плотности состояний $g(E)$ с заданной энергией E [3]:

$$Z = \sum_E g(E) \exp\left[\frac{-E}{kT}\right] \quad (1)$$

Если $g(E)$ известно, то можно вычислить среднюю энергию, теплоемкость и другие термодинамические величины при любой температуре из соотношения:

$$\langle E \rangle = \frac{1}{Z} \sum_E E g(E) \exp\left[\frac{-E}{kT}\right] \quad (2)$$

С применением Монте Карло моделирования (алгоритм Метрополиса и алгоритм Ванга-Ландау) были изучены температурные зависимости энергии и теплоемкости для систем с диполь-дипольным взаимодействием в рамках XY-модели.

Вычисление теплоемкости сталкивается с большими трудностями, из-за наличия больших флуктуаций в системе, в первую очередь в области температуры фазового перехода. При этом вычисление теплоемкости по стандартной формуле через производную внутренней энергии не дает качественных результатов из-за больших флуктуаций в системе даже при большом количестве МК-шагов. В связи с чем достаточно точное значение для максимума теплоемкости и гладкий график ее температурного поведения можно получить используя понятие среднеквадратичного отклонения в рамках статистической термодинамики: $C = \frac{\sigma_E^2}{kT^2}$, см. рис. 2.

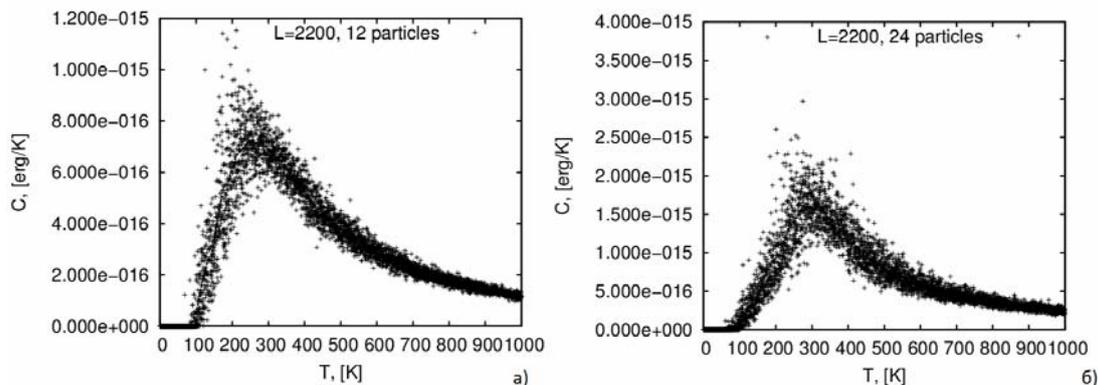


Рис. 2. – Температурное поведение теплоемкости: а) для 12 частиц, б) для 24 частиц.

Температурный максимум теплоемкости для рассматриваемых систем может находиться в области комнатных температур при условии, что параметр решетки ~ 2000 нм и имеется диполь-дипольное взаимодействие в системе в рамках XY-модели.

В дополнение к вышеописанному, когда строится $g(E)$ и распределение конфигураций идет только по энергии, плотность состояний (DOS) было преобразовано от одномерного $g(E)$, к двумерному $g(E, M)$, что позволило расширить объем получаемой информации из DOS за счет учета распределения состояний не только по энергиям, но и по спиновому избытку конфигураций. Дополнительно можно ввести новый параметр N_f для подсчета количества фрустрированных частиц в системе путем введения следующего DOS: $g(E, \frac{N_f}{N})$ и вычисляя среднее число фрустрированных частиц по формуле:

$$\left\langle \frac{N_f}{N} \right\rangle = \frac{1}{Z} \sum_E \left\langle \frac{N_f}{N} \right\rangle g(E, \left\langle \frac{N_f}{N} \right\rangle) \exp\left[\frac{-E}{kT}\right] \quad (3)$$

Важность данных результатов заключается в разработке новых методов статистической физики, для изучения свойств больших систем спинов, для которых вычисление статистической суммы не представляется возможным.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-32-00202 мол_а.

Литература

1. Toulouse G. Theory of the frustration effect in spin glasses: I // Commun. Phys. — 1977. — Vol. 2, no. 4. — P. 115–119.
2. Wang R. F. et al. Artificial ‘spin ice’ in a geometrically frustrated lattice of nanoscale ferromagnetic islands // Nature. — 2006. — Т. 439. — №. 7074. — С. 303–306.
3. Wang F., Landau D. P. Efficient, multiple-range random walk algorithm to calculate the density of states // Physical Review Letters. — 2001. — Vol. 86, no. 10. — P. 2050.
4. Okabe Y., Otsuka H. Monte Carlo study of the antiferromagnetic three-state Potts model with a staggered polarization field on the square lattice // Journal of Physics A: Mathematical and General. — 2006. — Т. 39. — №. 29. — С. 9093.

МОДЕЛЬ ИНФЛАТОНА КАК ПСЕВДОГОЛСТОУНОВСКОГО БОЗОНАБалицкий Я.В.¹, Киселев В.В.^{1,2}¹НИЦ «Курчатовский институт» Институт Физики Высоких Энергий²МФТИ (Государственный Университет)

E-mail: balytskiyyaroslav@gmail.com*, valery.kiselev@ihep.ru

Все уравнения негравитационной физики инвариантны по отношению к абсолютному значению космологической постоянной. Таким образом, в соответствии с теоремой Голдстоуна существует безмассовый Голдстоуновский бозон.

Тем не менее, значение космологической постоянной не произвольно, оно фиксировано, и симметрия по отношению к сдвигу абсолютного значения космологической постоянной спонтанно нарушена. Таким образом, псевдоГолдстоуновский бозон приобретает массу. Мы отождествляем этот бозон с инфлатоном. Полагая, что инфлатон обладает свойствами Галилеона, получаем единственно возможный эффективный потенциал.

Показано, что в пределе сильной связи он переходит в потенциал Старобинского, который хорошо соответствует наблюдательным данным.

Также построена модель, включающая в себя произвольный сдвиг космологической постоянной и Голдстоуновский бозон, отвечающий спонтанному нарушению глобальной симметрии относительно сдвига космологической постоянной. Гравитация явно нарушает эту симметрию и преобразует Голдстоуновский бозон в поле инфлатона.

Указаны дальнейшие перспективы развития модели.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-02-03244.

Литература

1. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics(2015) doi:10.1088/1475-7516/2015/04/032
2. "Inflaton as a pseudo-Goldstone boson of vacuum energy shift symmetry" *Ja.V. Balitsky and V.V. Kiselev*
3. "Global shift symmetry and vacuum energy of matter fields"
4. Ja.V.Balitsky and V.V.Kiselev. arXiv:1510.03693v1

КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ К МАССЕ ФОТИНО В N=1 СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ С МЯГКИМ НАРУШЕНИЕМ СУПЕРСИММЕТРИИ

Нарцев И.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
narcev@physics.msu.ru

Теория суперсимметрии в настоящий момент является одной из самых исследуемых областей теоретической физики и может оказаться рецептом решения многих проблем, имеющих в физике высоких энергий и космологии. Главной рабочей моделью, которая применяется для расчетов квантовых поправок во взаимодействиях с суперчастицами, является Минимальная суперсимметричная стандартная модель физики

элементарных частиц (МССМ). Особенностью МССМ является то, что массы «суперпартнеров» вводятся в модель явным образом с помощью мягких слагаемых, которые нарушают суперсимметрию. Эти слагаемые по современным представлениям являются остатками от спонтанного нарушения суперсимметрии в более общей теории. Исследование квантовых поправок к таким членам является важной задачей для понимания физики при больших масштабах энергий.

Квантовые поправки в суперсимметричных теориях поля имеют привлекательные особенности по сравнению с обычными квантовыми теориями, связанные с существованием теорем о перенормировке, которые улучшают ультрафиолетовое поведение теории. Так, например, в $N=1$ суперсимметричных теориях суперпотенциал не перенормируется, а бета-функция оказывается связанной с аномальной размерностью во всех порядках теории возмущений [1, 2]. Это соотношение получило название «точная бета-функция Новикова, Шифмана, Вайнштейна и Захарова». Исследование квантовых свойств теорий с мягко нарушенной суперсимметрией показало, что аналогичное соотношение может быть написано для ренормгрупповой функции, кодирующей перенормировку мягкой массы суперпартнера калибровочного бозона [3,4].

Тем не менее, открытыми остаются вопросы о том, как получить это соотношение суммированием ряда теории возмущений, и в какой схеме перенормировки оно получается. Известно, что в абелевом случае НШВЗ бета-функция может быть получена во всех порядках теории возмущений с помощью метода, предложенного в работе [5], если для регуляризации используется метод высших производных [6], а ренормгрупповые функции определяются в терминах голой константы связи. В данной работе этот метод обобщается на случай $N=1$ СКЭД с мягко нарушенной суперсимметрией, регуляризованной высшими производными. При этом удается показать, что с его помощью можно получить ранее предложенное в работах [3,4] выражение для бета-функции массы фотино (для ренормгрупповых функций, определенных в терминах голой константы связи) во всех порядках теории возмущений.

Действие рассматриваемой теории после добавления регуляризации может быть представлено следующим образом:

$$S = \frac{Re}{4e^2} \int d^4x d^2\theta (1 + 2M\eta) W^a R \left(\frac{\partial^2}{\Lambda^2} \right) W_a + \frac{1}{4} \int d^4x d^4\theta (\varphi^* e^{2V} \varphi + \tilde{\varphi}^* e^{-2V} \tilde{\varphi}) + S_{gf} + S_{PV}$$

где η – шпуринное поле, ответственное за мягкое нарушение суперсимметрии, M – масса фотино, $W^a(x, \theta)$ – суперсимметричное обобщение тензора напряженности электромагнитного поля, $R \left(\frac{\partial^2}{\Lambda^2} \right) = 1 + \frac{\partial^{2n}}{\Lambda^{2n}}$ – функция, вводящая регуляризацию высшими производными. $\tilde{\varphi}(x, \theta)$ и $\varphi(x, \theta)$ представляют собой киральные суперполя материи, а $V(x, \theta)$ – калибровочное суперполе. Калибровка фиксируется добавлением к действию слагаемого S_{gf} , S_{PV} представляет собой действие для полей Паули-Вилларса, которые необходимы для устранения остаточных расходимостей в однопетлевом приближении.

Бета-функция массы фотино $\beta_M(\alpha)$ может быть определена исходя из выражения для двухточечной функции Грина калибровочного суперполя $V(x, \theta)$. При этом для того, чтобы выделить слагаемые, дающие вклад в перенормировку массы фотино в пределе нулевого внешнего импульса, удобно рассматривать вместо калибровочного суперполя $V(x, \theta)$ выражение $\bar{\theta}^2 \theta \varepsilon$. Тогда с помощью метода, аналогичного предложенному в работе [5], можно представить соответствующий вклад в эффективное действие в виде интеграла от двойной полной производной в импульсном пространстве. Он пропорционален

$$\varepsilon^2 \text{Tr} \left(\bar{\theta}^2 \left[x^\mu, [x_\mu, \ln(*)] \right] \right) + \text{сингулярности} + (PV)$$

где используется обозначение

$$* = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} (I_0)^n, \quad I_0 = (e^{2V} - 1) \frac{\bar{\theta}^2 \partial^2}{16\theta^2}$$

для величины, кодирующей последовательность пропагаторов и вершин суперполей материи. Угловые скобки $\langle \rangle$ обозначают операцию функционального усреднения, а \bar{D}^a и D^a – суперсимметричные ковариантные производные. Производные по петлевым импульсам при этом в координатном представлении записываются как коммутаторы с оператором координаты. Интегралы от полных производных оказываются отличными от 0 благодаря наличию сингулярностей. Для полей Паули–Вилларса, вклад которых обозначен через (PI) сингулярности отсутствуют, благодаря чему их вклад в рассматриваемую ренормгрупповую функцию отсутствует. Суммирование сингулярностей для суперполей материи $\tilde{\varphi}(x, \theta)$ и $\varphi(x, \theta)$ может быть выполнено точно во всех порядках теории возмущений и дает для бета-функции массы фотино, определенной в терминах голой константы связи, результат

$$\beta_M(\alpha_0) \equiv \frac{dM(\alpha_0, \Lambda/\mu)}{d \ln \Lambda} = \frac{M\alpha_0}{\pi} (1 - \gamma(\alpha_0)) - \frac{\alpha_0}{\pi} \gamma_1(\alpha_0)$$

где α_0 – голая константа связи (квадрат заряда электрона), M – голая масса фотино, $\gamma \equiv \frac{dZ(\alpha_0, \Lambda/\mu)}{d \ln \Lambda}$ – аномальная размерность суперполей материи, а γ_1 определяется как $\gamma_1(\alpha_0) = M \frac{\partial}{\partial \alpha_0} \gamma(\alpha_0)$.

Литература

1. V.A. Novikov et al., Nucl. Phys. B 229 (1983) p. 381.
2. M.A. Shifman, A.I. Vainstein, V.I. Zakharov, Phys. Lett. B 166 (1986) p. 334.
3. J. Hisano, M.A. Shifman, Phys. Rev. D 56 (1997) p. 5475.
4. I. Jack, D.R.T. Jones, Phys. Lett. B 415 (1997) p. 383.
5. K.V. Stepanyantz, Nucl. Phys. B 852 (2011) p. 71.
6. A.A. Slavnov, Nucl. Phys. B 31 (1971) p. 301.

ТОЧНАЯ СРЕДНЯЯ ЭНЕРГИЯ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ ОДНОМЕРНОЙ МОДЕЛИ С ЗАМОРОЖЕННЫМ БЕСПОРЯДКОМ

Вомпе Ф.А.

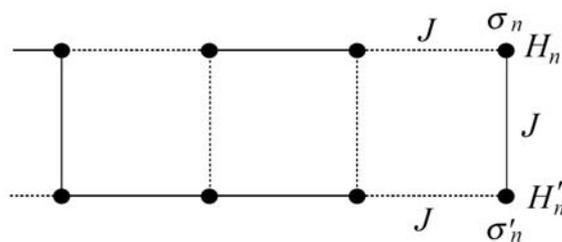
*МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,
E-mail: vompe@physics.msu.ru*

Системы с замороженным беспорядком трудны и интересны для исследования и находят применения в физике конденсированного состояния, биофизике, информатике[3], теории искусственного интеллекта[4]. Вычисление точной средней энергии в таких моделях является сложной задачей, было найдено лишь малое число точных результатов[1,2,3,5] для случайной модели Изинга. Ранее Hamaasaki T. и Nishimori H. была получена[5] аналитическая формула средней энергии основного состояния на решетке размера $2 \times n$ в случайном бимодальном поле, принимающем значения h и $-h$ с заданными вероятностями в области значений параметров $h < J$. В нашей работе найдена аналитическая формула средней энергии основного состояния в неисследованных ранее областях значений параметров $2J < h < 3J$ и $h > 3J$.

Рассматривается система с замороженным беспорядком, которая описывается гамильтонианом :

$$H = -J \sum_{i=1}^n (\sigma_{i-1} \sigma_i + \sigma'_{i-1} \sigma'_i + \sigma_i \sigma'_i) + \sum_{i=1}^n (H_n \sigma_i + H'_n \sigma'_i)$$

$\{\sigma_i\}, \{\sigma'_i\}$ — спиновые переменные модели Изинга. Рассчитывается средняя энергия основного состояния в пределе $n \rightarrow \infty$. Энергия E является самоусредняющейся величиной[7], что означает что $E = \sum_{j=1}^L \left(\frac{E_j}{L} \right)$ для достаточно больших n , где E_j — энергия основного состояния конкретной реализации всех полей $\{H_n\}$ и $\{H'_n\}$, L — суммарное число реализаций различных конфигураций полей $\{H_n\}$ и $\{H'_n\}$ решетки.



Для лестницы $2 \times n$ граница состоит из двух спинов $\Gamma = \{\sigma_i, \sigma'_i\}$. Таким образом задача описывается “ограниченной” статистической суммой $Z_n^{\pm\pm}$, которая зависит от граничных условий.

Ограниченная статистическая сумма $Z_n^{\pm\pm}$ подчинена рекуррентному соотношению:

$$Z_{n+1}^{\pm\pm} = T_{n+1} Z_n^{\pm\pm},$$

где T_n — трансфер-матрица для рассматриваемого гамильтониана H .

Рассматривая в нуль-температурном пределе $z = e^\beta, z \gg 1$ основные экспоненты статистической суммы были получены рекуррентные соотношения:

$$\begin{aligned} a_{n+1} &= -J - H_n + \max(0, J + a_n, -J + b_n, c_n) - \max(J, a_n, b_n, -J + c_n) \\ b_{n+1} &= -J - H'_n + \max(0, -J + a_n, J + b_n, c_n) - \max(J, a_n, b_n, -J + c_n) \\ c_{n+1} &= -H_n - H'_n + \max(-J, a_n, b_n, J + c_n) - \max(J, a_n, b_n, -J + c_n) \\ x_{n+1} &= J + H_n + H'_n + x_n + 2M, M = \max(J, a_n, b_n, -J + c_n) \end{aligned}$$

H_n и H'_n — конкретные реализации случайного поля, принимающие значение h с вероятностью p и $-h$ с вероятностью $q = (1-p)$.

Энергия на спин имеет вид:

$$E(p) = -\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{2n} (x_n + M) = -\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{2n} \left[\sum_{m=0}^{n-1} (x_{m+1} - x_m) + x_0 + M \right] = -\frac{1}{2} \langle\langle x_{n+1} - x_n \rangle\rangle$$

Для каждого из рассматриваемых случаев $2J < h < 3J$ и $h > 3J$ исследуемые рекуррентные соотношения приводят к ограниченному спектру состояний, где каждое состояние описывается тремя числами $[A, B, C]$. Каждое состояние $[A, B, C]$ переходит в 4 состояния спектра с известными вероятностями. Рассчитаны стационарные вероятности для состояний и получены формулы для средней энергии матрицы перехода.

Для $2J < h < 3J$:

$$E(p) = \frac{3(4p^8 - 16p^7 + 28p^6 - 28p^5 + 24p^4 - 20p^3 + 7p^2 + p - 1)J}{(2p^8 - 8p^7 + 14p^6 - 14p^5 + 14p^4 - 14p^3 + 9p^2 - 3p + 1)h} - \frac{2(p^2 - p + 1)}{p^2 - p + 1}$$

Для $h > 3J$:

$$E(p) = -\frac{3}{2}(4p^2 - 4p + 1)J - h = -h - \frac{3}{2}J - 6pq$$

Литература

1. B. Derrida, J. Vannimenus and Y. Pomeau: J. Phys. C 11 (1978) 4749.
2. E. Farhi and S. Gutmann: Phys. Rev. B 48 (1993) 9508.
3. C. Dress, E. Amic and J. M. Luck: J. Phys. A: Math. Gen. 28 (1995) 135.
4. J. Bricomont and A. Kupiainen, Phys. Rev. Lett. 59, 1829 (1987)
5. Hamasaki T. and Nishimori H. Exact Ground-State Energies of the Random-Field Ising Chain and Ladder // JPSJ 73 (2004) 1490-1495
6. Kadowaki T., Nonomura Y. and Nishimori H. Exact ground-state energy of the Ising spin glass on strips // JPSJ 65 (1996) 1609
7. H. Nishimori, Statistical Physics of Spin Glasses and Information Processing: An Introduction, 2001, Oxford Univ. Press

СВЯЗАННЫЙ ДВУХСЕКЦИОННЫЙ СИММЕТРИЧНЫЙ ПРУЖИННЫЙ МАЯТНИК

Штацкая Н.С.

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко, Тираспольская гуманитарно-математическая гимназия, Тирасполь, Молдова,
E-mail: natali_novickaya@mail.ru

На рисунке представлен маятник с невесомым каркасом, маятник слева неподвижно закреплен в точке O . Такой маятник является связанным. Пружинка с жесткостью k соединяет точки O и O_1 . В каждом свободном углу каркаса прикреплены грузики, массы которых указаны на рисунке. Определим частоту колебаний такого маятника. Мысленно сожмем пружинку на величину x , сообщая маятнику потенциальную энергию

$\Pi = kx^2/2$. Определим теперь направления и величины скоростей грузиков при прохождении ими положения равновесия. Поскольку смещение грузика в точке O_2 в

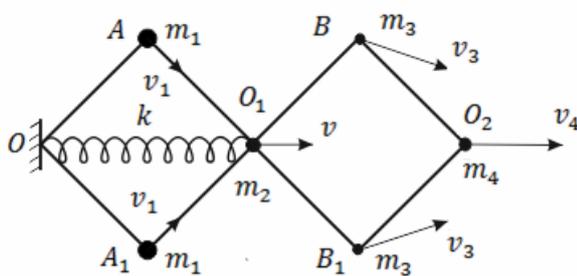


Рис.1. Связанный симметричный двухсекционный пружинный маятник

два раза больше смещения грузика в точке O_1 , то скорости v_1 и v_4 , направленные вдоль оси симметрии системы, связаны соотношением $v_4 = 2v_1$, где $v_1 = \omega x$, а x — начальное смещение грузика в точке O_1 . Скорости v_2 грузиков в точках A_1 и A_2 направлены перпендикулярно стержням OA_1 и OA_2 , так как они вращаются относительно оси O в противоположных направлениях. Находим, что $v_2 = v_1/\sqrt{2}$.

Найдем теперь скорость v_3 грузиков в точках B_1 и B_2 . Из рисунка видно, что в данный момент времени точка A_1 движется так, что ее скорость направлена вдоль стержня A_1B_1 . Следовательно, в силу жесткости стержня A_1B_1 любая другая точка этого стержня также должна иметь такую скорость движения, что ее продольная компонента (вдоль направления стержня A_1B_1) также равна v_1 . В силу этого требования можно записать, что $v_{3\parallel} = v_1$ (индекс \parallel означает продольную компоненту). Но с другой стороны видно, что точка O_1 имеет скорость v , направленную вдоль оси симметрии структуры. Следовательно, точка O_1 имеет не только продольную компоненту, равную v_1 , но также и поперечную $v_{1\perp}$ (перпендикулярную к стержню A_1B_1), равную $v_{1\perp} = v/\sqrt{2}$. Это означает, что стержень A_1B_1 участвует в сложном движении, при котором все точки этого стержня имеют одну и ту же продольную скорость v_1 , но стержень к тому же вращается относительно точки A_1 с угловой скоростью $\Omega = v_{1\perp}/a$, где a — расстояние A_1O_1 . Тогда поперечную компоненту скорости v_3 , обусловленную вращением стержня A_1B_1 относительно точки A_1 , легко вычислить: $v_{3\perp} = \Omega \cdot 2a = 2v_{1\perp} = \sqrt{2}v_1$. Полную скорость v_3 точки B можно найти по формуле: $v_3 = \sqrt{v_{3\parallel}^2 + v_{3\perp}^2} = \sqrt{v_1^2 + 2v_1^2} = \sqrt{3}v_1$. Как следует из рисунка, скорость v_3 направлена под углом α к стержню BO_2 , равным $\tan \alpha = v_{3\parallel}/v_{3\perp} = 1/2$. Теперь можно подсчитать полную кинетическую энергию при

прохождении ими положения равновесия:

$$K = 2 \cdot \frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v^2 + 2 \cdot \frac{1}{2} m_3 v_3^2 + \frac{1}{2} m_4 v_4^2 = (m_1 + m_2 + 5m_3 + 4m_4) \omega^2 x^2 / 2.$$

Используя закон сохранения энергии, для частоты колебаний получаем выражение:

$\omega^2 = k/(m_1 + m_2 + 5m_3 + 4m_4)$. Если все грузики имеют одну и ту же массу m , то $\omega^2 = k/(11m)$.

Полученная формула является достаточно общей, позволяющей находить частоты колебаний и для других, более простых случаев. Например, если $m_1 = m_2 = 0$, то $\omega^2 = k/(5m_3 + 4m_4)$. Этот случай интересен тем, что пружинка располагается в первом квадрате, а грузики – во втором. Если пружинку переместить также во второй квадрат, соединив ею точки O_1 и O_2 , то результат сохранится, так как расстояние O_1O_2 изменится на ту же величину, что и расстояние OO_1 при деформации каркаса маятника благодаря шарнирным соединениям. Поэтому, как и в предыдущем параграфе, пружинки можно подсоединять между точками одних и тех же диагоналей. Их число может изменяться от единицы до шести. Если коэффициенты упругости этих пружинки различные, то общее выражение для частоты колебаний маятника принимает вид: $\omega^2 = (k_1 + k_2 + \dots + k_s)/(m_1 + m_2 + 5m_3 + 4m_4)$, где $1 \leq s \leq 6$. Полагая в этой формуле $k_1 = k_2 = \dots = k_s = k$ и $m_1 = m_2 = m_3 = 0$, $m_4 \neq 0$, для маятника с шестью пружинками и одним грузиком в точке O_2 получаем $\omega^2 = 3k/(2m)$.

ЭФФЕКТЫ 2D- ДИССИПАТИВНОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ДВУХ ЛОКАЛЬНЫХ ФОНОННЫХ МОД МАТРИЦЫ СРЕДЫ-ТЕРМОСТАТА

Кревчик П.В., Скоросова И.К., Мойко И.М., Султанов М.А., Волкова Е.С., Валаа А.Д.

Пензенский государственный университет, Пенза, Россия

E-mail: physics@pnzgu.ru

Теоретически исследована вероятность 2D – диссипативного туннелирования (ДТ) в приближении разреженного газа пар инстантон-антиинстантон для параллельного переноса взаимодействующих частиц в модельном 2D – осцилляторном потенциале в условиях внешнего электрического поля при конечной температуре с учетом влияния двух локальных фоновых мод матрицы среды – термостата. Показано, что в пределе слабой диссипации, для достаточно малых коэффициентов взаимодействия туннелирующей частицы с локальными фоновыми модами ($C \ll 1$), теоретическая кривая вероятности 2D – ДТ, как функция напряженности внешнего электрического поля, качественно соответствует экспериментальной туннельной вольт-амперной характеристике для начального этапа формирования квантовых точек (КТ) из коллоидного золота размером не более 10 нм, в системе атомно-силового/ сканирующего туннельного микроскопа (см. Рисунок 1).

Рис. 1. – Качественное сравнение теоретической кривой 1 полевой зависимости вероятности 2D – ДТ полученной в рамках рассмотренной модели и экспериментальной ВАХ (кривая 2) растущей КТ из коллоидного золота под иглой кантилевера

Для больших размеров золотых КТ (более 10 нм) преобладает механизм ионной проводимости. Установлено, что в пределе сильной диссипации (когда $C \gg 1$) на полевой зависимости вероятности 2D – ДТ в режиме синхронно-



го параллельного переноса наблюдаются два единичных пика, положения которых зависят от температуры. Один (правый) пик оказывается неустойчивым, подобно как в модели 1D – ДТ с учетом одной локальной фононной моды. Между пиками наблюдается глобальный минимум вероятности, который появляется в случае, когда двухъямный осцилляционный потенциал вдоль координаты туннелирования становится симметричным. Предполагается, что физическая природа этого минимума связана с резонансами типа Фано, как в случае примесных резонансных состояний в полупроводниковых наноструктурах. Найдено, что наличие двух локальных фононных мод приводит к расщеплению правого пика в дублет на температурной зависимости вероятности 2D – ДТ.

Коллектив авторов выражает благодарность проф. В.Ч. Жуковскому (МГУ им. Ломоносова), проф. ВД Кривичу, проф. МБ Семенову (ПГУ) за помощь при выполнении данной работы.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ С ПЫЛЕВОЙ КОМПОНЕНТОЙ НАМАГНИЧЕННЫХ ЧАСТИЦ

Самухина Ю.В.

*МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,
juliesam2008@mail.ru*

В данной работе рассмотрен частный случай распространения волн вдоль внешнего магнитного поля в электрон-ионной плазме, в которой присутствуют намагниченные частицы с массой M , значительно превосходящей массу электронов m_e . В такой среде можно пренебречь движением положительно заряженных ионов и тяжелых пылевых частиц по сравнению с движением электронов, но значителен вклад в коллективное электромагнитное поле плазмы, обусловленный ориентационной динамикой магнитных моментов пылевых частиц. Показано, что существенное отличие g -фактора для таких частиц от 2 приводит к появлению новой плазменной ветви.

В работах [1, 2] показано, что при отличии g -фактора свободных электронов от 2, в магнитоактивной плазме возникает новая плазменная ветвь в узком спектральном диапазоне. Но для свободных электронов это отличие порядка 10^{-4} , и область частот, в которой существует данная ветвь, расположена вблизи циклотронной частоты и трудно различима на фоне электронной циклотронной плазменной ветви. Но значение g -фактора для магнетиков может в несколько раз отличаться от значения g -фактора для свободных электронов [3, 4], что может заметно изменить вибрационные свойства такой плазменной среды.

В приближении холодной гидродинамики для распространения волн в рассматриваемой плазменной среде получается три дисперсионных уравнения, одно из которых определяет частоту ленгмюровских колебаний [5], а два других можно записать в виде

$$N^2 = \frac{\frac{g}{2}\Omega_H \pm \omega}{\frac{g}{2}(\Omega_H - \Omega_\mu) \pm \omega} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \pm \Omega_H)} \right), \quad (1)$$

где $N^2 = k^2 c^2 / \omega^2$ – квадрат показателя преломления плазменной среды, $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / m_e}$ — плазменная частота, $\Omega_\mu = 4\pi e I_0 / m_e c$ — характерная частота, обусловленная магнитными моментами магнитных частиц, $\Omega_H = eH_0 / m_e c$ — циклотронная частота.

Если намагниченность пылевой компоненты плазмы равна нулю и $g = 2$, то это уравнение совпадает с уравнениями, исследованными в работах [6, 7].

В рассматриваемой плазменной среде значение g -фактора для магнитных частиц может существенно отличаться от 2 [6]. В этом случае также возникает дополнительная плазменная ветвь вблизи гиромангнитной частоты

$$\frac{g}{2}(\Omega_H - \Omega_\mu). \quad (2)$$

Значение этой частоты может сильно отличаться от электронной циклотронной частоты.

На Рис. 1 приведен вид дисперсионных кривых, построенных на основе уравнения (1) для волн с правой круговой поляризацией (нижний знак в уравнении (1)) при $\omega_p = 2\Omega_H$, $\Omega_\mu = 0,002\Omega_H$ и $g = 1.5$. Видно, что в плазме возникает дополнительная колебательная плазменная ветвь. Наличие в плазме магнитных частиц привело к расщеплению одной колебательной ветви для поперечных волн с правой круговой поляризацией в плазме, распространяющихся вдоль внешнего магнитного поля, на две самостоятельные колебательные ветви. Частота одной ветви при $k \rightarrow \infty$ асимптотически стремится к гиромангнитной частоте (2), а дисперсия второй ветви стремится к циклотронной частоте Ω_H . При $k \rightarrow 0$ частота новой ветви стремится к гиромангнитной частоте. Для верхней же ветви частота отсечки моды с правой круговой поляризацией не изменяется по сравнению с классическим случаем [5].

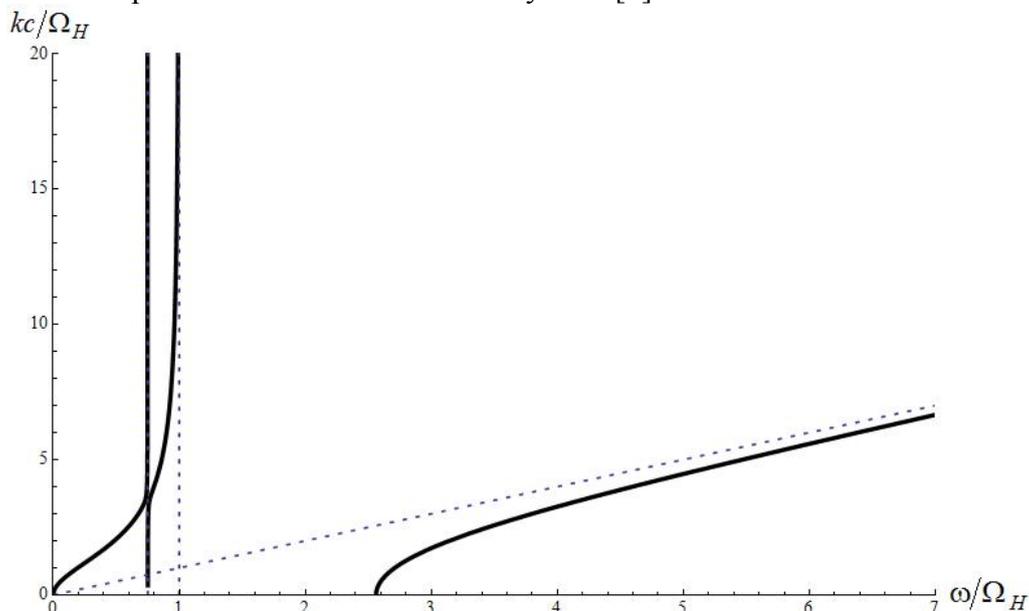


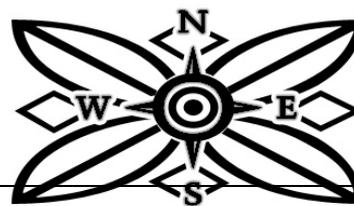
Рис. 1. Вид дисперсионных кривых для волн, распространяющихся в магнитоактивной плазме вдоль внешнего магнитного поля при $\omega_p = 2\Omega_{He}$, $\Omega_\mu = 0,2\Omega_H$, $g = 8$

Литература

1. Ким Н.Е., Поляков П.А., Русаков А.Е. Коллективные спиновые эффекты в классических плазменных системах // Нелинейный мир. - 2005. - № 3. - с. 155-162.
2. Вагин Д.В., Ким Н.Е., Поляков П.А., Русаков А.Е. Особенности распространения электромагнитных волн в горячей магнитоактивной плазме с учетом спина электронов // Известия Российской академии наук. Серия физическая. - 2006. - т. 70. № 3. - с. 443-447.
3. Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1976, 367 с.
4. Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. — 1032 с.
5. Кролл Н., Трайвелпис А. Основы физики плазмы. М.: Мир. 1975. 528 с.
6. Andreev P., Kuzmenkov L., Trukhanova M. I., Andreev P.A., Kuzmenkov L.S., Trukhanova M.I. // Physical Review B. Condensed Matter and Materials Physics. - 2011. - vol. 84. - pp. 245401.
7. Харабадзе Д.Э., Кузьменков Л.С. // Известия высших учебных заведений. Физика. — 2004. — № 4. — с. 87-93.

ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Председатели:
проф. **Зубов Виктор Евгеньевич**
проф. **Шалыгина Елена Евгеньевна**



О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОСТАВА ЖИДКИХ СРЕД, БИОЛОГИЧЕСКИХ РАСТВОРОВ И МЕДИЦИНСКИХ СУСПЕНЗИЙ ПРИ ЭКСПРЕСС-КОНТРОЛЕ ИХ СОСТОЯНИЯ МЕТОДОМ ЯДЕРНО-МАГНИТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ.

Рукин Е.В., Мязин Н.С.

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: rugin.egor@gmail.com, myazin.n@list.ru

В настоящее время одной из актуальных задач является создание надежных и быстрых методов экспресс-контроля конденсированных сред, которые позволяют в месте проведения измерения получать информацию о степени отклонения исследуемой среды от стандартного состояния [1, 2]. Особенно это востребовано при проведении различных исследований с использованием конденсированных сред, биологических растворов и медицинских суспензий, а также в случаях проверки качества продукции (например, промышленное производство или таможенный контроль) [2, 3].

Проведенные исследования [1–3] показали, что использование малогабаритных ЯМР- спектрометров для экспресс-контроля состояния жидких сред является одним из решений этой задачи. По измеренным временам релаксации T_1 и T_2 исследуемых сред можно определять степень их отклонения от стандартного состояния на месте измерения с погрешностью не выше 1.0%. Кроме того, проведенные исследования ЯМР спектрометром не изменяют химический состав и физическую структуры среды. Это делает предложенный метод экспресс-контроля с использованием ЯМР спектроскопии востребованным во многих областях и показывает необходимость продолжать исследования для улучшения его функциональных возможностей. Одно из перспективных направлений — применение вейвлет-преобразования для обработки регистрируемых сигналов ЯМР.

Вейвлет-анализ дает уникальные возможности по распознаванию локальных и «тонких» особенностей сигналов (функций) и получению их спектральных составляющих. Это позволяет использовать его для обработки сигналов ЯМР, зарегистрированных от смесей жидких сред, образованных веществами, близкими по химическому составу и физической структуре (например, смеси бензинов или биологических растворов). При смешивании таких сред не происходит растворения одной среды в другой и образуется конгломерат, имеющий достаточно однородный характер, если перемешивание было сделано качественно. Регистрируемый сигнал ЯМР от такой смеси представляет собой суммарный сигнал от каждой из компонент смеси. На рис. 1 в качестве примера представлен зарегистрированный сигнал ЯМР от смеси двух бензинов АИ-95 с А-76 в пропорции 0.75 к 0.25 при температуре $T = 17.9\text{ }^\circ\text{C}$.

Форма линии регистрируемого сигнала ЯМР (рис. 1) аппроксимируется следующей зависимостью [1–3]:

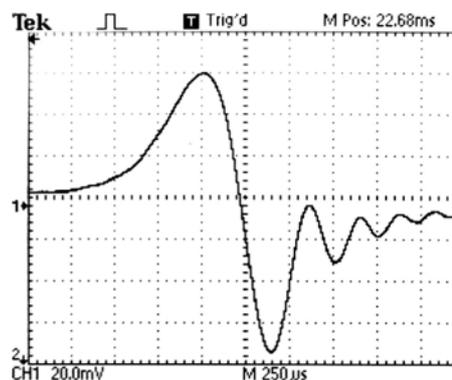


Рис. 1. Форма линии зарегистрированного сигнала ЯМР от смеси бензинов АИ-95 с А-76, $f_m = 13.45\text{ Hz}$, $f_{nmr} = 2414\text{ kHz}$

$$U_c(t) = U_0 * \exp\left(-\frac{t}{T_2^*}\right) * \cos\left(\frac{\alpha t^2}{2}\right) \quad (1)$$

$$\alpha = \gamma \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial(\Delta\omega)}{\partial t} \quad (2)$$

где α — скорость изменения расстройки магнитного поля, T_2^* — эффективное время поперечной релаксации, U_0 — максимальное значение амплитуды регистрируемого сигнала ЯМР.

Так как зависимость, описывающая регистрируемый сигнал ЯМР, является непрерывной, необходимо использовать непрерывное вейвлет-преобразование. В качестве материнского вейвлета мы используем вейвлет МНАТ, описываемый следующей функцией:

$$\psi(t) = \frac{2}{\sqrt{3\sqrt{\pi}}} \left(\frac{1 + At - Bt^2 + Ct^3}{1 + t} \right) * \exp\left(-\frac{-Dt + Kt^2 - Ft^3}{2}\right) \quad (3)$$

где A, B, C, D, K, F — коэффициенты, которые зависят от α , T_2^* и U_0

После выполнения вейвлет-преобразования зарегистрированный сигнал ЯМР (рис.1) представляет собой набор сигналов от сред, из которых получена исследуемая смесь. Измеряя константы релаксации T_1 и T_2 по сигналам ЯМР, разделенным вейвлет-преобразованием, и зная температуру, определяем каждую из компонент смеси. Сравнивая амплитуды первых пиков, полученных после вейвлет-преобразования сигналов ЯМР, определяем относительные концентрации компонент. Это позволяет получить информацию о составе исследуемой среды на месте взятия пробы и сделать вывод о дальнейшем её использовании без анализа в стационарной лаборатории. Контроль состояния среды по T_1 и T_2 давал информацию только о наличии отклонения от стандартного состояния среды и требовал дополнительных исследований для определения состава.

Литература

1. Давыдов В.В., Величко Е.Н., Дудкин В.И., Карсеев А.Ю. Ядерно – магнитный релаксометр для экспресс-контроля состояния конденсированных сред. // ПТЭ. 2015. № 2. С. 72 – 76.
2. Karseev A. Yu., Vologdin V.A., Davydov V.V. Feature of nuclear magnetic resonance signal registration in weak magnetic fields for the express – control of biological solutions and liquid medium by nuclear magnetic spectroscopy method. // Journal of Physics: Conference Series. 2015. volume 643 - 012108.
3. V.V. Davydov, A.V. Cheremiskina, E.N. Velichko, A.Yu. Karseev Express – control of biological solution by portable nuclear – magnetic spectrometer. // Journal of Physics: Conference Series. 2014. volume 541 – 012006.

МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИХ ЭЛАСТОМЕРОВ

Алехина Ю.А., Макарова

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: ya.alekhina@physics.msu.ru

Магнитореологические эластомеры – композитные материалы, относящиеся к классу так называемых «умных» материалов, реагирующих на изменение внешних условий изменением собственных свойств. Они представляют собой неферромагнитную упругую матрицу, в которой распределены магнитные частицы. При приложении магнитного поля частицы наполнителя намагничиваются и упорядочиваются вследствие зеemanовского (магнитных моментов частиц с полем) и диполь-дипольного (частиц между собой) взаимодействий. Такое упорядочение оказывает влияние на механические, электрические и магнитные свойства эластомеров, что позволяет использовать их в конструкции амортизаторов, датчиков различных типов, актуаторов и т.д. Из-за широкой области примене-

ний и эффективности использования магнитные эластомеры представляют огромный интерес для фундаментальных исследований и практического изучения.

Для определения зависимости механических свойств эластомеров от их параметров были изготовлены образцы различных толщин с двумя различными концентрациями железных частиц (50 масс.% и 25 масс.%) на основе двухкомпонентного силиконового компаунда. Для изучения механических свойств образцов сложной формы были изготовлены образцы столбчатых структур из эластомера с 50% массовой концентрацией железных частиц и двухкомпонентного образца на основе этой структуры с чередующимися концентрациями 50% и 25% частиц. Исследованы зависимости модуля Юнга от толщины образцов, а также механические свойства изготовленных структур при различных частотах, амплитудах деформации и внешних полях. Также исследованы особенности взаимодействия магнитного эластомера с магнитным полем постоянных магнитов в зависимости от расстояния, числа магнитов и их конфигурации.

В скрещенных постоянном и переменном магнитных полях эластомеры демонстрируют эффект механического резонанса. В экспериментах использовалась катушка с сердечником из эластомера, размеры которого были меньше, чем свободное пространство внутри катушки; таким образом, образец имел возможность двигаться без потери энергии на внешнее трение. Значение магнитной проницаемости определялось по изменению индуктивности катушки с сердечником из магнитного эластомера по сравнению с индуктивностью пустой катушки. Для эластомеров с частицами феррита бария было обнаружено, что полученные частотные зависимости мнимой и действительной частей магнитной проницаемости имеют характерные резонансные пики (рис. 1). Аналитический расчет в рамках модели колебаний упругого стержня подтвердил существование колебаний образца как целого в этом частотном диапазоне и слабой зависимости их параметров от внешнего поля.

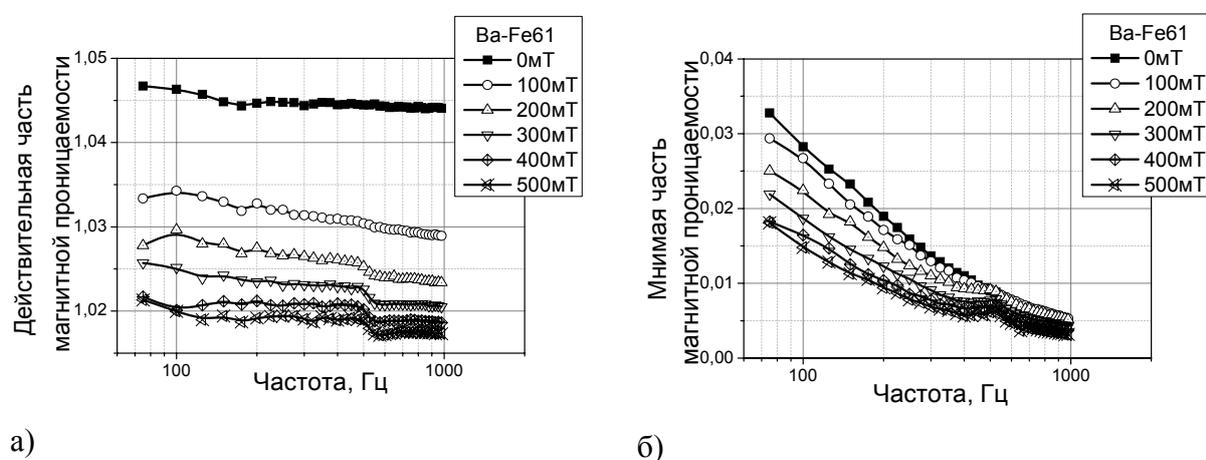


Рис. 1. Действительные (а) и мнимые (б) части магнитной проницаемости эластомера с 61 масс.% частиц феррита бария в зависимости от частоты переменного поля при различных значениях постоянного магнитного поля

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ПРИ ЧАСТОТНОМ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ МАГНИТОМЯГКИХ МАГНИТОПЛАСТОВ

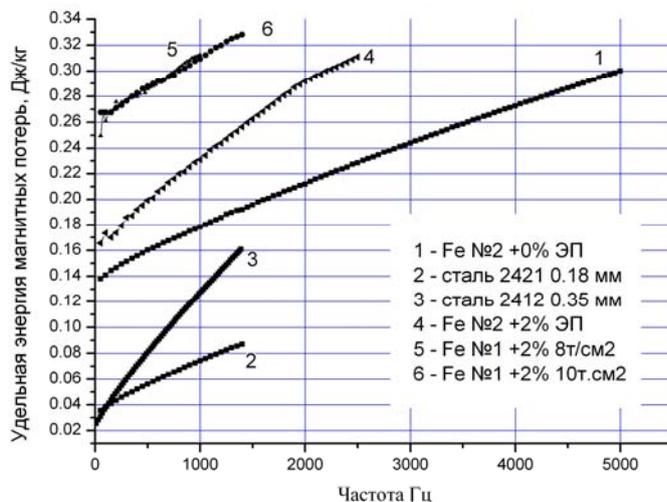
Милов Е.В., Милов В.Н., Балан И.А., Андреев А.С., Сипин И.А.

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

E-mail: ivansipin@gmail.com

При разработке ряда устройств, в которых происходит периодическое перемагничивание элементов конструкции (например, в электрических моторах и генераторах), значительная часть энергии теряется в результате тепловых потерь, что приводит к существенному ухудшению их рабочих характеристик. Потери в электротехническом же-

лезе, из которого, как правило, изготавливаются статоры и роторы электрических машин, включают в себя потери энергии за счет гистерезиса и в результате токов Фуко, которые возникают при периодическом перемагничивании. Одной из возможностей уменьшения тепловых потерь является замена электротехнического железа на материал, обладающий столь же высокими магнитными характеристиками и существенно большим электросопротивлением. В данной работе проводилось исследование магнитных потерь в магнитопластах на основе порошка железа. В работе были проведены измерения магнитных свойств при различных частотах перемагничивания и электросопротивления нескольких образцов магнитопластов, отличающихся технологией изготовления, в частности, количеством эпоксидной связки и усилием прессования. Полученные результаты сравнивались с магнитными потерями в промышленно выпускаемых электротехнических сталях.



На рисунке приведены зависимости удельной энергии потерь перемагничивания за период от частоты при амплитуде индукции 10кГс. Из рисунка видно, что хотя тепловые потери в магнитопластах превышают потери в электротехническом железе, экстраполяция потерь в образце №3 в область высоких частот перемагничивания показывает, что выше определенной частоты потери в магнитопластах становятся меньше. Очевидно, что рост потерь в электротехническом железе при

увеличении частоты перемагничивания определяется возрастанием токов Фуко, которые значительно больше, чем в магнитопластах вследствие меньшего значения электросопротивления.

Учитывая, что существует ряд технологических приемов, позволяющих улучшить магнитные свойства магнитопластов, можно сделать заключение о потенциальной возможности замены электротехнического железа на магнитопласты.

Работа выполнена при поддержке гранта Минобрнауки № 03-2015/218 от «27» июля 2015 г.

ИССЛЕДОВАНИЯ НЕОБРАТИМОСТЕЙ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА СПЛАВОВ $La(Fe,Si)_{13}$ В ПРОЦЕССЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАБОЧИХ РЕЖИМОВ МАГНИТНЫХ ТЕПЛОВЫХ НАСОСОВ

Востров Н.В., Балбихина О.В., Айриян Э.Л., Карпенков А.Ю.

Тверской государственный университет, Тверь, Россия

E-mail: vostrov.n@yandex.ru

В последнее время с целью устранения недостатков традиционных парокомпрессионных холодильников интенсивно развивается альтернативный метод охлаждения, основанный на адиабатическом размагничивании магнитного материала, в котором наблюдается магнитокалорический эффект (МКЭ)[1-2]. Замена парокомпрессионного цикла твердотельным магнитотепловым циклом позволит серьезно сократить потребление энергии в этом секторе экономики.

Материалы, в которых наблюдается магнитный фазовый переход первого рода, в настоящее время считаются наиболее перспективными, так как они показывают высо-

кие значения МКЭ, что связано с очень резкими изменениями намагниченности в зависимости от температуры. К таким материалам относятся материалы на основе соединений $\text{LaFe}_{13-x}\text{Si}_x$ с низким содержанием кремния [3].

Вследствие того, что на соединениях $\text{LaFe}_{13-x}\text{Si}_x$ с $x \leq 1,5$ наблюдаются полевые и температурные гистерезисы, а также для того, чтобы приблизить условия измерений к работе магнитного теплового насоса, в работе исследования адиабатического изменения температуры ΔT_{ad} проводились при разных режимах приложения магнитного поля: при однократном и шестикратном циклировании.

Прямые измерения адиабатического изменения температуры ΔT_{ad} были выполнены на экспериментальной установке, разработанной при участии авторов. Источником магнитного поля являлась система постоянных магнитов в конфигурации Хальбах-цилиндров (производство компании АМТ&С, Москва). Максимальное поле в системе равнялось $\mu_0 H = 1,9$ Тл. Криостат позволял проводить измерения в широком интервале температур от 77 до 500 К. Адиабатическое изменение температуры ΔT_{ad} измерялось с точностью выше $\pm 0,01$ К при помощи двух дифференциальных термопар медь-константан, одна из которых была в прямом контакте с образцом и держателем образца, а вторая регистрировала температуру держателя. Измерения проводились как при нагреве, так и при охлаждении измерительной ячейки. При этом температура образца плавно приближалась к заданной температуре, после чего прикладывалось магнитное поле и фиксировалось относительное изменение температуры образца относительно исходной $\Delta T_{ad}(T)$. Для данной установки был разработан специализированный программный комплекс, который позволял проводить измерения в полностью автоматическом режиме, при заданных скоростях развертки температуры и магнитного поля. При помощи запрограммированного ПИД-регулятора было возможно проводить измерения в точно заданных точках температурного интервала.

В работе исследован МКЭ в соединениях $\text{LaFe}_{13-x}\text{Si}_x$ ($x=1,2; 1,4; 1,8$). Полевые и температурные зависимости ΔT_{ad} соединения $\text{LaFe}_{11,2}\text{Si}_{1,8}$ имеют обратимый характер при всех трех протоколах измерения, что свидетельствует о наличии в данном соединении магнитного фазового перехода второго рода. Максимальное значение МКЭ, наблюдаемое при температуре 218 К составило 2,7 К при $\mu_0 H = 1,93$ Тл (рис. 1а). Однако при измерениях ΔT_{ad} в соединениях $\text{LaFe}_{13-x}\text{Si}_x$ с фазовым переходом первого рода в различных режимах приложения магнитного поля, а также при процессах нагревания и охлаждения измерительной ячейки, наблюдается необратимость ΔT_{ad} .

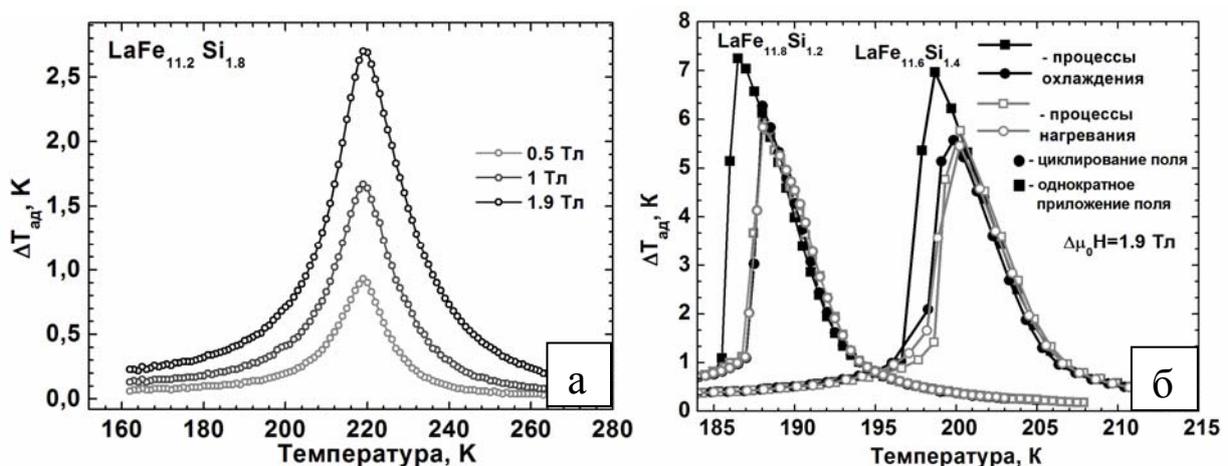


Рис. 1. Температурные зависимости адиабатического изменения температуры $\Delta T_{ad}(T)_{0 \rightarrow H}$ соединений $\text{LaFe}_{11,2}\text{Si}_{1,8}$ (а), $\text{LaFe}_{11,8}\text{Si}_{1,2}$ и $\text{LaFe}_{11,6}\text{Si}_{1,4}$ (б) при $\Delta \mu_0 H = 1,9$ Тл, для процессов нагревания (серые фигуры) и охлаждения (черные фигуры) при однократном (квадраты) приложении поля и циклировании (кружки)

На рисунке 1б представлены температурные зависимости $\Delta T_{ad}(T)_{0 \rightarrow H}$, измеренные в случае однократного приложения поля ($\mu_0 H = 0 \rightarrow 1,93$ Тл) и в процессе циклических измерений для соединений $\text{LaFe}_{13-x}\text{Si}_x$ ($x=1,4$ и $1,2$, соответственно). При однократном

приложении поля в процессе охлаждения образца $\Delta T_{ad}(T)_{0 \rightarrow H}$ имеет максимальные значения 7,1 К при температуре 198,5 К для $x=1,4$ и 7,2 К при температуре 186 К для $x=1,2$. В случае нагревания образца максимальные значения $\Delta T_{ad}(T)$ наблюдаются при температурах 200,2 К для $x=1,4$ и 188 К для $x=1,2$ и равны 5,8 К и 6,1 К, соответственно, при этом ширина наблюдаемого температурного гистерезиса составляет порядка 2 К. После циклического приложения магнитного поля температурный гистерезис уменьшается практически до нуля, и $\Delta T_{ad}(T)_{0 \rightarrow H}$ при циклировании не зависит от выбора протокола измерения (нагрев или охлаждение). Эти значения составляют 5,63 К при температуре 200 К для $x=1,4$ и 5,92 К при температуре 188 К для $x=1,2$, что на 15–20% ниже максимального МКЭ, измеренного при первом намагничивании образца.

Установлено, что для соединений с магнитными фазовыми переходами первого рода ($x < 1,6$) в результате циклирования образца в магнитном поле $\mu_0 \Delta H = 1,9$ Тл, $\Delta T_{ad}(T)_{0 \rightarrow H}$ может уменьшаться на 1 К (с 7 К до 6 К), что объясняется наличием температурного гистерезиса. Пренебрежение этим эффектом приводит к завышенной оценке МКЭ материалов с переходом первого рода и должно учитываться при разработке рабочих циклов магнитных тепловых насосов.

Работа выполнена в рамках Государственного задания "Обеспечение проведения научных исследований" и гранта РФФИ № 15-12-10008.

Литература

1. Андреев А.С., Белов К.П., Никитин С.А., Тишин А.М. Магнитокалорический эффект в редкоземельных магнетиках // УФН. 1989. Т.158. С.553–579.
2. Tishin A.M., Spichkin Y.I. The magnetocaloric effect and its applications // Philadelphia: Institute of Physics Publishing, Bristol. 2003. 475 P.
3. Gutfleisch O., Liu J.P., Willard M., Brück E., Chen C., Shankar S.G. Magnetic Materials and Devices for the 21st Century: Stronger, Lighter, and More Energy Efficient // Adv. Mat. 2011. V.23. Issue.7. P.821–842.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ СКАНИРУЮЩЕЙ ЗОНДОВОЙ МИКРОСКОПИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НАНОСТРУКТУРЫ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ SmZrCoCuFe

Макушкин А.Л.

Тверской государственной университет, Тверь, Россия

E-mail: sigurd.koh@yandex.ru

Постоянные магниты на основе сплавов SmZrCoCuFe являются высокоэнергоемкими и температурно-стабильными [1,2]. Высококоэрцитивное состояние достигается после серии термических обработок вследствие которых в зернах формируется регулярная наноструктура, представляющая собой плотноупакованные «ячейки» величиной 50–100 нм, центральные области которых по стехиометрии близки к $\text{Sm}_2(\text{Fe},\text{Co})_{17}$, а границы обогащены медью и по составу близки к $\text{Sm}(\text{Co},\text{Cu})_5$. Фаза, обогащенная цирконием, образует ламели. Сформировавшаяся таким образом наноструктура, обеспечивает высококоэрцитивное состояние этих материалов в широком диапазоне температур. Большинство исследований «ячеистой» структуры выполняется методами электронной микроскопии. Целью данной работы являлось изучение возможности исследования параметров наноструктуры высококоэрцитивных сплавов SmZrCoCuFe с помощью сканирующего зондового микроскопа.

Постоянные магниты типа SmZrCoCuFe были получены по стандартной технологии [2]. Исследования наноструктуры выполнялись на сканирующем зондовом микроскопе Solver P47(NT-MDT) методами атомно-силовой микроскопии (АСМ). Предварительный анализ микроструктуры выполнялся на оптическом металлографическом микроскопе Axiovert 200MAT (Zeiss). Шлифы приготавливались на базисной и призматической поверхности магнитов.

В процессе работы было установлено, что для выявления наноструктуры поверхности эффективно подходит кратковременное электрохимическое травление в насыщен-

ном растворе хромового ангидрида в ортофосфорной кислоте. Такое травление рельефно выявляет структуру поверхности, в том числе и наноразмерную.

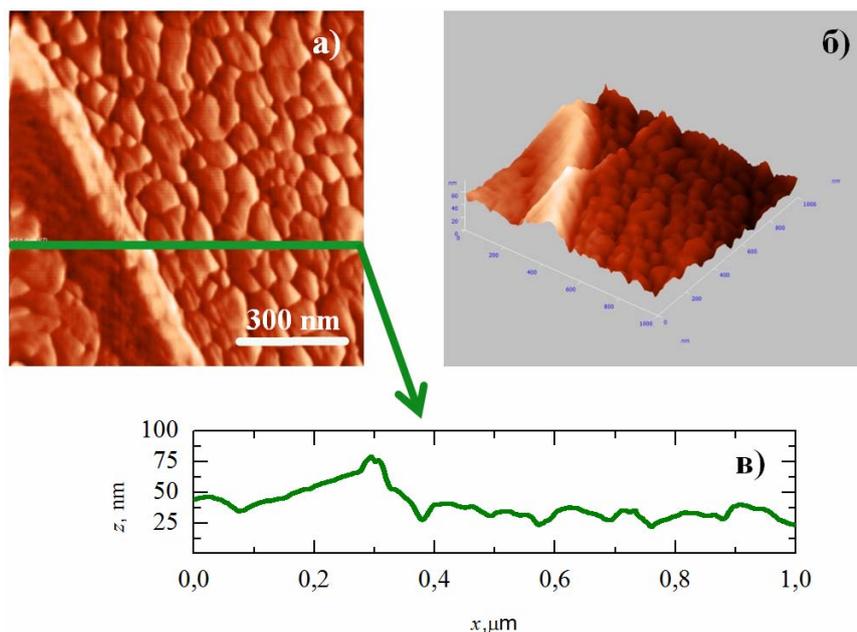


Рис. 1. АСМ – изображение поверхности постоянного магнита SmZrCoCuFe (базисная плоскость)

На рисунке 1а в качестве примера приведено АСМ-изображение, полученное на поверхности постоянного магнита после электрохимического травления с применением контактного метода сканирования. Поверхность наблюдения соответствует базисной плоскости. Видно, что метод АСМ позволяет наглядно выявить «ячеистую» структуру зерен магнита, а также ламельную фазу. Размеры «ячеек» на поверхности сопоставимы с результатами, полученными методами электронной микроскопии и составляют от 30 до 100 нм. На рисунке 1б представлена 3D-поверхность, построенная по данным сканирования. Профиль на рисунке 1в соответствует линии сканирования указанной на АСМ-изображении (рис.1а): координата z соответствует профилю сканирования по вертикали, а x – по горизонтали. Наличие такого профиля позволяет визуальнее более точно представить наноструктуру постоянных магнитов типа SmZrCoCuFe и проанализировать ее параметры.

Литература

1. Goll D., Stadelmaier H.H., Kronmuller H. Samarium–cobalt 2:17 magnets: Analysis of the coercive field of $\text{Sm}_2(\text{CoFeCuZr})_{17}$ high-temperature permanent magnets // Scripta Materialia. 2010. V. 63. P. 243–245.
2. Lyakhova M.B., Semenova E.M., Ivanov R.P. High-temperature behavior of hard magnetic alloys $(\text{R,Zr})(\text{Co,Cu,Fe})_z$ ($\text{R} = \text{Sm,Gd}$) // Metal Science and Heat Treatment. 2015. V. 56. I. 11-12. P. 602-608.

КВАДРУПОЛЬНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ЭФФЕКТЕ СПИНОВОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ В НАНОМОЛЕКУЛЕ Mn_{12}

Абдиев Э.Ш.

Филиал Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова
в Душанбе, Душанбе, Таджикистан, erkin0296@gmail.com

Мономолекулярные магниты, такие как Mn_{12} , Fe_8 , Mn_4 и ряд других, представляют большой интерес с точки зрения их возможных приложений. Области приложения одномолекулярных магнитов могут быть весьма широки. Во-первых, использования их в качестве элементов памяти в компьютерах позволит в значительном мере увели-

чить плотность магнитной записи. Второе применения это использование отдельных молекулярных магнитов в качестве кубитов при создании квантовых компьютеров. Как известно кубиты являются основными элементами квантовых компьютерах и, именно проведения вычислений на квантовых кубитах позволит в значительном мере увеличить скорость работы квантовых компьютеров.

Одномолекулярные магниты достаточно хорошо известны, в частности, в работах связанных с квантовым туннелированием намагниченности. Интерес здесь представляет то, что при измерениях в петле гистерезиса наблюдается ступенчатое поведение, что свидетельствует о наличие квантового туннелирования намагниченности. Имеется ряд работ, в которых квантовое туннелирование в молекулярных магнитах (нас интересует Mn_{12}) изучены с использованием инстантонных вычислений, а также с помощью приближения ВКБ. Гамильтониан Mn_{12} может быть представлен в виде

$$H = J^2 - J_z^2 + k(J_-^4 + J_+^4) + \lambda(J_x^2 + J_y^2) \quad (1)$$

где J_x, J_y, J_z являются стандартными спиновыми операторами. В этом гамильтониане ось z является осью легкого намагниченности, k и λ обменные интегралы. Следует отметить, что ведущий член в этом гамильтониане определяет двухямный потенциал легкой ось, а член $-J_z^2$ отвечает за поперечную анизотропию и вращательные симметрии четвертого порядка определяется членом $k(J_-^4 + J_+^4)$. Этот гамильтониан получен из экспериментальных данных (эффект Мессбауэра, ЭПР). Этот гамильтониан используется в теоретических расчетах. В работах Кочетов туннелирование в одномолекулярных магнетиках было вычислено с помощью инстантонных расчетов с использованием когерентных состояний группы SU(2). Когерентные состояние группы SU(2) они являются точными при наличии в гамильтониане спинов $S=1/2$. А также они дают точные квазиклассические описание модели при наличии только обменной анизотропии. При наличии одноионной анизотропии и при спинах $S>1/2$ начинают играть роль квадрупольные возбуждения, а также возбуждения более высоких мультипольностей.

Очевидно, что для гамильтониана (1) с учетом того, что эксперимент указывает на наличие спина $S=10$, а также членов порядка J_z^2 и $k(J_-^4 + J_+^4)$ то есть одноионной анизотропии, таким образом имеется место возбуждение квадрупольных и более высоких полей в этом магнетике. Поэтому подход, основанный на SU(2) когерентных состояниях не является в достаточной степени обоснованным. В данной работы мы сосредоточились на дополнительном учете только квадрупольных возбуждений, которые могут быть учтены при использовании когерентных состояний построенных на группе SU(3). Эти когерентные состояние впервые были построены Островским В.С [2]. Напомним параметризацию спиновых операторов усредненных по SU(3) когерентным состоянием

$$J_x = \cos(2g)\sin\theta\cos\phi, J_y = \cos(2g)\sin\theta\sin\phi, J_z = \cos(2g)\cos\theta.$$

Очевидно, что длина классического спина будет сокращаться при наличии одноионной анизотропии. Соответственно, вследствие вклада сокращения длины вектора намагниченности и появления квадрупольного момента ($q^2 = \sin(2g)$) при $g > 0$ инстантонные траектории будут отличаться от инстантонных траекторий в группе SU(2). Следуя работы Фридмана [1], проведя последовательно вычисления точек гашения с использованием группы SU(3) получен следующий график

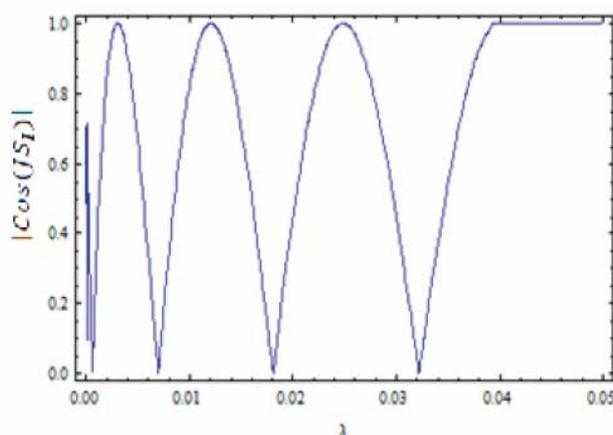


График осцилляций туннельного расщепления, полученный в численном виде в группе SU(3)

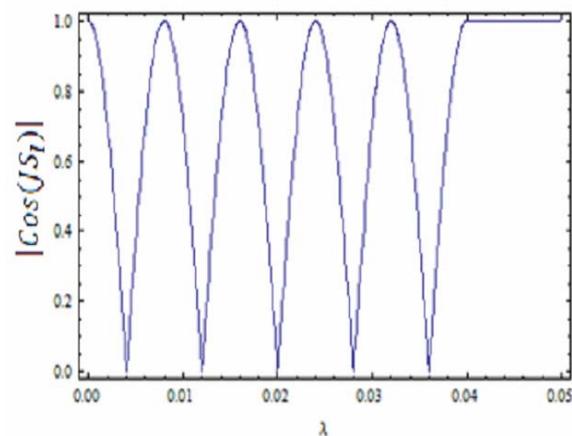


График осцилляций туннельного расщепления, полученный в численной форме в группе SU(2)

Сравнивая этот результат с расчетом с группы SU(2), видно, что число точек гашения уменьшается с 5 до 4, что соответствует экспериментальным данным. Дальнейший расчет намагниченности показал точное соответствие с ступени в петле гистерезиса этим точкам гашения, то есть получено хорошее согласие с экспериментальными данными.

Литература

1. Friedman J. R. Sarachik M. P. Tejada J. and Ziol, R. Macroscopic Measurement of Resonant Magnetization Tunneling in High-Spin Molecules // Phys. Rev. Lett. 1996 76, 3830.
2. Loktev, V. M. and Ostrovski, V. S. Peculiarities of the statics and dynamics of magnetic insulators with single-ion anisotropy // Low Temperature Physics, 1994, vol. 20, No. 1, article 775, 26 pages.

ПРИМЕНЕНИЕ НОВОГО МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕМЕНТОВ МЕТАМАТЕРИАЛА В ГГЦ ДИАПАЗОНЕ

Петров П.С.

*МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: petrovps01@gmail.com*

Метаматериалы — искусственные структуры, состоящие из большого числа периодически расположенных металлических резонаторов (метаатомов), с размерами много меньше длины электромагнитной (ЭМ) волны. Они могут обладать необычными электромагнитными свойствами, которые трудно или невозможно наблюдать в природных материалах. Отклик метаматериала на ЭМ поле определяется не только физическими свойствами резонансных элементов, но и взаимодействием между ними [1]. Это взаимодействие приводит к возникновению медленных волн, чьи дисперсионные характеристики и определяют отклик метаматериала на ЭМ поле.

Магнитные метаматериалы состоят из кольцевых резонаторов. В ГГц диапазоне между метаатомами может быть как магнитное (κ_H), так и электрическое (κ_E) взаимодействие. Не так давно было показано существенное отличие дисперсионных свойств метаматериалов с преобладающим магнитным или электрическим взаимодействием [2]. Таким образом, для создания метаматериалов с заранее заданными свойствами необходимо уметь определять по отдельности каждый из коэффициентов взаимодействия κ_H и κ_E .

Недавно в нашей группе был предложен новый универсальный метод определения κ_H и κ_E по экспериментальным сигналам двух взаимодействующих метаатомов [3]. В нем используется линейная зависимость полного коэффициента взаимодействия

$\kappa = \kappa_H - \nu^2 \kappa_E$ от квадрата обратной приведенной частоты $\nu^2 = \omega_0^2 / \omega^2$, где ω_0 - резонансная частота метаатомов. Данный метод достаточно хорошо работает в МГц диапазоне, когда для описания элементов возможно использование модели LC -контура, что уже не применимо в случае, когда размеры элементов, становятся сравнимыми с длиной ЭМ волны, как например в ГГц диапазоне выше резонансной частоты. Однако в используемой модели [4] не учитывались все геометрические размеры элементов, и зависимость κ_H и κ_E от частоты, что не позволяло использовать ее ни на высоких частотах, ни при малых расстояниях между элементами.

Целью данной работы является усовершенствование метода для применения в ГГц диапазоне для описания взаимодействия двух расщепленных кольцевых резонаторов.

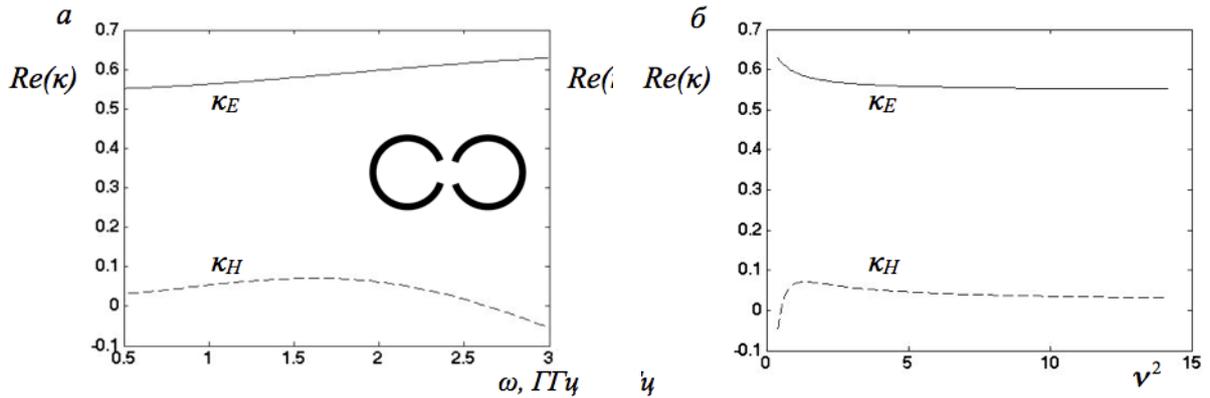


Рис.1. Аналитические зависимости действительных частей магнитного (κ_H , пунктир) и электрического (κ_E , сплошная линия) коэффициентов взаимодействия от частоты (а) и от ν^2 (б) для двух элементов, расположенных в конфигурации “near” (показана на вставке). Расстояние между краями элементов $a=1$ мм, резонансная частота $\omega_0=1,85$ ГГц

Таблица 1. Значения коэффициентов взаимодействия

	κ_H	$-\kappa_E$	$\kappa = \kappa_H - \kappa_E$
Аналитика	$0.04+0.01i$	$0.56+0.00i$	$0.6-0.01i$
CST	$0.03+0.01i$	$0.57+0.00i$	$0.6+0.01i$
эксперимент	$0.03+0.03i$	$0.54+0.01i$	$0.56+0.03i$

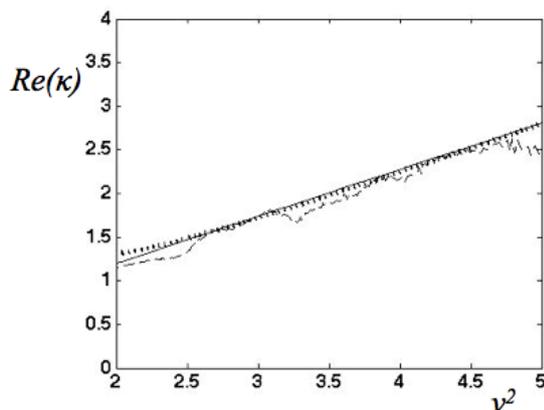


Рис.2. Коэффициент κ полного взаимодействия двух резонансных элементов в зависимости от квадрата обратной приведенной частоты в конфигурации “near”: аналитический расчёт (сплошная линия), эксперимент (пунктир), численное моделирование (точки)

В данной работе разработана аналитическая модель с учетом распределения плотности зарядов и токов по поверхности элементов. Кроме того учтены зависимости κ_H и κ_E от частоты. На Рис.1а показаны полученные аналитические зависимости $Re(\kappa_H)$ и $Re(\kappa_E)$ от частоты ω для планарной конфигурации “near” (вставка на Рис.1а). Видно, что в ГГц диапазоне коэффициенты взаимодействия κ_H и κ_E нельзя на всем интервале частот считать постоянными величинами. На Рис.1б приведены те же $Re(\kappa_H)$ и $Re(\kappa_E)$ от ν^2 . При

$v^2 > 2$ коэффициенты взаимодействия практически не меняются и, следовательно, в этой области можно рассматривать зависимость $\kappa(v^2)$ как линейную.

Для апробации данного метода в ГГц диапазоне, мы применили его для обработки экспериментальных результатов и результатов численного моделирования в пакете CST Microwave Studio для всех возможных взаимных ориентаций элементов в плоскости. Для примера на Рис.2 показаны результаты для конфигурации «near». Численные значения представлены в таблице 1. Видно хорошее согласие аналитических, экспериментальных результатов и результатов численного моделирования.

Подобное хорошее согласие теории и эксперимента получено и для других взаимных ориентаций метаатомов в плоскости на различных расстояниях.

Таким образом, в работе теоретически обосновано и апробировано применение метода определения κ_H и κ_E в ГГц диапазоне. Знание коэффициентов взаимодействия, а так же их частотных зависимостей, даст возможность создавать метаматериалы с заранее заданными свойствами в ГГц диапазоне.

Литература

1. Solyman L., Shamonina E. (2009) Waves in metamaterials. Oxford Univ. Press., Oxford. P. 213-289.
2. Radkovskaya A., Shamonina E. Band structure of Mono- and Diatomic Metamaterials with Inter-Element Coupling // 7th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics – Metamaterials Thesis. 2013.
3. Petrov P., Radkovskaya A., Shamonina E. Retrieval of electric and magnetic coupling coefficients // *Metamaterials' 2015*, Oxford, United Kingdom, P. 913-915.
4. Tatartschuk E., Gneiding N., Hesmer F., Radkovskaya A., Shamonina E. Mapping inter-element coupling in metamaterials: Scaling down to infrared // *J. Appl. Phys.* 2012. No. 111. P. 094904-1-094904-9.

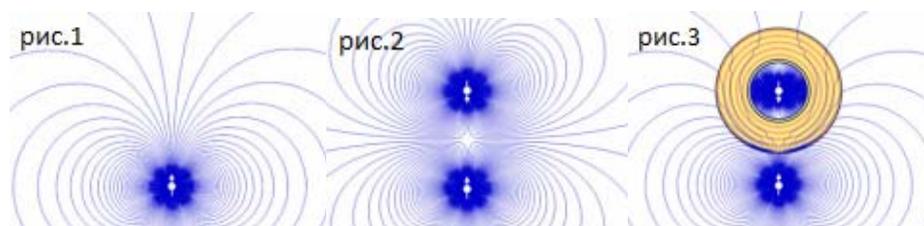
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ КОНТРОЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПРИ ПОМОЩИ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Галиахметова Д.И.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия
E-mail: di.dd2012@gmail.com

На сегодняшний день большое количество научных исследований посвящено сверхпроводникам и изучению возможного повышения их критической температуры T_k до комнатной. Еще в 2001 году была открыта сверхпроводимость диборида магния MgB_2 со структурой C32 и критической температурой $T_k < 39$ К, которая привела к массовым исследованиям сверхпроводников, продолжающиеся и по сей день. Поэтому данная работа является актуальной и в то же время уникальной тем, что показывает возможность применения сверхпроводников как материала, способного контролировать электромагнитное поле.

Основной принцип работы «антимагнита» заключается в управлении электромагнитным полем постоянных магнитов. Если в поле, создаваемое магнитом 1 (рис.1) поместить магнит 2 (рис.2), то по магнитным линиям можно будет заметить взаимодействие двух магнитов. Однако, если поместить магнит 2 в оболочке из «антимагнита» в поле, создаваемое магнитом 1, то никакого взаимодействия магнитов наблюдаться не будет (рис.3).



Магнитное поле магнита 2 не будет обнаруживаться за оболочкой «антимагнита», который способствует его маскировке.

Где это может быть использовано? «Антимагниты» могут применяться, как в военной сфере для уменьшения магнитного поля, создаваемые самолетами и морскими судами, так и, что более важно, в медицинской сфере, например, в магнитно-резонансной томографии.

«Антимагнитами» могут быть метаматериалы или сверхпроводники. Для определения магнитной проницаемости μ , необходимой для «антимагнитной» оболочки, рассмотрим бесконечно длинный цилиндр с радиусом b и коаксиальным отверстием a , где $a < b$. Этот цилиндр имеет однородные радиальную и угловую проницаемости, μ_r и μ_θ соответственно. Вне цилиндра существует магнитное поле, однако, внутри него нет свободных зарядов. Тогда $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ и $\nabla \times \mathbf{H} = 0$, учитывая, что μ_r и μ_θ не зависят от позиции, получаем:

$$\mu_r \rho \frac{\partial H_\theta}{\partial \rho} + \mu_r H_\rho + \mu_\theta \frac{\partial H_\rho}{\partial \theta} = 0; \quad \rho \frac{\partial H_\theta}{\partial \rho} + H_\theta - \frac{\partial H_\rho}{\partial \theta} = 0.$$

Граничные условия задаются с учетом полей в точке $\rho = b$:

$$H_\rho(b) = H_a \frac{1}{\mu_r} \sin \theta; \quad H_\theta(b) = H_a \cos \theta.$$

Внутри кольца ($a < \rho < b$) решение может быть найдено по формулам:

$$H_\rho(\rho, \theta) = H_a \mu_\theta \left(\frac{\rho}{b}\right)^{-1+\mu_\theta} \sin \theta; \quad H_\theta(\rho, \theta) = H_a \left(\frac{\rho}{b}\right)^{-1+\mu_\theta} \cos \theta.$$

Это выполняется только при $\mu_r \mu_\theta = 1$. Отсюда следует, что радиальная и угловая проницаемости обратно пропорциональны друг другу.

«Антимагниты» позволят пациентам с кардиостимуляторами или кохлеарными имплантатами использовать медицинское оборудование на основе магнитных полей. Также при изменении температуры, устанавливая ниже или выше критической температуры сверхпроводника, можно будет «включать» и «отключать» действие «антимагнита», что в свою очередь позволит использовать его и в других сферах деятельности человека.

Литература

1. Pendry J. B., Schurig D. and Smith D. R. 2006 Controlling electromagnetic fields *Science*, Vol. 312, Issue 5781, pp. 1780-1782
2. Sanchez A., Navau C., Prat-Camps J. and Chen D. 2008 Antimagnets: controlling magnetic fields with superconductor–metamaterial hybrids *New Journal of Physics* 13 (2011) 093034 (11pp)
3. Leonhardt U 2006 Optical conformal mapping *Science*, Vol. 312, Issue 5781, pp. 1777-1780

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕМЕНТОВ МАГНИТНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ С ПРЕОБЛАДАЮЩИМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ В ГГц ДИАПАЗОНЕ

Кирюшечкина С.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: sv.kirjushchikina@physics.msu.ru

Исследование метаматериалов – искусственно созданных сред из резонансных элементов (метаатомов) – имеет большое научное и практическое значение. В настоящее время актуальной задачей является создание метаматериалов в ГГц диапазоне с наноразмерными элементами. Свойства метаматериалов определяются не только характеристиками индивидуальных резонаторов, но и взаимодействием между ними. При увеличении резонансной частоты (уменьшении размеров колец), взаимодействие между элементами метаматериала становится более сложным. В ГГц диапазоне из-за неоднородного распределения зарядов и токов в метаатомах наряду с магнитным взаимодействием между ними возникает и электрическое взаимодействие. В ГГц диапазоне магнитное взаимодействие практически исчезает из-за инерции электронов, в то время как на

электрическое взаимодействие рост частоты не оказывает такого сильного влияния [1], поэтому для эффективного использования наноразмерных метаматериалов необходимо подробно исследовать электроиндуктивные волны и их особенности. Подходящей моделью для исследования является линейная структура из дважды расщепленных кольцевых резонаторов (Рис.1) [2].

В данной работе проведено исследование взаимодействия двух дважды расщепленных кольцевых резонаторов с резонансной частотой $\omega_0=2.56$ ГГц. Теоретическое значение резонансной частоты, полученное по аналитической модели [3], исходя из геометрических размеров элемента (Рис.2), $\omega_0=2.54$ ГГц хорошо совпадает с экспериментом и результатами численного моделирования в пакете CST Microwave Studio.

Анализ полученных в работе частотных зависимостей амплитуды и фазы резонансных сигналов взаимодействующих метаатомов (Рис.3) позволяет не только сделать вывод о преимущественном характере электрического взаимодействия между элементами, но и определить его величину, используя недавно разработанную методику [4].

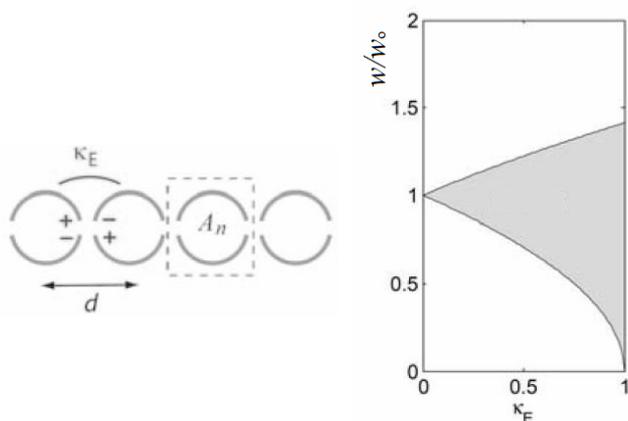


Рис.1. Схематичное изображение линейного метаматериала с электрическим взаимодействием между метаатомами (слева) и полоса пропускания электроиндуктивных волн в зависимости от величины взаимодействия (справа) из работы [2].

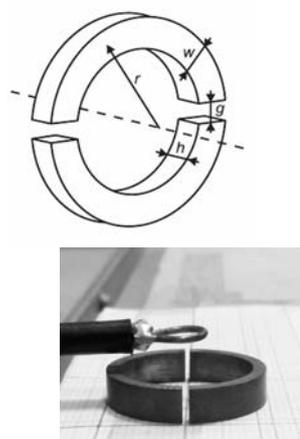


Рис.2. Схема (сверху) и фотография (снизу) дважды расщепленного кольцевого резонатора. $r=11.5$ мм, $w=2$ мм, $h=5$ мм, $g=1$ мм, $\omega_0=2.56$ ГГц.

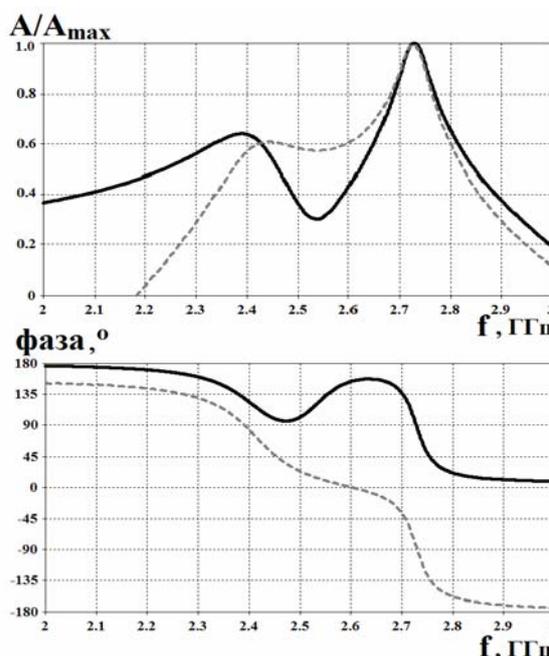


Рис.3. Частотные зависимости амплитуды (сверху) и фазы (снизу) резонансных сигналов двух взаимодействующих метаатомов на расстоянии 26 мм между их центрами (сплошная линия – первый элемент, пунктирная линия – второй элемент), $\omega_{01}=2.40$ ГГц, $\omega_{02}=2.73$ ГГц

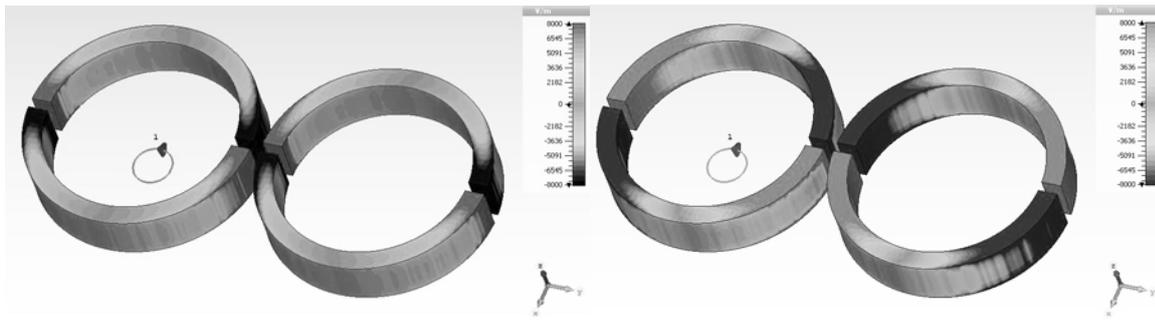


Рис.4. Распределение зарядов в двух взаимодействующих метаатомах в ГГц диапазоне при нижнем (токи практически в фазе) и верхнем резонансах (токи практически в противофазе) (слева и справа, соответственно). Расстояние между центрами элементов 26 мм, $\omega_{01}=2.40$ ГГц, $\omega_{02}=2.73$ ГГц

В работе впервые получено распределение зарядов в элементах при нижнем и верхнем резонансах в зависимости от фазы возбуждающей антенны (Рис.4). Видно, что при нижнем резонансе токи в элементах находятся практически в фазе, при верхнем – в противофазе, что также подтверждается распределением H_z в плоскости элементов.

Использование дважды расщепленных кольцевых резонаторов позволит создать в ГГц диапазоне метаматериалы с преимущественно электрическим взаимодействием для исследования особенностей распространения электроиндуктивных волн.

Литература

1. Tatartschuk E., et al. Mapping inter-element coupling in metamaterials: Scaling down to infrared // J. Appl. Phys. 2012, No. 111. P. 094904-1-094904-9.
2. Radkovskaya A., Shamonina E. Band structure of Mono- and Diatomic Metamaterials with Inter-Element Coupling // 7th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics – Metamaterials Thesis 2013.
3. Delgado V., et al. Analytical circuit model for split ring resonators in the optical frequency range // Metamaterials. 2009, No.3. P. 57–62.
4. Petrov P., Radkovskaya A., Shamonina E. Retrieval of electric and magnetic coupling coefficients // Metamaterials'2015 Oxford, United Kingdom, P. 913-915.

МАГНИТОИНДУКТИВНЫЕ ВОЛНЫ В 2D МАГНИТНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ В МГЦ ДИАПАЗОНЕ

Вакуленко А.Ю.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: aj.vakulenko@physics.msu.ru

В работе рассматриваются основные закономерности и особенности распространения магнитоиндуктивных волн (МИ волн) в двумерных магнитных метаматериалах в МГц диапазоне в зависимости от величины и знака константы взаимодействия между элементами метаматериала.

Теоретическое рассмотрение двумерного случая не значительно отличается от одномерного случая, хорошо исследованного к настоящему времени [1]. Магнитоиндуктивные волны распространяются в метаматериалах из-за наличия взаимодействия между элементами и представляют собой волны токов, наводимых в элементах. Ток, текущий в n-ом элементе, возбуждается напряжением во всех остальных элементах.

Рассмотрим два метаматериала из одинаковых элементов, но с различным взаимодействием между ними (Рис.1). Взаимодействие между всеми метаатомами необходимо учитывать редко, для большинства задач достаточно приближения «ближайших соседей». В этом приближении закон Кирхгофа для элемента (m,n) в квадратной решетке можно записать как:

$$Z(\omega)I_{n,m} + i\omega M_x (I_{n+1,m} + I_{n-1,m}) + i\omega M_y (I_{n,m+1} + I_{n,m-1}) = 0 \quad (1)$$

где $I_{n,m}$ – ток в элементе, находящемся в n -том ряду и m -том столбце, M_x и M_y – взаимная индуктивность в горизонтальном и вертикальном направлениях, соответственно, $Z(\omega)$ – импеданс элемента. Для планарной конфигурации $M_x=M_y<0$ (Рис.1а). Для планарно-аксиальной конфигурации M_x отрицательно, а M_y положительно, при этом $|M_x| < |M_y|$ (Рис.1б).

Токи в элементах обычно рассматривают в виде:

$$I_{n,m} = I_0 e^{-i(nk_x a + mk_y a)} \tag{2}$$

где I_0 – амплитуда тока, k_x и k_y – компоненты волнового вектора двумерных МИ волн. Из выражений (1) и (2) можно получить дисперсионное уравнение МИ волн, распространяющихся в плоскости:

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \sqrt{(1 + \kappa_x \cos(k_x a) + \kappa_y \cos(k_y a))^{-1}} \tag{3}$$

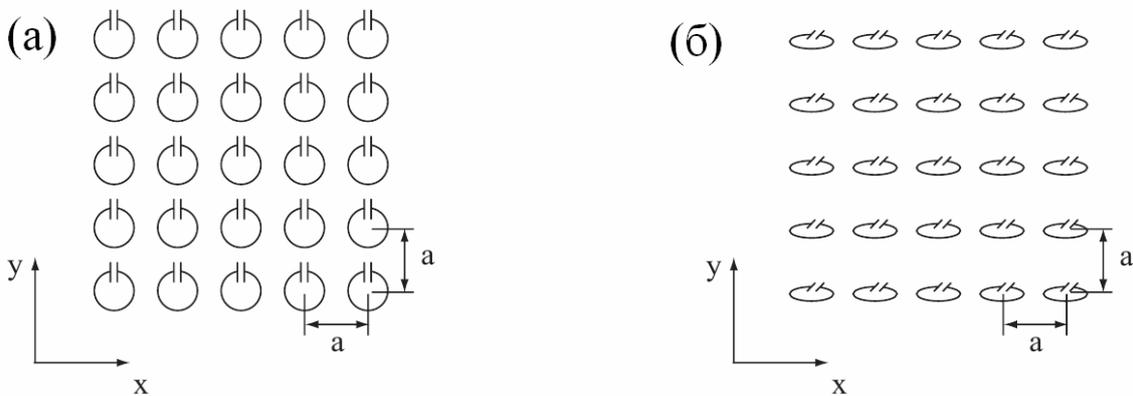


Рис.1. Схематическое изображение структуры из расщепленных колец с впаянной емкостью в планарной конфигурации (а), в планарно-аксиальной конфигурации (б)

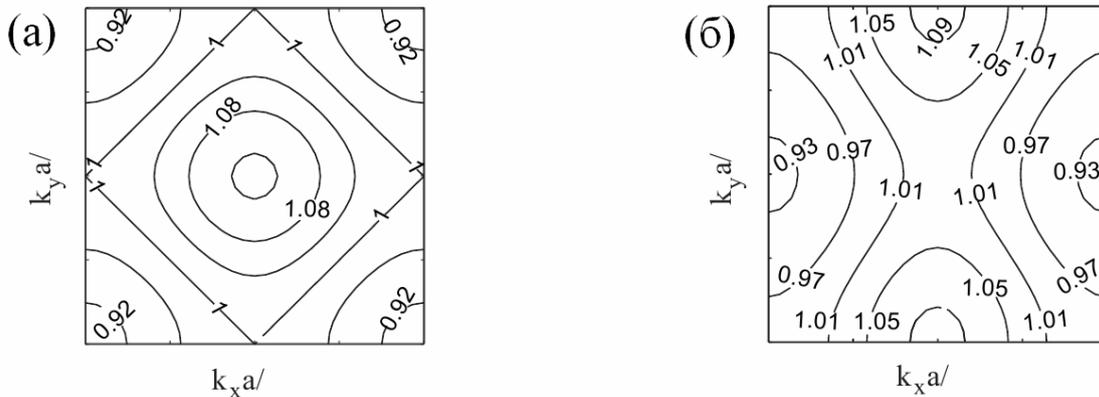
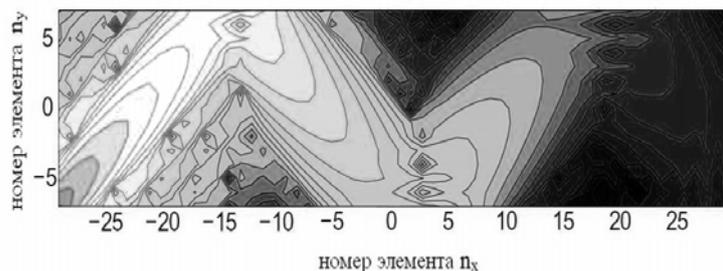


Рис.2. Дисперсионные кривые МИ волн в виде линий постоянной частоты для различных значений $\omega/\omega_0 = const$ для планарной конфигурации (а) и для планарно-аксиальной конфигурации (б)

Рис.3. Распределение амплитуды тока в 2D метаматериале из 15*60 резонаторов демонстрирующее распространение и отражение МИ волны



где κ_x и κ_y коэффициенты взаимодействия, равные в МГц диапазоне $\kappa_{x,y} = 2M_{x,y}/L$. Графически решение уравнения (3) показано в форме линий постоянной частоты

$\omega/\omega_o = const$, где $\omega_o = (LC)^{-1/2}$ на Рис.2а для планарной и на Рис.2б для планарно-аксиальной конфигурации. Когда $k_x a, k_y a \ll 1$ кривые на Рис.2а – окружности, в то время как кривые на Рис.2б – гиперболы.

Групповая скорость в двумерном случае задается градиентом зависимостей $\omega(\mathbf{k})$. Математически эти кривые могут быть получены в виде:

$$\vec{v}_g = \frac{a\omega_o}{2} \frac{\kappa_x \cos(\kappa_x a) \vec{i}_x + \kappa_y \cos(\kappa_y a) \vec{i}_y}{(1 + \kappa_x \cos(\kappa_x a) + \kappa_y \cos(\kappa_y a))^{3/2}} \quad (4)$$

где \vec{i}_x, \vec{i}_y - единичные векторы в направлении x и y , соответственно.

Для планарной конфигурации, где $\kappa_x = \kappa_y$, то есть взаимодействие вдоль различных осей одинаково, и аргументы обеих частей функции малы, можно увидеть, что групповая скорость противоположно направлена фазовой скорости, и МИ волна представляет собой обратную волну. В планарно-аксиальной конфигурации выражение для групповой скорости имеет более сложный вид.

На Рис.3 показано распространение магнитоиндуктивной волны в случае двумерного метаматериала, состоящего из 15×60 элементов, при возбуждении элемента расположенного в левом нижнем углу [1]. В настоящее время ведется разработка двумерного измерительного стола для экспериментального исследования МИ-волн.

МИ волны проявляют все свойства присущие любым волнам: отражение, преломление и затухание.

Литература

1. Solymar L., Shamoina E. Waves in Metamaterials // Oxford Univ. Press. 2009.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНО-СТРУКТУРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА ТЕРМОЭДС, МАГНЕТОТЕРМОЭДС, ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ И МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ МАНГАНИТА

Баташёв И.К.

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

E-mail: ik.batashev@physics.msu.ru

На монокристаллическом образце $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$, состоящем из кластеров трех типов: антиферромагнитных SE-типа с зарядово-орбитальным упорядочением (ниже температуры Нееля $T_{NCE} \sim 145$ К) и А-типа с $T_{NA} \sim 220$ К, ферромагнитных при $234 \leq T \leq 252$ К, а ниже температуры Кюри $T_C = 248$ К существует ФМ металлическая фаза, изучены термоэдс S , магнетотермоэдс $\Delta S/S$, электросопротивление ρ и магнитосопротивление $\Delta\rho/\rho$ в зависимости от температуры T и магнитного поля H . Термоэдс отрицательна, что указывает на преобладающий электронный тип проводимости. На кривых $|S|(T)$ наблюдается резкий максимум в области температур $100 \text{ К} \leq T \leq 133 \text{ К}$, близких к T_{NCE} . В максимуме величина $|S|$ достигает ~ 53 мкВ/К. При дальнейшем повышении температуры величина $|S|$ быстро уменьшается и при 200 К равна 7 мкВ/К. Затем наблюдается небольшое увеличение $|S|$ и в максимуме: при температуре 254 К, близкой к T_C , ее величина равна 15 мкВ/К. Под действием магнитного поля термоэдс уменьшается, то есть наблюдается отрицательная магнетотермоэдс. На кривых $\Delta S/S(T)$ наблюдается острый минимум при $T = 130$ К, близкой к T_{NCE} , в котором магнетотермоэдс достигает гигантской величины $\sim 45\%$ при $H = 13,23$ кЭ. В районе температуры Кюри наблюдается широкий минимум на кривых $\Delta S/S(T)$, при этом в максимальном магнитном поле измерения 13,23 кЭ ее величина достигает также большой величины $\sim 15\%$. Гигантская величина $|\Delta S/S|$ означает, что нанокластеры зарядово-орбитально упорядоченные или ферронного типа вносят основной вклад в термоэдс всего образца. Поведение

кривых $\rho(T)$ и $\{\Delta\rho/\rho\}(T)$ похоже на поведение $S(T)$ и $\Delta S/S(T)$, что согласуется с данным выводом.

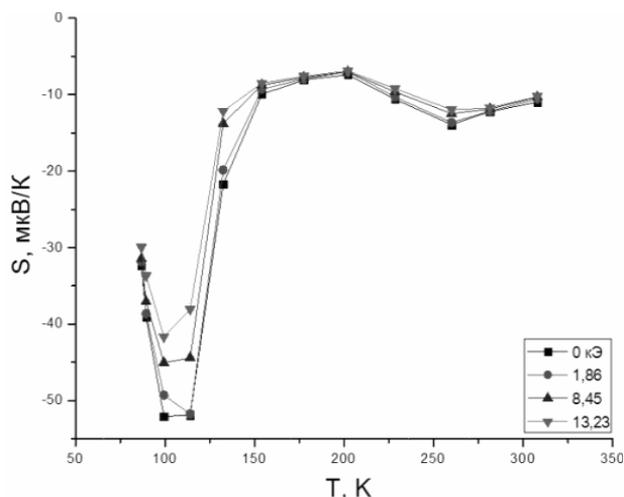


Рис. 1 Температурная зависимость термоэдс S в разных магнитных полях монокристаллического образца $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$

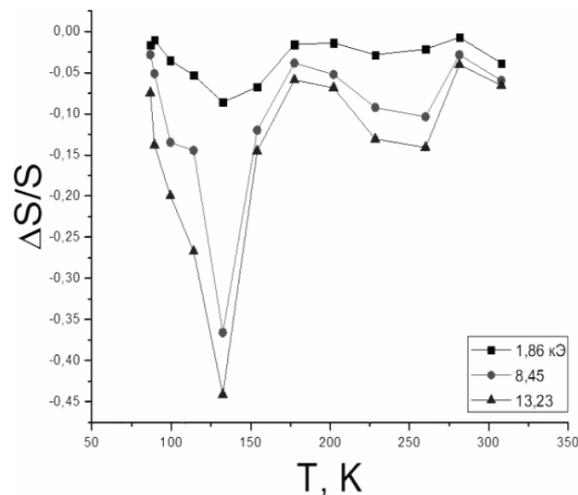


Рис. 2 Температурная зависимость магнетотермоэдс $\Delta S/S$ в разных магнитных полях монокристаллического образца $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$

Литература

1. Dagoto E., Hotta T., Moreo A. Phys. Rep. 2001. **344**, P. 1-153.
2. Du C.-H., Ghazi M.E., P.D. Hatton P.D., S.P. Collins S.P. et al. J. Appl. Phys. 2008. **104**. P. 3517(1-4).
3. Kawano H., Kajimoto R., Yoshizawa H., Yomioka H. et al. Phys. Rev. Lett. 1997. **78**. P. 4253-4256.
4. Mahendiran R., Ibarra M.R., Maignan A. et al. Phys. Rev. Lett. 2000. **82**. P. 2192-2194.
5. Nagaev E.L. // Phys. Rep. 2001. **346**. P. 387-531.
6. Ritter C., R. Mahendiran R. Ibarra M.R., Morellon L. et al. Phys. Rev. B 2000. **61**. P. R9229-R9232.
7. Woodward P.M., Cox D.E., T. Vogt T., Rao C.N.R. et al. Chem. Mater. 1999. **11**, P. 3528-3538.
8. Yanase A., Kasuya T. // J. Phys. Soc. Jap. 1968. **25**. P. 1025-1042.

ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ С РАЗЛИЧНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЧАСТИЦ ПО РАЗМЕРАМ

Испирян А.Г., Куникин С.А., Бекетов А.А

Северо-Кавказский Федеральный Университет, Ставрополь, Россия

E-mail: anna.hay@bk.ru

Исследованию температурной зависимости магнитной восприимчивости магнитных жидкостей посвящено достаточно большое количество работ. При этом, наблюдающийся максимум графика этой зависимости при некоторой температуре (как правило, близкой к температуре замерзания жидкости) связывается обычно с блокировкой броуновских степеней свободы [2,3]. Однако, в некоторых работах [1,4] предположено, что природа указанного максимума может быть связана с переходом ансамбля дипольных частиц в так называемое состояние дипольного стекла. В настоящей работе предпринята попытка дальнейшего выяснения причин особенностей температурной зависимости магнитной восприимчивости магнитных жидкостей. На рисунке 1 приведены температурные зависимости восприимчивости трех образцов магнитной жидкости с различным размером дисперсных частиц.

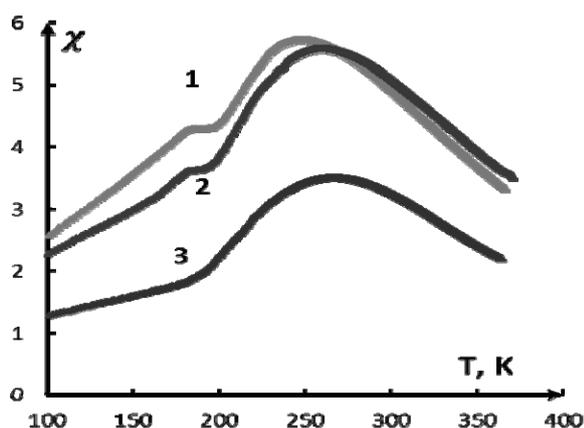


Рис. 1. Температурные зависимости трех образцов магнитной жидкости при частоте измерительного поля 320 Hz

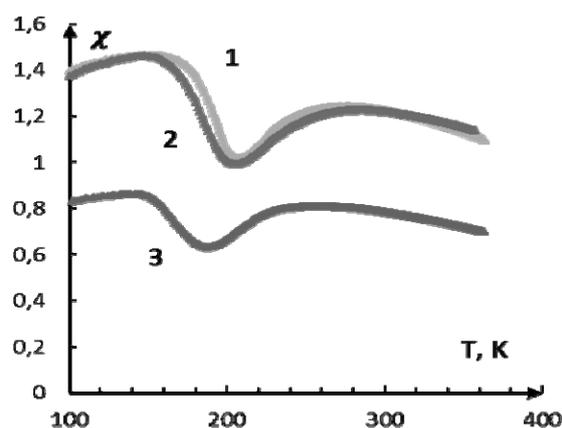


Рис. 2. Температурные зависимости при напряженности внешнего подмагничивающего поля 120 Oe

Как можно видеть из рисунка, на кривых зависимостей образцов №1 и №2 имеются плато, и хорошо выраженные максимумы при более высоких температурах. При этом температура плато соответствует области затвердевания образцов, максимумы же наблюдаются при температурах, соответствующих жидкому состоянию образцов. Установлено, что температура максимума, смещается в область более высоких температур при увеличении среднего диаметра дисперсных частиц. К такому же результату приводит дополнительное воздействие постоянного магнитного поля, направленного вдоль оси образца (рис. 2). Повышение частоты измерительного поля также приводит к смещению указанного максимума в область более высоких температур. Для третьего образца, прошедшего длительное центрифугирование, вследствие чего средний размер частиц стал меньше, чем в двух первых образцах, плато на кривой зависимости $\chi(t)$ отсутствует и также наблюдается только один достаточно хорошо выраженный максимум, температура которого не совпадает с его температурой затвердевания. Дополнительное воздействие постоянного магнитного поля приводит к перерастанию плато на кривых зависимостей $\chi(t)$ для двух первых образцов в минимум (рис. 2), аналогичный минимум также образуется на подобной кривой образца № 3. Очевидно, наличие минимумов на температурных зависимостях восприимчивости при дополнительном воздействии поля связано с переходом образцов из твердого состояния в жидкое, при этом исчезает блокировка броуновских степеней свободы, благодаря чему усиливается степень ориентации моментов однодоменных частиц вдоль внешнего постоянного магнитного поля и интенсивности их колебательного движения.

Литература

1. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О., Магнитные жидкости.- Рига: Зинатне, 1986 г., стр. 386
2. Диканский Ю.И., Испирян А.Г., Куникин С.А., Радионов А.В. // Журнал технической физики, 2015 г., том 85, вып. 8
3. Пшеничников А.Ф., Лебедев А.В. // Коллоидный журнал №2 – с. 123–132. 2005.
4. Шлиомис М И "Магнитные жидкости" УФН 112 427–458. 1974.

ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ И МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ Co/Cu/Co СИСТЕМ

Макаров А.В., Харламова А.М.

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

E-mail: andrey6257@gmail.com

Изучение физических свойств тонких магнитных пленок 3d переходных металлов и многослойных структур, представляющих собой чередование магнитных и немагнитных (без ферромагнитного обмена) слоев субмикронной толщины, являются актуаль-

ной проблемой физики магнитных явлений и прикладного магнетизма. Этот интерес обусловлен быстрым развитием фундаментальных знаний о таких явлениях как квантовые размерные эффекты, гигантское магнитосопротивление и осциллирующая обменная связь между ферромагнитными (Fe, Co) слоями через немагнитные (Cr, Cu, Ag, Au) прослойки. Недавно детальное изучение обменного взаимодействия в трехслойных структурах с двумя идентичными слоями (Fe или Co) и различными промежуточными прослойками (Zr, Ag, Ta, Mo, Pt, Pd, Si) были выполнены в нашей лаборатории [1-3].

В рамках данной работы было выполнено исследование влияния толщины медного слоя на магнитные свойства трёхслойных тонкопленочных Co/Cu/Co структур с целью обнаружения обменного взаимодействия между магнитными слоями через немагнитный разделительный слой.

Изучаемые образцы Co/Cu/Co были получены последовательным магнетронным распылением Co и Cu слоев на стеклянные (Corning 2845) подложки при комнатной температуре. Перед напылением все подложки были очищены в ультразвуковой ванне ацетоном, этанолом и деионизированной водой, а затем высушены при температуре 100°C. Шероховатость поверхности подложек была порядка 0.5 нм. Базовое давление в вакуумной камере было $4 \cdot 10^{-7}$ мБар, а давление аргона в процессе напыления пленок было равно $3.8 \cdot 10^{-3}$ мБар. Постоянное магнитное поле, равное 250 Э, было приложено параллельно плоскости подложки, $H_{\text{ПОДЛ}}$, чтобы создать наведенную магнитную анизотропию. Толщина Co слоев, t_{Co} , во всех образцах была равна 5 нм. Толщина Cu слоев, t_{Cu} , изменялась от 0.2 нм до 4 нм. Толщина слоев задавалась временем напыления. Скорость напыления составляла 0.04 нм/с и 0.03 нм/с для Co и Cu, соответственно.

Измерения кривых намагничивания и петель гистерезиса были выполнены на магнитооптическом магнитометре, собранном на базе микроскопа МИС-11, с помощью экваториального эффекта Керра (ЭЭК), δ . Здесь $\delta = (I - I_0)/I_0$, где I и I_0 – интенсивности света, отраженного от намагниченного и ненамагниченного образца, соответственно. Изменялись следующие зависимости: $\delta = \delta(H)/\delta_S \propto M(H)/M_S$, где δ_S – значение ЭЭК при $M = M_S$, M_S – намагниченность насыщения образца. При измерении кривых намагничивания амплитуда H изменялась от 0 до H , а при измерении петель гистерезиса — от $-H$ до $+H$ и от $+H$ до $-H$. Максимальное значение H в обоих случаях было выше, чем H_S , где H_S – поле насыщения измеряемого образца. Кроме того, магнитные характеристики описанных выше образцов были измерены на вибрационном магнитометре с чувствительностью вплоть до 10^{-7} Гс·см³.

Петли гистерезиса для изучаемых образцов были измерены при двух ориентациях внешнего магнитного поля H . В частности, H было параллельно или перпендикулярно направлению магнитного поля $H_{\text{ПОДЛ}}$, приложенного в процессе напыления пленок (обозначены как D1 и D2 направления, соответственно).

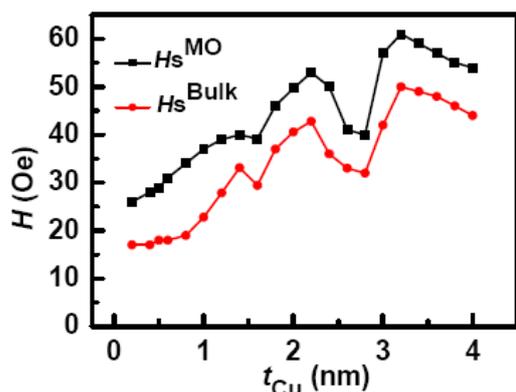
Измерения проводились на открытом воздухе при комнатной температуре. Петли гистерезиса, измеренные с помощью выше указанных экспериментальных установок, позволили получить зависимость поля насыщения от толщины медной прослойки.

Следующие результаты были получены.

Трёхслойные Co/Cu/Co образцы характеризуются одноосной магнитной анизотропией с осью легкого намагничивания (ОЛН), параллельной направлению $H_{\text{ПОДЛ}}$.

Магнитные характеристики (в частности, поле насыщения, H_S , и коэрцитивная сила, H_C) изучаемых Co/Cu/Co образцов зависят от толщины медной прослойки. При этом отношение остаточной намагниченности, M_R , к намагниченности насыщения, M_S , изменяется незначительно (вариация значений M_R/M_S порядка 0.9 - 0.95).

Значения поля насыщения, полученные с помощью магнитооптического (H_S^{MO}) и вибрационного (H_S^{BULK}) магнитометров в магнитном поле, приложенном вдоль ОЛН, различаются, при чем $H_S^{\text{MO}} > H_S^{\text{BULK}}$ (см. приведенный для иллюстрации рисунок 1). Оценки показали, что отношение $H_S^{\text{MO}}/H_S^{\text{BULK}}$ порядка 1.2 – 1.6.



Зависимость значений поля насыщения от толщины медного слоя, наблюдаемая для изучаемых Co/Cu/Co образцов

Полученные экспериментальные данные были объяснены различием используемых экспериментальных методик, структурными особенностями изучаемых образцов, а также наличием обменного взаимодействия между слоями кобальта через медную прослойку.

Результаты проведенных экспериментальных исследований могут быть использованы при разработке тонкопленочных структур для различных устройств современной микро- и нанoeлектроники, а также в такой быстроразвивающейся области, как спинтроника.

Автор выражает благодарность проф., дфмн Шалыгиной Е.Е. за помощь в проведении измерений и в подготовке тезисов, а также выражает благодарность кфмн А.В. Свалову за получение тонкопленочных образцов.

Литература

1. E. Shalygina, G. Maximova, M. Komarova, A. Shalygin, L. Kozlovskii. Magneto-optical investigation thin-film magnetic systems. *Solid State Phenom.* 2009. **V. 162-163**, p. 253-256.
2. E.E. Shalygina, A.A. Rojnovskaya, A.N. Shalygin. The Influence of Quantum Size Effects on Magnetic Properties of Thin-film Systems. *Solid State Phenomena.* 2012, **V. 190**, p. 514-517.
3. Shalygina E.E., Gan'shina E.A., Kharlamova A.M., Mukhin A.N., Kurlyandskaya G.V., Svalov A.V. The Influence of Si on Magnetic and Magneto-optical Properties of Co/Si/Co Thin-Film Systems // *Solid State Phenomena.* 2015, **V. 233**, p. 653-656.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ, РЕЛАКСАЦИОННОЙ И ДЕФОРМАЦИОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МАГНИТНЫХ ЭЛАСТОМЕРОВ

Русакова Т. С., Макарова Л.А.

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

E-mail: ts.rusakova@physycs.msu.ru

Магнитореологические эластомеры (МРЭ) относятся к классу так называемых «умных» материалов, способных быстро реагировать на изменения внешнего магнитного поля. При этом меняются их физические свойства.

МРЭ представляют собой слабомагнитную полимерную матрицу с диспергированными магнитными частицами микро- и нано- размера. При помещении такого материала в поле, частицы в матрице стремятся перестроиться вдоль направления поля [1], тем самым изменяя форму и свойства исходного образца. Согласно [2], если измерять емкость конденсатора с эластомером в качестве диэлектрика, можно определить его диэлектрические свойства. В измеряемых образцах при комнатных температурах наблюдается магнитодиэлектрический эффект, заключающийся в увеличении диэлектрической проницаемости эластомера с ростом величины внешнего магнитного поля (рис. 1).

Для изучения температурной зависимости электрических свойств магнитных эластомеров была изготовлена установка, содержащая плоский конденсатор $2 \times 2 \text{ см}^2$, в зазор которого помещался изучаемый образец аналогичной площади, термопара *Медь-Константан* для измерения температуры образца и пенопластовый дюар, фиксируемый между полюсами электромагнита.

Измерения емкости проводились при помощи RLC-измерителя Актаком. Конденсатор с образцом и измерительным контактом термопары помещался в дюар, в который заливался жидкий азот, и затем он помещался в зазор электромагнита. Измерения влияния температуры на емкость конденсатора с эластомером проводились двумя способами. Первый – охлажденный образец помещался во внешнее магнитное поле. Второй – образец в конденсаторе помещался во внешнее магнитное поле и затем охлаждался. Результаты измерений приведены на рисунках 1-3.

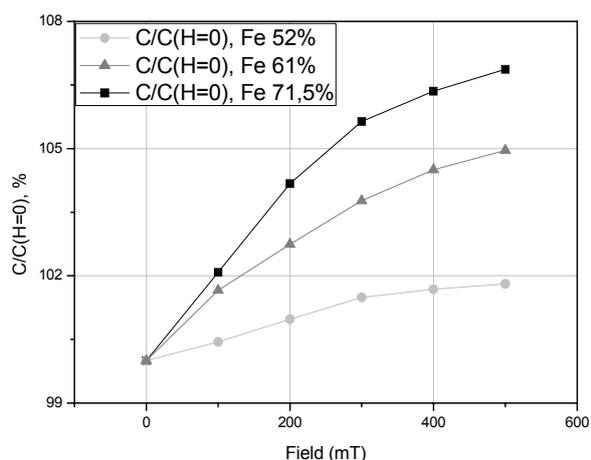


Рис. 1. Магнитоэлектрический эффект при комнатной температуре

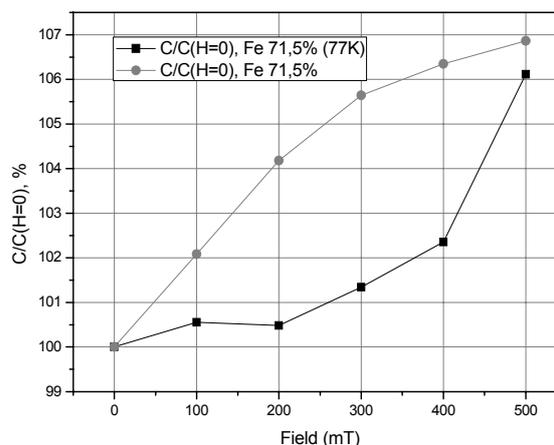


Рис. 2. Сравнение магнитоэлектрического эффекта при $T=25^\circ\text{C}$ и $T=-193^\circ\text{C}$

Видно, что при низких температурах магнитоэлектрический эффект в слабых полях изменяется медленнее, а в сильных быстрее (рис.2), в то время как при комнатной температуре в больших полях изменение емкости происходит медленнее, чем в слабых (рис.1). На графиках температурных зависимостей диэлектрической проницаемости образцов (рис.3) выделяются области, соответствующие процессу выкипания азота, и ступенька, соответствующая температуре стеклования полимерной матрицы. Кроме того, наблюдаются различия емкости конденсатора с эластомером при измерениях первым и вторым способами.

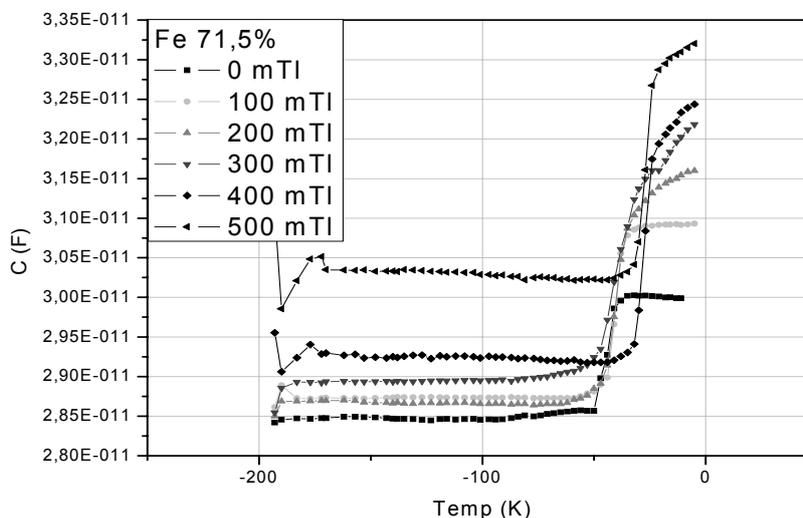


Рис. 3. Температурная зависимость емкости конденсатора с эластомером Fe 71,5% в качестве диэлектрика

Также исследованы релаксационные свойства магнитореологических эластомеров. На Рис. 4 представлены кривые, характеризующие изменение емкости конденсатора при резком выключении поля в зависимости от времени.

Помимо этого, изучено влияние упругих напряжений на диэлектрические свойства. На Рис. 5 сравнивается магнитодиэлектрический эффект в конденсаторе с одинаковым расстоянием между обкладками по размеру эластомера в свободном состоянии и под механическим напряжением. Видно, что магнитодиэлектрический эффект увеличивается при наличии в эластомере механических напряжений.

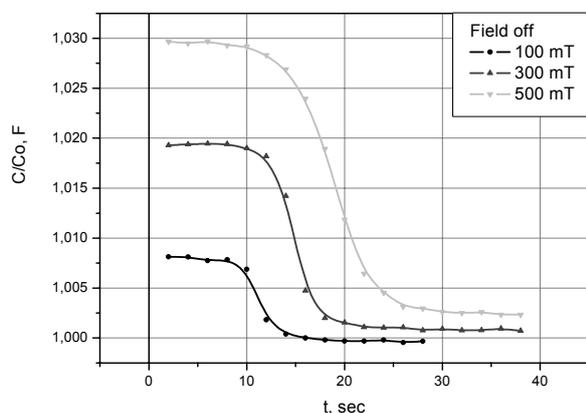


Рис. 4. Релаксационные кривые для емкости конденсатора с эластомером в качестве диэлектрика

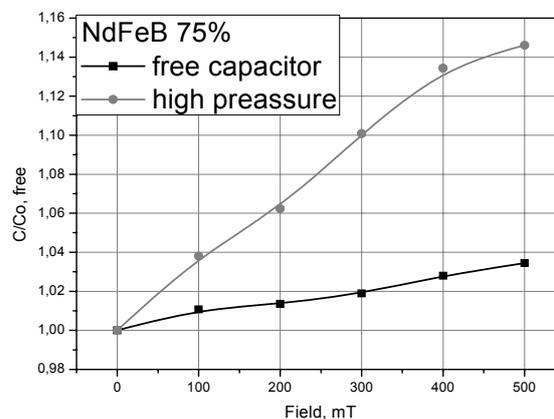


Рис. 5. Полевые зависимости для конденсатора с эластомером FeNdB 75% в качестве диэлектрика при различном механическом давлении

Литература

1. S. Abramchuk, E. Kramarenko, G. Stepanov, L. V. Nikitin, G. Filipcsei, A. R. Khokhlov and M. Zrinyi. Novel highly elastic magnetic materials for dampers and seals: Part I. Preparation and characterization of the elastic materials // Polym. Adv. Technol. 2007; 18: 883–890
2. Anna S. Semisalova, Nikolai S. Perov, Gennady V. Stepanov, Elena Yu. Kramarenko and Alexey R. Khokhlov. Strong magnetodielectric effects in magnetorheological elastomers // Soft Matter, 2013, 9, 11318

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПОРОШКОВ ЧИСТОГО ГЕКСАФЕРРИТА БАРИЯ И МОНОКРИСТАЛЛОВ MN-ЗАМЕЩЁННОГО ГЕКСАФЕРРИТА БАРИЯ

Каландия М.Р.

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

E-mail: margarita-kalandija@rambler.ru

Бариевые и стронциевые гексаферриты, с 1952 года известные в промышленности под названием феррооксиды, представляют немалый интерес с точки зрения изучения их структурных и магнитных свойств. Названные соединения являются магнитно твердыми ферритами с гексагональной структурой, подобной структуре магнитоплюмбита. Благодаря своим свойствам бариевые гексаферриты нашли широкое применение в промышленности. Высокие значения намагниченности насыщения и коэрцитивной силы позволяют рассматривать вероятность использования бариевых гексаферритов также в качестве поглотителей микроволнового излучения, в высокочастотных устройствах, а также в элементах памяти с высокой плотностью записи. Кроме того, бариевые гексаферриты широко используются для изготовления постоянных магнитов. В настоящее время на основе этих ферритов ведутся поиски новых материалов, получаемых за счет частичного замещения атомов бария или железа другими элементами. При таком замещении удастся варьировать магнитные свойства гексаферритов, изменять их намагниченность насыщения, коэрцитивную силу и анизотропию.

В настоящей работе представлены результаты исследований магнитных свойств образцов двух серий. Образцы первой серии представляли собой порошки чистого гексаферрита бария, полученные путем перемалывания в течение 4, 15 и 18 часов соответственно. Размер частиц зависел от времени перемалывания. Образцы второй серии представляли собой монокристаллы состава $\text{BaFe}_{12-x}\text{Mn}_x\text{O}_{19}$, где x менялся от 1,00 до 4,85. Все измерения проводились на вибрационном магнитометре LakeShore 7407 при комнатной температуре в диапазоне полей $[-16 \text{ кЭ}; +16 \text{ кЭ}]$. Масса образцов измерялась на электронных весах с точностью до 10 мкг.

При исследовании первой серии образцов были измерены петли гистерезиса, то есть зависимости намагниченности от внешнего поля (рис. 1). Были определены магнитостатические параметры: намагниченность насыщения и коэрцитивная сила, а также зависимости этих параметров от времени помола (рис. 2).

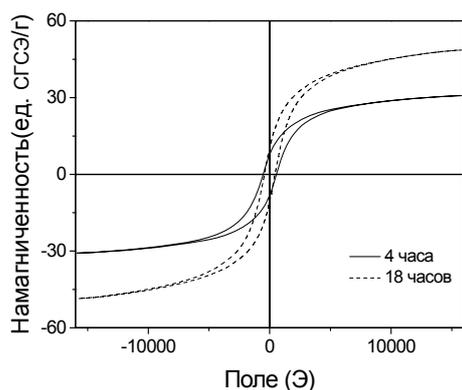


Рис. 1

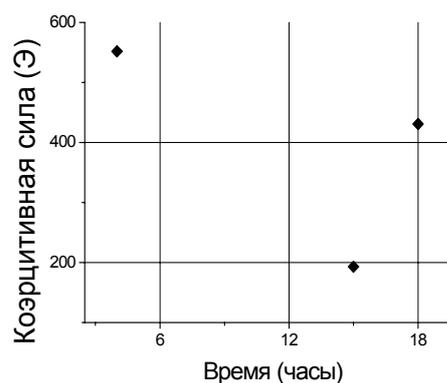


Рис. 2

Монокристаллы Mn-замещенных гексаферритов бария были исследованы с учетом наличия у них анизотропии. Зависимости намагниченности насыщения от внешнего поля (петли гистерезиса) были сняты при различных углах между лёгкой осью анизотропии и направлением внешнего поля. Кроме того, исследована зависимость магнитостатических параметров от концентрации марганца в образцах.

ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОТ СПОСОБА ОПИСАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕТААТОМОВ В ГГц ДИАПАЗОНЕ

Иванюкович М.М., Сацкий А.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, E-mail: mm.ivanyukovich@physics.msu.ru

Магнитные метаматериалы — это искусственно созданные периодические структуры с отрицательной эффективной магнитной проницаемостью $\mu < 0$. Они состоят из расщепленных кольцевых резонаторов, метаатомов, взаимодействие между которыми, существенно влияет на свойства метаматериалов.

В МГц диапазоне частот метаматериал можно рассматривать как сплошную среду, поскольку размеры метаатомов много меньше длины волны падающего электромагнитного (ЭМ) излучения. А взаимодействие между элементами метаматериала в основном магнитное и определяется их индуктивностью L и взаимоиндукцией M , как:

$$\kappa = \kappa_H = \frac{2M}{L}. \quad (1)$$

В ГГц диапазоне размеры элементов уже становятся сравнимы с длиной волны ЭМ излучения, вследствие чего распределение зарядов и токов становится неоднородным [1], и между метаатомами появляется электрическое взаимодействие (Рис.1):

$$\kappa = \kappa_H - \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \kappa_E, \quad (2)$$

где κ_E – коэффициент электрического взаимодействия идентичных метаатомов, зависящий от их емкости C и взаимной емкости K , как:

$$\kappa_E = \frac{2K}{C}. \quad (3)$$

В случае если взаимодействуют не одинаковые элементы, то есть $\omega_{01} \neq \omega_{02}$, то коэффициент электрического взаимодействия становится равным $\kappa_E = \frac{2K}{\sqrt{C_1 C_2}}$, а резонансные частоты равны $\omega_{01} = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$ и $\omega_{02} = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}$.

В данной работе мы рассмотрим различные возможные подходы к определению взаимной емкости системы двух взаимодействующих элементов и покажем, что в зависимости от способа описания системы двух элементов изменяются выражения не только для коэффициента электрического взаимодействия, но и для резонансных частот.

Мы рассматриваем так называемые «q» и «U» подходы для описания системы взаимодействующих элементов [2], используя соответствующие матрицы емкостных коэффициентов C_{ab}^q и $(C_{ab}^U)^{-1}$:

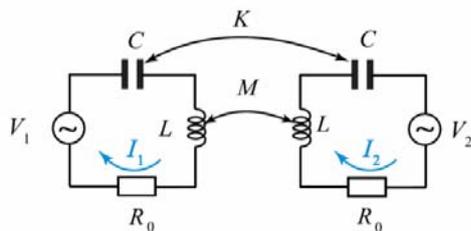


Рис.1. Схематическое изображение двух взаимодействующих идентичных элементов метаматериала в ГГц диапазоне с магнитным и электрическим взаимодействием между ними. K – взаимная емкость, M – взаимная индуктивность, из работы [1]

$$\text{«q»-подход: } q_a = \sum_b C_{ab}^q U_b \quad \text{«U»-подход: } U q_a = \sum_b (C_{ab}^U)^{-1} q_b, \quad (4)$$

где q и U обозначают заряды и напряжения на соответствующих элементах системы. Введем обозначения K^q и K^U для недиагональных элементов матрицы емкостных элементов в соответствующих подходах, и $C_{1,2}^q$ и $C_{1,2}^U$ для диагональных элементов. В случае отсутствия взаимодействия диагональные элементы соответственно равны друг другу $C_i^q = C_i^U$ и обозначают обычную емкость элементов. В нашем случае, для двух элементов с учетом введенных обозначений система уравнений (4) имеет следующий вид:

$$\text{«q»-подход} \begin{cases} q_1 = U_1 C_1^q + U_2 K^q \\ q_2 = U_2 C_2^q + U_1 K^q \end{cases} \quad \text{«U»-подход} \begin{cases} U_1 = \frac{q_1}{C_1^U} + \frac{q_2}{K^U} \\ U_2 = \frac{q_2}{C_2^U} + \frac{q_1}{K^U} \end{cases}. \quad (5)$$

Заметим, что в случае, когда между элементами отсутствует взаимодействие, то взаимные емкости в разных подходах – различны - в «q»-подходе $K^q = 0$, а в «U»-подходе $K^U = \infty$. Из выражений (5), используя методику, описанную в работе [1], можно получить следующие выражения для коэффициентов электрического взаимодействия:

$$\text{«q» -подход: } \kappa_E = \kappa_E^q = \frac{2K^q}{\sqrt{C_1^q C_2^q}} \quad \text{«U» -подход: } \kappa_E = \kappa_E^U = \frac{2\sqrt{C_1^U C_2^U}}{K^U}. \quad (6)$$

На первый взгляд выражения для коэффициентов электрического взаимодействия обратно пропорциональны. Однако, если учесть, что C^q и K^q элементы матрицы обратной к матрице C^U и K^U , то, как показано в нашей работе, эти способы записи тождественны.

Более неожиданным получилось выражение для резонансных частот в «q» - подходе:

$$\omega_{01}^q = \sqrt{\frac{C_1^q}{L_1(C_1^q C_2^q - K^{q^2})}} \quad (7)$$

$$\omega_{02}^q = \sqrt{\frac{C_2^q}{L_2(C_1^q C_2^q - K^{q^2})}} \quad (8)$$

Однако и здесь, используя матрицу перехода можно показать, что при использовании «U»-подхода, мы получим более привычные выражения $\omega_{01}^U = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1^U}}$ и $\omega_{02}^U = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2^U}}$.

Итак, применяя разные подходы к описанию одной и той же системы, можно получить два формально разных выражения для коэффициента электрического взаимодействия, но, учитывая связь между K^q и K^U , $C_{1,2}^q$ и $C_{1,2}^U$, видно, что получается одно и то же значение для κ_E коэффициента электрического взаимодействия элементов метаматериала в ГГц диапазоне.

Литература

1. E. Tatartschuk, N. Gneiding, F. Hesmer, A. Radkovskaya, E. Shamonina, «Mapping inter-element coupling in metamaterials: Scaling down to infrared», Journal of Applied Physics. 2012, V.111, p. 094904-1 – 094904-9.
2. Ландау, Л. Д., Лифшиц, Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М., 2005. — («Теоретическая физика», том VIII), стр.17.

ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА РЕГРЕССИИ МЕЖДУ МЕЖПЛАНЕТНЫМ И МАГНИТОСФЕРНЫМ ПОЛЕМ B_y ОТ КРИТЕРИЕВ ВЫБОРА БАЗЫ ДАННЫХ

Лукин А.С.¹, Петрукович А.А.²

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
, E-mail: as.lukin@physics.msu.ru

²*Институт космических исследований РАН, Москва, Россия,*
E-mail: apetruko@iki.rssi.ru

Азимутальная компонента магнитного поля в хвосте магнитосферы B_y (в направлении запад-восток) определяется, в основном, аналогичной компонентой межпланетного магнитного поля и динамикой магнитосферы. По наблюдениям проекта Geotail 1995-2005 гг сформирована база данных, позволяющая анализировать влияние различных факторов на зависимость магнитосферного поля B_y^m и межпланетного B_y^i .

В результате работы показано, что коэффициент регрессии между B_y^m и B_y^i зависит от условий выбора набора данных для анализа. Набор, составленный только по пересечениям спутником экваториальной плоскости по магнитным наблюдениям, включает больше измерений, сделанных в магнитоактивный период (при южном межпланетном поле), когда конфигурация хвоста постоянно меняется. Набор, составленный из длительных пересечений спутником плазменного слоя (приэкваториальной зоны), включает больше измерений, сделанных в магнитоспокойный период.

Литература

1. JinBin Cao¹, Aiying Duan^{2,3}, M. Dunlop¹, Xinhua Wei², and Cunlin Cai². Dependence of IMF B_y penetration into the neutral sheet on IMF B_z and geomagnetic activity. Space Science Institute, School of Astronautics, Beihang University, Beijing, China¹, State Key laboratory for Space Weather/CSSAR, Beijing, China², School of Earth Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing, China³, 2014.

2. A.A. Petrukovich: Origins of plasma sheet By. JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH. Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Profsoyuznaya St. 84/32, 117997 Moscow, Russia. 2011.

ШУМ В ЛАТЕРАЛЬНОЙ СПИН-ВЕНТИЛЬНОЙ СТРУКТУРЕ

Лобачев А.В.

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

E-mail: andrew_lv_91@mail.ru

Магнитные наногетероструктуры [1] являются основой для большинства устройств спинтроники. Исследование таких систем в последние десятилетия является предметом устойчивого интереса.

При условии, что толщина слоев становится сравнимой или меньшей, чем длина свободного пробега с переворотом спина, возникают такие эффекты, связанные со спин-зависимым транспортом, как Гигантское Магнитосопротивление и Туннельное Магнитосопротивление [1]. Латеральный спин-вентиль [2] — это система из чередующихся металлических ферромагнитных и неферромагнитных слоев, в которой они соединены в двух направлениях по отношению друг к другу, как это показано на рисунке. В этой системе при протекании тока из электрода 1 в электрод 3 возникает спиновый ток в каналах 4,5, что в свою очередь приводит к возникновению падения напряжения в электроде 5. Это напряжение зависит от угла между намагниченностями электрода 5 и электродов 1 и 3. Таким образом, такая система может рассматриваться как новый датчик магнитного поля в области электрода 5. Работоспособность такого устройства зависит от отношения сигнал/шум [3], и нашей целью являлся расчет этого отношения.

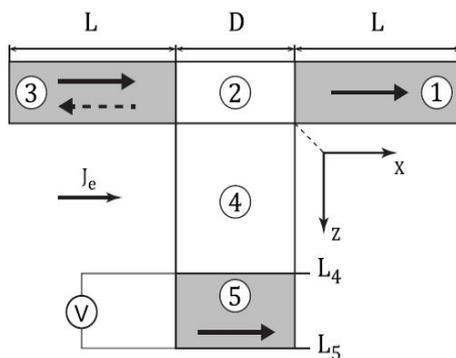


Рис. 1. Латеральная спин-вентильная структура

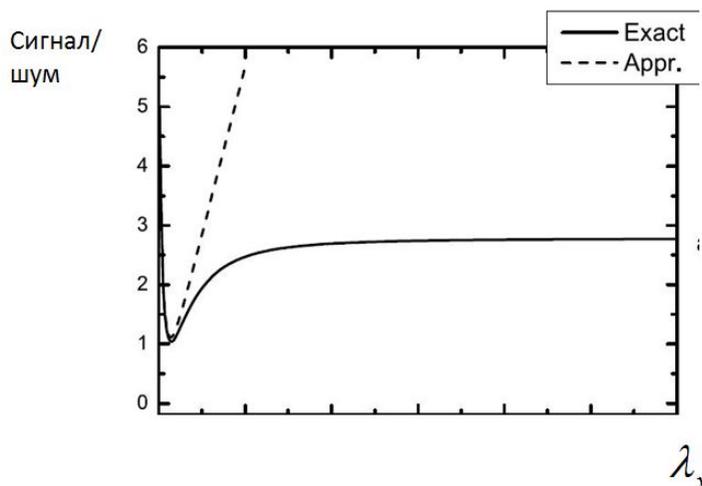


Рис. 2. Зависимость отношения сигнала к шуму от величины λ_x

ны $\lambda_x = l_2^2 \left(\frac{\hbar}{2K^P a_0^3 \tau_{sf}} \right)$, где l_2 — длина свободного пробега с переворотом спина, τ_{sf} — время релаксации с переворотом спина, K^P — константа анизотропии, a_0 — параметр решетки.

Этот расчет был выполнен с использованием спин-флуктуационной теоремы, связывающей шум с восприимчивостью. В этом случае отношение сигнал/шум

$$\frac{\Delta\phi}{\sqrt{\delta\langle(\Delta\phi)^2\rangle}} = \frac{|m|}{\sqrt{2kT\chi'}}$$

где χ' — реальная часть статической восприимчивости, рассчитанная нами из решения уравнений диффузии, определяющих неравновесную спиновую аккумуляцию m при добавлении в эти уравнения членов, учитывающих малое флуктуирующее поперечное направление m магнитное поле и поле анизотропии. На рисунке 2 показана зависимость отношения сигнал/шум от эффективной длины затухания неравновесной спиновой

аккумуляции, определяемой величиной константы анизотропии. Как ясно из рисунка, возникающий шум не полностью подавляет полезный сигнал.

Литература

1. Ведяев А. В., Котельникова О.А., Рыжанова Н.В., Спин-зависящий транспорт в магнитных наноструктурах, М.: Издательство Московского университета, 2012, 141 с.
2. T Kimura and Y Otani, Spin transport in lateral ferromagnetic/nonmagnetic hybrid structures // Journal of Physics Condensed Matter 19 (2007) 165216 (13pp).
3. J. Rammer, H. Smith, Quantum field-theoretical methods in transport theory of metals // Reviews of Modern Physics, Vol. 58, No. 2, April 1986, pp. 323-358.

ВРАЩЕНИЕ КАПЛИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ КАК РЕЗУЛЬТАТ ВРАЩЕНИЙ СОДЕРЖАЩИХСЯ В НЕЙ НАМАГНИЧЕННЫХ АГРЕГАТОВ КОЛЛОИДНЫХ ЧАСТИЦ

Коробов М.И.

Северо-Кавказский Федеральный Университет, Ставрополь, Россия

E-mail: SmallGreenSinus@yandex.ru

Магнитные жидкости (МЖ) [1] представляют собой коллоидные растворы наноразмерных ферромагнитных частиц, стабилизированных поверхностно-активным веществом (ПАВ). Средний размер частиц составляет около 10 нм, что обеспечивает седиментационную устойчивость коллоида, однодоменность частиц и высокую магнитную восприимчивость МЖ. Одной из фундаментальных проблем физики таких сред является возможность магнитного упорядочения в системе образующих их магнитодипольных частиц. В работах [2–4] в результате экспериментального исследования процессов агрегирования в магнитных жидкостях было обнаружено возникновение при определенных условиях хорошо развитой системы намагниченных агрегатов и исследованы особенности намагничивания магнитных жидкостей с такими агрегатами. Очевидно, наличие таких агрегатов должно оказывать влияние на взаимодействие магнитных жидкостей с внешними полями. Действительно, ряд эффектов, обнаруженных в магнитных жидкостях, связан с микровращениями дипольных коллоидных частиц [5, 6], в связи с чем для описания магнитных жидкостей была разработана модель внутренних вращений, учитывающая неравновесные процессы магнитной релаксации и возникновение объемного пондеромоторного момента сил [1]. Вместе с тем, кроме микровращений отдельных коллоидных частиц в магнитных жидкостях могут возникать также вращения их агрегатов, образовавшихся вследствие сильного межчастичного взаимодействия. В настоящей работе проведено исследование особенностей взаимодействия капель МЖ с вращающимся магнитным полем, обусловленных микровращениями содержащихся в капле намагниченных агрегатов коллоидных частиц.

Объектом исследования являлась плавающая на поверхности воды плоская капля магнитной жидкости, содержащей хорошо развитую систему намагниченных агрегатов микронных размеров. Как и следовало ожидать, при воздействии на такую каплю вращающегося в горизонтальной плоскости магнитного поля капля приходила во вращение, характер которого, однако, оказался существенно зависим от частоты внешнего поля. Так для низких частот (менее 1 s^{-1}) наблюдалось деформирование капли и ее вращение с частотой внешнего поля. При увеличении частоты поля деформация капли исчезала, и она вновь принимала симметричную относительно оси вращения форму. Частота вращения капли при этом становилась отличной от частоты внешнего поля. На рис. 1 приведен график экспериментально полученной зависимости частоты вращения капли от частоты вращения поля.

Поскольку при высоких частотах форма капли симметрична относительно оси вращения поля, вращение капли нельзя объяснить проявлением макроскопических эффек-

тов. Возможной причиной вращения капли является наличие микровращений агрегатов коллоидных частиц.

В потоке жидкости магнитный агрегат в магнитном поле, вращающемся с частотой ω , будет вращаться при частотах внешнего поля, удовлетворяющих соотношению

$$\omega < \frac{mB}{\lambda} + \Omega \quad (1)$$

где m – магнитный момент агрегата, B – напряженность внешнего поля, λ – коэффициент вязкого трения вращения агрегата о несущую жидкость, а Ω – угловая скорость потока жидкости вокруг агрегата.

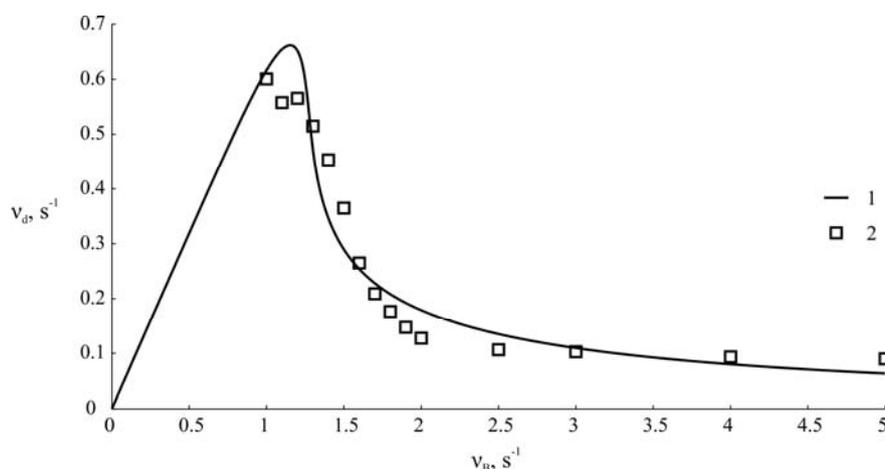


Рис.1. Зависимость частоты вращения капли от частоты внешнего поля: 1 – результаты численного моделирования, 2 – экспериментальные результаты (величина погрешности не превышает размеры маркера)

При частоте поля больше критической, определенной из ур-я (1), вращение агрегата не прекращается, хотя и становится существенно неравномерным, и средняя угловая скорость агрегата оказывается в несколько раз меньше частоты внешнего поля.

Таким образом, по мере увеличения частоты внешнего поля при малых частотах с частотой поля будут вращаться практически все агрегаты, а значит будет наблюдаться линейное увеличение частоты вращения капли с ростом частоты поля. При достаточно больших частотах, когда существенное количество агрегатов не будет удовлетворять соотношению (1), с ростом частоты поля все больше агрегатов будут переставать вращаться вместе с полем, и будет наблюдаться спад частоты вращения капли с частотой поля.

Для проверки гипотезы внутренних вращений было проведено численное моделирование вращения капли. Полагалось, что капля полидисперсна, со средним размером агрегатов в 6 мкм и среднеквадратичным отклонением в 1 мкм, средним магнитным моментом $10 \cdot 10^{-13} A \cdot m^2$. Результаты численного моделирования представлены на рис.1. Начальный участок кривой, полученной в результате численного моделирования, с полученным экспериментально не сопоставлялся, поскольку в этой области частот на процесс вращения капли за счет микровращений агрегатов накладывается процесс вращения капли за счет ее деформации, что моделированием не учитывалось.

Как следует из рис. 1, численное моделирование вращения недеформированной капли находится в качественном согласии с результатами эксперимента, что может говорить о вращении недеформированной капли как результата микровращений агрегатов коллоидных частиц.

Литература

1. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. Рига: Зинатне, 1986. 386 с.
2. Диканский Ю.И., Балабанов К.А., Борисенко О.В., Киселев В.В. // Магнитная гидродинамика. 1997. Т. 33. № 2. С. 243–245.
3. Диканский Ю.И., Вегера Ж.Г., Закинян Р.Г., Нечаева О.А., Гладких Д.В. // Коллоидный журнал. 2005. Т. 67. № 2. С. 161–166.

4. Dikansky Yu.I., Gladkikh D.V., Kunikin S.A., Zolotukhin A.A. // *Magnetohydrodynamics*. 2012. V. 48. N 3. P. 493–502.
5. Moscovitz R., Rosensweig R.E. // *Appl. Phys. Letters*. 1967. Vol. 11. N. 10. P. 301 – 303.
6. McTague J.P. // *J. Chem. Phys.* 1969. V. 51. N. 1. P. 133 – 136.

КИРАЛЬНЫЕ СПИНОВЫЕ СТРУКТУРЫ И СВЯЗАННЫЕ С НИМИ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ

Вылегжанин А.Г.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: vilegzhanins@yandex.ru

Киральные спиновые структуры и магнитные вихри последнее время интенсивно изучаются в контексте магнетизма тонких пленок и мультиферроиков [1,2]. Вместе с тем, недостаточное внимание уделяется тому факту, что такие спиновые структуры имеют макроскопический аналог в виде хорошо известных среди инженеров магнитных сборок – конфигураций из постоянных магнитов, создающих магнитные поля заданной конфигурации. Так, спиновая циклоида является аналогом простейшей сборки Хальбаха (рис. 1).

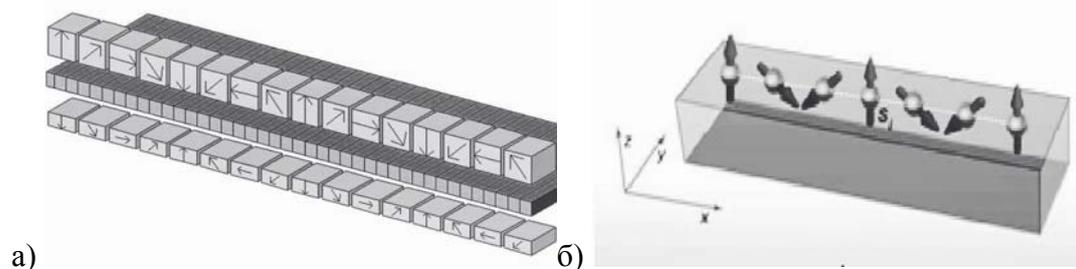


Рис. 1 Аналогия между сборкой: а) сборки Хальбаха для поезда на магнитной подушке б) спиновая циклоида в тонкой магнитной пленке

Целью данной работы является анализ следствий данной аналогии и возможностей, которые она открывает. На рисунке 2 приведены результаты моделирования магнитного поля от двух типов спиновых конфигураций в программе Comsol Multiphysics.

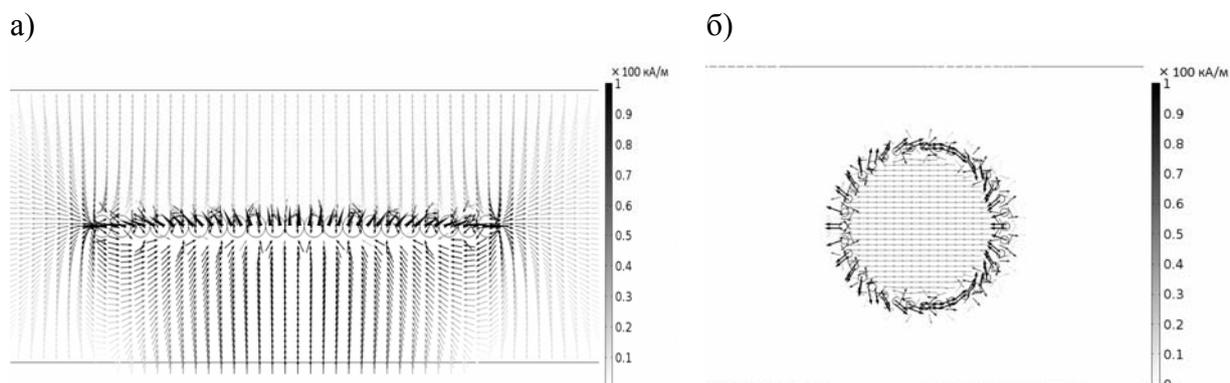


Рис. 2 Численно рассчитанные магнитные поля от спиновых распределений в монослоях сплава кобальта и железа (ориентировочное значение намагниченности 1 кГ): а) спиновая циклоида б) двухпериодная кольцевая спиновая структура

Как видно на рис. 2 а, магнитное поле присутствует только с одной стороны циклоидальной структуры, так же как в линейной сборке Хальбаха. В свете данной аналогии становится понятным результат недавней работы [3], в которой киральность циклоиды регулировалась расположением сверхпроводящего слоя, выталкивающего маг-

нитное поле. Так, в случае, изображенном на рисунке 2а, энергетически выгодно расположение сверхпроводящего слоя сверху, где нет магнитного поля. Напротив, размещение сверхпроводника снизу энергетически невыгодно и может вызвать трансформацию магнитной структуры, сопровождающуюся сменой киральности циклоиды, в согласии с выводами работы [3].

Спиновые конфигурации в виде циклоид могут по аналогии с магнитными сборками [4] найти применение в качестве нано-энкодеров, позволяющих точно измерять положение иглы сканирующего зондового микроскопа над поверхностью образца, или в высокоточных датчиках угла поворота.

Кольцевые структуры (рис. 2б) порождают изолированное сосредоточенное внутри кольца магнитное поле, что можно использовать как накопитель магнитной энергии в наномасштабах. Возможность регулирования киральности спиновых структур с помощью электрического поля, имеющая место в мультиферроиках, позволяет получать переключаемые постоянные наномангниты с электрически регулируемой конфигурацией магнитного поля.

Литература

1. Vode M. et al //, Nature, 2007. V.447. P.190.
2. Пятаков А.П., Звездин А.К.// УФН, 2012, Т. 182. С. 593.
3. Нефедов И.М., Фраерман А.А., Шерешевский И.А.//, ФТТ, 2016, Т. 58. выпуск 3.
4. Бараночников М.Л.// Микромагнитоэлектроника, Т.1, ДМК Пресс, 2001г.

ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУР МАГНИТНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В СПЛАВЕ Tb₉La₁ ПОД ДЕЙСТВИЕМ БЫСТРОЙ ЗАКАЛКИ ИЗ РАСПЛАВА

Звонов А.И.¹, Цвик Я.², Карпенков Д.Ю.^{3,4}, Смаржевская А.И.¹

¹ МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

²Международная лаборатория высоких магнитных полей и низких температур,
Вроцлав, Польша

³Тверской государственной университет, Тверь, Россия

⁴«МИСус», Москва, Россия, E-mail: zvonov@physics.msu.ru

Для современной техники, а так же развития новых технологий требуются материалы с уникальными, по сравнению с традиционными, сочетаниями механических, тепловых, а так же магнитных свойств. Современные направления исследований включают в себя получение новых материалов с использованием таких различных методик, как изменение микроструктуры исходных материалов с помощью размалывания и спекания, с помощью отжига, или закалки, или многослойного напыления тонких пленок.

Редкоземельные металлы (РЗМ) и их сплавы вызывают большой интерес для поиска новых и уникальных материалов в связи с открытием в них в прошлом веке гигантских значений магнитной анизотропии, магнитострикции и магнитокалорического эффекта (МКЭ) в области магнитных фазовых переходов [1-5].

До настоящего времени исследования влияния перечисленных техник получения новых материалов на магнитные свойства РЗМ и их сплавов не проводились. В предыдущих работах нами были приведены результаты исследования влияния быстрой закалки из расплава на магнитные свойства чистых РЗМ гадолиния, тербия и диспрозия [6,7], а так же сплава Tb₈Y₂ [8], обладающего температурами магнитных фазовых переходов и критическим полем существования геликоидального антиферромагнитного состояния (ГАФМ) близкими к диспрозию.

В тербии с увеличением температуры наблюдается магнитный фазовый переход из ферромагнитного в ГАФМ состояние при температуре $\Theta_1 = 221$ К. Второй магнитный фазовый переход, из ГАФМ фазы в парамагнитное состояние, наблюдается при темпе-

ратуре $\Theta_2 = 228$ К. При помещении образца тербия во внешнее магнитное поле температурная область существования ГАФМ фазы уменьшается за счёт увеличения Θ_1 и уменьшения Θ_2 . Полностью ГАФМ фаза в тербии подавляется в магнитном поле 180 Э [1-5].

Таким образом, у тербия температуры магнитных фазовых переходов очень близки, а так же эти переходы сливаются в один даже в незначительном магнитном поле [1-3]. При сплавлении тербия с лантаном уже при концентрации в 5 ат.% лантана полностью подавляется ГАФМ фаза (в нулевом внешнем магнитном поле) за счет того, что при росте концентрации лантана температура Θ_1 сплава падает медленнее, чем Θ_2 [9]. Согласно литературным данным, при указанной концентрации и температуре 209 К сплав $Tb_{95}La_5$ испытывает единственный магнитный фазовый переход из ферромагнитного в парамагнитное состояние (фазовый переход типа температура Кюри). С дальнейшим повышением концентрации лантана в сплаве температура данного перехода продолжает снижаться. Следовательно, при концентрациях лантана от 5 до 20 ат.% лантана (область высоких концентраций тербия, при которой существует твердый раствор замещения с кристаллической структурой $Rb3/mmc$, соответствующей кристаллической структуре тербия, и прочих тяжелых РЗМ), сплавы серии Tb-La показывают магнитное поведение сродни гадолинию, с той лишь разницей, что осью легкого намагничивания в монокристаллах данных сплавов является кристаллографическая ось b [1].

Целью данной работы являлось изучение влияния быстрой закалки из жидкой фазы на магнитные характеристики сплава Tb_9La_1 , в том числе, на температуру Кюри.

Исходный сплав Tb_9La_1 был получен методом индукционной плавки из тербия и лантана чистотой не менее 99,9 %, плавка производилась в алундовом тигле, в атмосфере чистого аргона. Быстрозакаленный сплав Tb_9La_1 , исследованный в данной работе, получен методом спинингования на установке, разработанной на кафедре магнетизма ТвГУ [10]. Нагретый выше температуры плавления сплав Tb_9La_1 разливался на быстро вращающийся медный диск, линейная скорость вращения которого составляла 12 м/с. Кристаллическая структура и однофазность полученных образцов контролировалось методом рентгенофазового анализа. Измерения температурных зависимостей намагниченности проводились на вибрационном магнитометре, устройство которого подробно приведено в статье [11].

Были произведены измерения температурных зависимостей намагниченности в слабых магнитных полях 100 и 200 Э, как для исходного, так и для быстрозакаленного сплава с последующей экстраполяцией температуры Кюри к нулевому значению поля. Таким образом, была определена температура магнитного фазового перехода в нулевом магнитном поле, как для литого материала $T_C = 200$ К, так и для быстрозакаленного сплава Tb_9La_1 $T_C = 188$ К. Показано существенное изменение температуры Кюри в результате быстрой закалки из расплава в сплаве Tb_9La_1 .

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 16-02-00472 А.

Литература

1. Никитин С.А. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М.: Издательство Московского университета. 1989.
2. Белов К.П. Магнитотепловые явления в редкоземельных магнетиках. М.: Наука. 1990.
3. Тейлор К., Дарби М. Физика редкоземельных соединений. М: Мир. 1974.
4. Савицкий Е.М., Терехова В.Ф., Наумкин О.П. Физико-химические свойства редкоземельных металлов скандия и иттрия, УФН. 1963. т. 79. вып. 2. С. 263.
5. Белов К.П., Левитин Р.З., Никитин С.А. Ферро- и антиферромагнетизм редкоземельных металлов, УФН. 1964. т. 82. вып. 3. С. 449.
6. Панкратов Н.Ю., Звонов А.И. и др. Магнитокалорический эффект и магнитные фазовые переходы в нанокристаллических редкоземельных металлах: Tb, Dy и Gd, Известия РАН. Серия физическая. (2013). Т. 77. № 10. С. 1472.

7. Zvonov A.I., Pankratov N.Yu., et.al. The change of crystallite sizes and magnetocaloric effect in rapidly quenched dysprosium. Phys. Stat. Sol. (C). (2014). Vol. 11, no. 5-6. p. 1149.
8. Звонов А.И., Цвик Я., и др. Влияние быстрой закалки из расплава на магнитные свойства Tb8Y2, “XXII Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам “Ломоносов-2015” Секция “Физика”, Сборник тезисов докладов, Физический факультет МГУ, 2015, С. 287–287а.
9. Burgardt P., Legvold S. Magnetic ordering in terbium alloys. Phys. Rev. B. Vol. 20. № 9 (1979).
10. Karpenkov D. Yu., Karpenkov A. Yu., et.al. Solid State Phenomena, 190 (2012), p. 323.
11. Nizhankovscii V.I., Lugansky L.B. Vibrating sample magnetometer with a step motor. Meas. Sci. Technol. 18 (2007), p. 1533.

МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В НАНОПЛЕНКАХ МУЛЬТИФЕРРОИКОВ

Юлдашева А.Р., Нугуманов А.Г.

Башкирский государственный университет, Уфа, Россия
E-mail: yuldashka92@mail.ru , aidar.nugumanov@gmail.com

В последнее время теоретически [2-4] и экспериментально [4] исследуется магнитоэлектрической (МЭ) эффект тонких пленках мультиферроиков. В данной работе для изучения МЭ эффекта мы ввели модель ферромагнитно-ферроэлектрической связанной тонкой плёнки с магнитными спинами в ФМ-подсистеме и электрическими диполями ФЭ-подсистеме. Средний отклик магнитных спинов (намагниченность) и электрических диполей (поляризация) были получены с помощью алгоритма Метрополиса моделирования Монте-Карло. Мы предполагаем в нашей модели, что пленки мультиферроиков состоят из магнитных и ферроэлектрических слоев, следующих один за другим. Магнитный слой моделируем в виде двух эквивалентных магнитных подрешеток как в классической анизотропной модели Гейзенберга с учетом влияния внешнего магнитного поля:

$$H_m = -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle} (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y + S_i^z S_j^z) - K \sum_i (S_i^z)^2 + \frac{1}{\chi_1} \sum_{\langle i,l \rangle} P_i P_l + \frac{1}{\chi_2} \sum_{\langle i,m \rangle} P_i P_m + A_m \sum_{\langle i,j,m \rangle} P_i S_j S_m - \bar{H} \sum_i S_i^z$$

Здесь J_1 — параметр обменного взаимодействия, S_i — компоненты вектора спина, \bar{H} — внешнее магнитное поле, перпендикулярное плоскости XY, P_i — отклонение вектора поляризации ферроэлектрической подсистемы от равновесного положения, χ_1, χ_2 — обратные тензоры диэлектрической восприимчивости, A_m — константа магнитоэлектрического взаимодействия.

В этой работе изучались свойства орторомбического мультиферроика Монте-Карло моделированием с использованием таких высокоэффективных методов, как гистограммная техника и метод однородной плотности состояний Ванга-Ландау. Моделировалась наноплёнка мультиферроика с линейными размерами $N=100 \times 100 \times (4-8)$. Результаты свидетельствуют, что переход из антиферромагнитной фазы в парамагнитную и соответствующий переход из антиферроэлектрической фазы мультиферроика являются фазовыми переходами 2-го рода. Он также наблюдается на энергетической гистограмме в области критической температуры. Гистограмма имеет один максимум, что позволяет с уверенностью говорить о фазовом переходе 2-го рода [1-3]. Также были определены температурные и полевые зависимости магнитной и ферроэлектрической восприимчивостей, удельная теплоёмкость и энергетический спектр.

Литература

1. Рамазанов М.К., Муртазаев А.К. (2015) *Письма в ЖЭТФ*, 101(10), 793-798.
2. L. Chotorlishvili, R. Khomeriki, A. Sukhov, S. Ruffo and J. Berakdar, (2013) *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 117202 .
3. Diep H. T. (2015), *Phys. Rev. B*. V. 91. 014436
4. Z.D. Wang and M. J. Grimsom, (2015) *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 70: 30303

**ИЗМЕНЕНИЕ МАГНИТНОЙ ЭНТРОПИИ В СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА,
ДОПИРОВАННЫХ БОРОМ ВБЛИЗИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ**

Блинов М.И.

*МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: mi.blinov@physics.msu.ru*

Современные холодильные установки, использующие газопаровой цикл (то есть большинство бытовых холодильников), обладают низкой эффективностью: их КПД обычно составляет 5-10% от КПД цикла Карно. К тому же в них используются экологически вредные вещества. Использование магнитокалорического эффекта может стать альтернативой газопаровому циклу. КПД подобных холодильных установок может достигать 30-60% от КПД цикла Карно [5]. Магнитокалорический эффект (МКЭ) – это явление, заключающееся в изменении температуры вещества при его адиабатическом намагничивании или размагничивании.

В данной работе были исследованы сплавы Гейслера, тройные интерметаллические соединения. В них наблюдается переход между фазами, отличающиеся типами симметрии решетки. Эти фазы, именуемые мартенситом и аустенитом, проявляют разные магнитные свойства [4]. При, так называемом, мартенситном переходе из мартенситной фазы в аустенитную, а также при переходе аустенитной фазы в парамагнитное состояние наблюдаются максимумы абсолютного значения магнитокалорического эффекта. Варьируя составы сплавов, например, допируя четвертым элементом, можно влиять на температуру перехода и величину МКЭ.

В рамках данной работы были изучены сплавы Гейслера на основе никеля, марганца и индия, которые были допированы бором. В виду малости радиуса атома бора по сравнению с атомами других элементов сплава, бор влияет на смещение температуры мартенситного перехода, сам по себе не проявляя сильные магнитные свойства.

В предыдущей работе были проведены исследования температурных зависимостей намагниченности и величины МКЭ в сплавах $Ni_{50}Mn_{35}In_{15-x}B_x$ с различными концентрациями (x) бора [6].

В ходе текущей работы были получены зависимости изотермического изменения магнитной части энтропии в сплавах $Ni_{50}Mn_{35}In_{15-x}B_x$ с различными концентрациями (x) бора вблизи температур фазового перехода. Исследования энтропии были получены косвенным методом путем анализа кривых намагниченности, полученных при разных температурах.

Исследование изотермического изменения магнитной энтропии, дополненное исследованием адиабатического изменения температуры, дает представление о зависимости полной энтропии от температуры в разных полях. Данная зависимость является ключевой в понимании магнитокалорических свойств материала [3].

В качестве результата работы представлена сравнительная температурная зависимость величин МКЭ, намагниченности и изменения энтропии на примере образца с концентрацией бора 0,75% на рисунке 1.

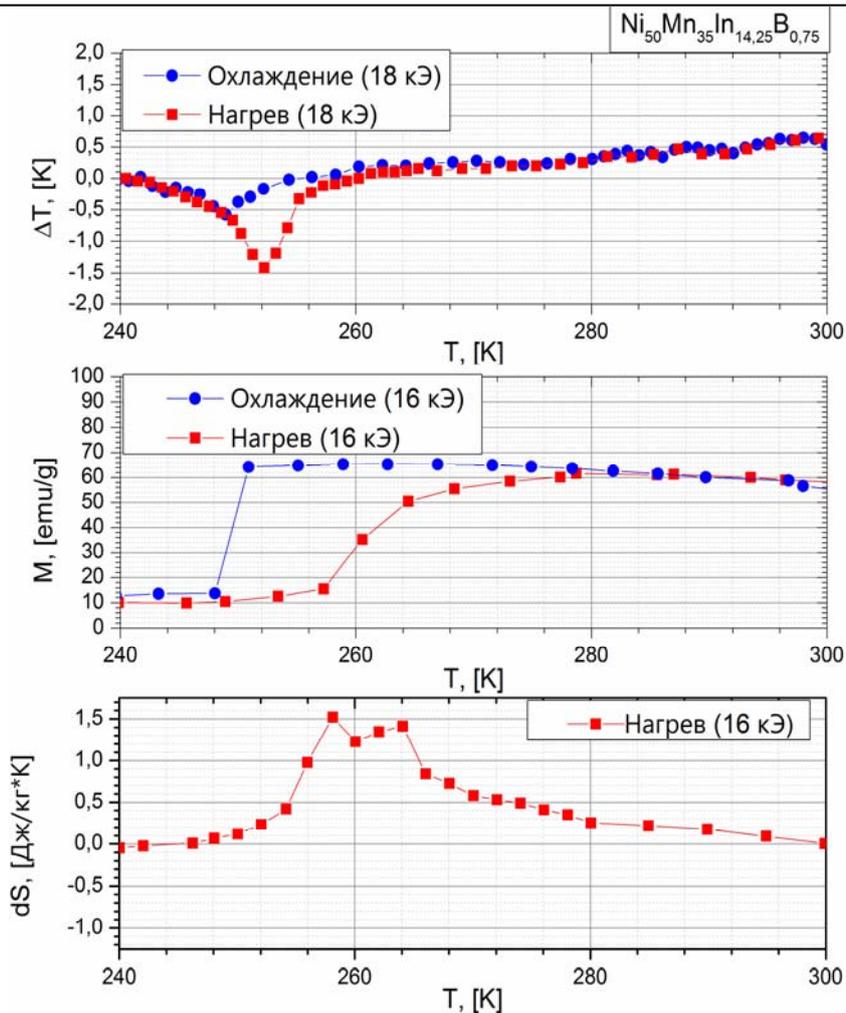


Рис. 1 Температурные зависимости величины МКЭ, намагниченности и изменения энтропии для сплава $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{14,25}\text{B}_{0,75}$

Исходя из полученных данных, сделан вывод, что сплавы стехиометрии $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{15-x}\text{B}_x$ могут претендовать на роль рабочего тела в новых холодильных установках.

Литература

1. Brown G.V. Magnetic heat pumping near room temperature // J Appl Phys 1976, № 47(8), p. 3673–3680.
2. Gottshall T. et al. On the S(T) diagram of magnetocaloric materials with first-order transition: Kinetic and cyclic effects of Heusler alloys // Acta Materialia 2016, № 107, p. 1–8
3. Kazakov A.P. et al. Phase transitions, magnetotransport and magnetocaloric effects in a new family of quaternary Ni-Mn-In-Z heusler alloys // Journal of Nanoscience and Nanotechnology 2012 № 12(9) p. 7426–7431.
4. Wayman C.M. Shape memory alloys // MRS Bulletin 1993, № 18(4), p. 49–56.
5. Zimm C. et al. Description and performance of a near-room temperature magnetic refrigerator // Adv Cryog Eng 1998, № 43, p. 1759–1766.
6. Блинов М.И. Магнитокалорические и магнитные свойства четверных сплавов Гейслера // Бакалаврская работа 2015.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ КЕРРА В СИСТЕМЕ $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$, ПОЛУЧЕННОЙ МЕТОДОМ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ С ПОСЛЕДУЮЩИМ ЛАЗЕРНЫМ ОТЖИГОМ

Зыков Г.С.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-Mail: V0tum-Separatum@yandex.ru

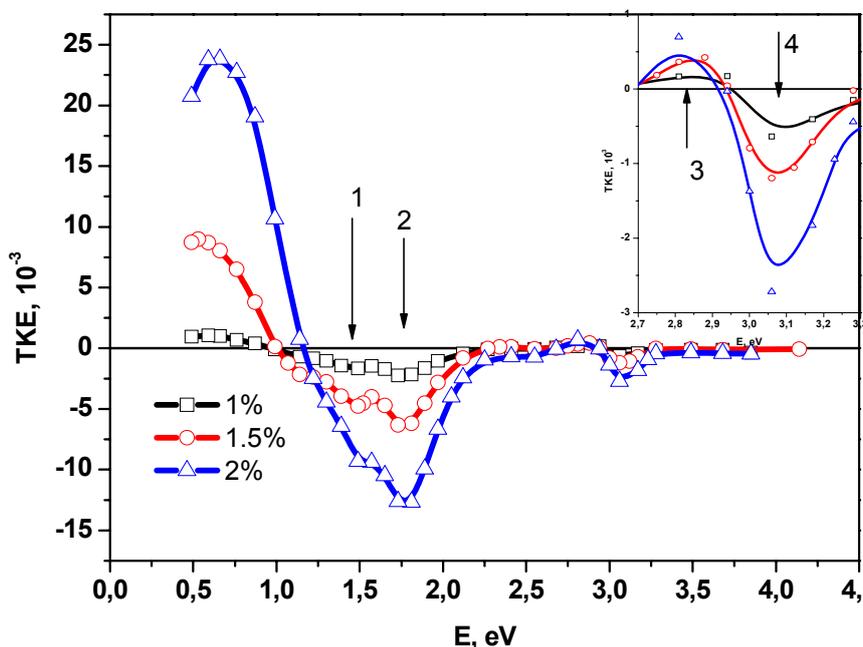
Разбавленные магнитные Mn-содержащие полупроводники относятся к материалам, которые интенсивно изучаются в связи с возможностью их применения в полупро-

водниковой спинтронике, а также в магнитооптических устройствах. Одними из самых активно исследуемых систем разбавленных магнитных полупроводников стали системы III-V-полупроводников с Mn, но несмотря на большое количество теоретических и экспериментальных данных о системе GaMnAs, электронная структура, характер дырок и механизм ферромагнитного упорядочения до сих пор являются предметом дискуссий. В случае малых концентраций Mn, представление примесных зон предполагает существование отдельной примесной зоны, образованной гибридными состояниями при замещении атомами марганца [1,2]. При наличии компенсации, энергия Ферми попадает в примесную зону. В другом случае примесная зона настолько расширена, что она объединяется с валентной зоной, энергия Ферми попадает при этом в объединённую зону, а на границе зоны возникают локализованные состояния [3,4].

Магнитооптическая спектроскопия может дать уникальную информацию об этих системах, так как спектры чувствительны к электронной и магнитной структуре и, что особенно важно, они чувствительны не только к дальнему, но и к ближнему порядку. Поэтому в магнитооптических спектрах должны проявляться особенности связанные с собственным ферромагнетизмом (межзонные спин-расщеплённые переходы между валентными зонами и зонами проводимости) и особенности связанные с наличием различных магнитных нанокластеров (MnAs, атомарные кластеры Mn и т.д), а также спин-зависимые переходы между примесными зонами Mn и зоной проводимости.

В настоящей работе были исследованы магнитооптические свойства образцов (Ga,Mn)As при различных концентрациях марганца. Образцы были получены методом ионной имплантации с последующим лазерным отжигом. Концентрация марганца в системе варьировалась в пределах 0.5% до 2%. Магнитооптические свойства изучались

Рис. 1. Спектральные зависимости ЭЭК (transversal Kerr effect, TKE) образцов (Ga,Mn)As при различных концентрациях марганца x при температуре $T=17K$



В геометрии экваториального эффекта Керра (ЭЭК). Измерения спектральных, температурных и полевых зависимостей ЭЭК были проведены в диапазоне энергий от 0,5 до 4 эВ, в магнитных полях напряжённостью до 3,5 кЭ и температурах от 15 до 300 К.

Для всех образцов с $x \geq 1\%$ наблюдался ФМ порядок – петли гистерезиса, магнитная анизотропия.

Спектры ЭЭК для системы (Ga,Mn)As приведены на рис.1. Для всех образцов наблюдаются особенности вблизи края поглощения полупроводниковой матрицы GaAs. Полоса 1 и 2 – соответствуют переходам E_0 и $E_0 + \Delta_0$ – в критической точке Γ зоны Бриллюэна.

люэна GaAs. На вставке к рис.1 более детально показаны положительный и отрицательный переходы, близкие к E_1 и $E_1+\Delta_1$ переходам вблизи критической точки L. С увеличением концентрации, значительного смещения зон не наблюдается. На графике относительной полевой зависимости видно (см. рис.2), образец с $x=1\%$ проявляет парамагнитным характер. Поведение магнитооптических спектров (положение экстремумов, которые близки к энергиям переходов в критических точках «родительской» зонной структуры полупроводника), а также температурные и полевые зависимости позволяют сделать вывод о том, что в данной системе, полученной методом ионной имплантации с последующим лазерным отжигом, наблюдается собственный ферромагнетизм

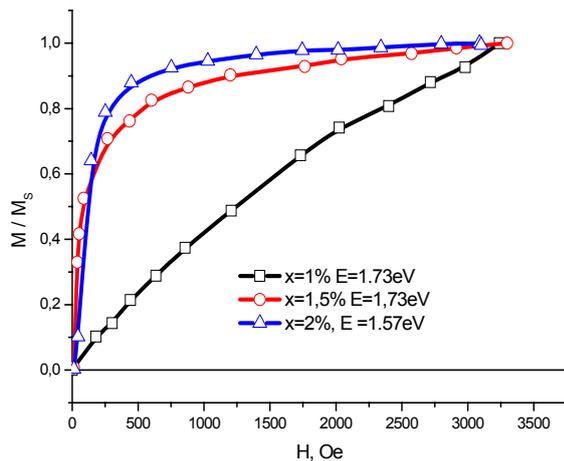


Рис. 2. Относительные полевые зависимости ЭЖК (transversal Kerr effect, TKE) образцов $(Ga,Mn)As$ при различных концентрациях марганца x при температуре $T=17K$

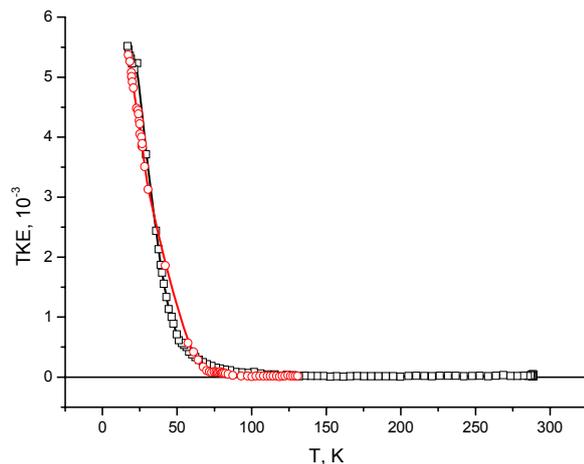


Рис. 3. Температурные зависимости ЭЖК (transversal Kerr effect, TKE) образца $(Ga,Mn)As$ с концентрацией марганца $x=2\%$

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №15-02-02077.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Елене Александровне Ганьшиной.

Литература

1. A. Zunger, in Solid State Physics Vol. 39, edited by H. Ehrenreich and D. Turnbull (Academic Press, Orlando, 1986) p. 275.
2. P. Mahadevan and A. Zunger, Phys. Rev. B, Vol. 68 (2003) 075202
3. T. Jungwirth, J. Sinova, J. Mašek, J. Kučera, and A. H. MacDonald, Rev. Mod. Phys. 78 (2006) 809.
4. C. Timm, in Handbook of Spin Transport and Magnetism, edited by E. Y. Tsymlal and I. Žutić, CRC Press (2012) pp. 385–404.

МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА НА ОСНОВЕ NI-MN-IN, ДОПИРОВАННЫХ ЧЕТВЕРТЫМ ЭЛЕМЕНТОМ

Пристинская Н.Ф.

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

E-mail: nf.pristinskaja@physics.msu.ru

В физике конденсированного состояния редко встречаются материалы, которые испытывают сильные изменения структурных, магнитных, транспортных и других свойств под действием умеренного внешнего магнитного поля при температурах в окрестности комнатной. Такими уникальными материалами являются сплавы Гейслера, исследуемые в настоящей работе. Они вызывают значительный интерес в силу разнообразия проявляемых практически важных свойств, например, таких как аномальный

эффект Холла, магнитосопротивление, гигантский магнитокалорический эффект, обменное смещение, метамагнетизм, магнитоупругость и др. Выше перечисленные свойства представляют собой перспективу для практического применения.

Сплавы Гейслера – это тройные интерметаллические соединения со стехиометрическим соотношением XYZ (полусплавы Гейслера) с объёмно-центрированной кубической решеткой $C1b$ и X_2YZ (полные сплавы Гейслера) с объёмно-центрированной кубической решеткой $L2_1$. Нестехиометрические сплавы с той же кристаллической симметрией так же называются сплавами Гейслера. Стехиометрический сплав Ni_2MnGa и часть нестехиометрических сплавов на основе $NiMn$ с Ga, In, Sn и Sb испытывают мартенситное превращение: структурный бездиффузный термодинамический переход 1-го рода между высокотемпературной кубической аустенитной фазой и низкотемпературной мартенситной фазой с более низкой симметрией.

Как было показано в [1], магнитная подсистема играет существенную роль как в мартенситном превращении, так и в поведении физических свойств материала. Широко известно, что даже небольшие изменения состава трёхкомпонентных сплавов Гейслера ведут к значительному смещению температур магнитоструктурного перехода и температур Кюри мартенситной и аустенитной фаз. Дополнительное допирование трёхкомпонентного сплава четвёртым элементом (например, Cu, Co, Cr и т.д.) позволяет определённым образом изменять физические параметры сплава: например, изменяя полную энтропию перехода или намагниченность одной из фаз, изменяются характерные температуры перехода [2,3,4].

Одним из методов анализа поведения магнитной подсистемы материалов являются исследования магнитотранспортных (или т.н., гальваномагнитных) явлений, которые представляют собой группу эффектов, возникающих при протекании электрического тока через образец, помещенный во внешнее магнитное поле. Как магнитосопротивление, так и аномальный эффект Холла в сплавах Гейслера представляют большой интерес для изучения, потому что позволяют выяснить механизмы спин-зависящего рассеяния и спиновой поляризации в этих сплавах [5].

В данной работе были исследованы температурная зависимость электросопротивления и поведение поперечного магнитосопротивления, ферромагнитного сплава Гейслера $Ni_{45}Cr_5Mn_{37}In_{13}$, а также получены температурные зависимости коэффициентов НЭХ и АЭХ и исследована корреляция между коэффициентом АЭХ и электросопротивлением. Выявлено влияние 4-го элемента на свойства образца и тип магнитного взаимодействия.

Некоторые из полученных в ходе работы зависимостей приведены на Рис. 1 и Рис. 2.

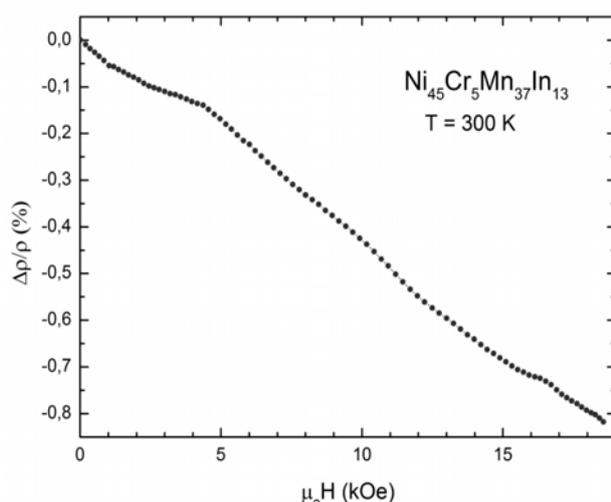


Рис. 1. Зависимость магнито-сопротивления для сплава Гейслера $Ni_{45}Cr_5Mn_{37}In_{13}$ при $T=300$ K

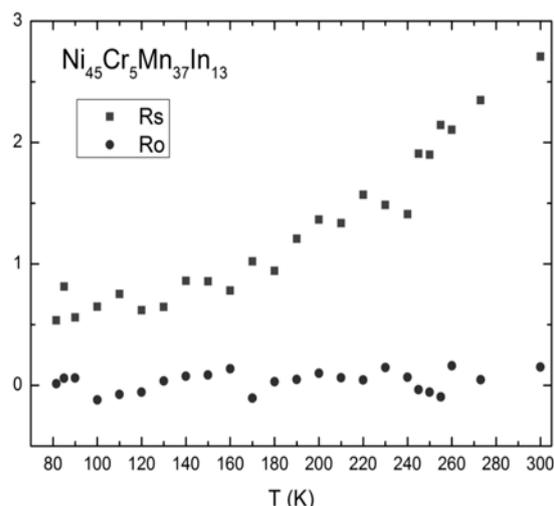


Рисунок 2. Зависимость коэффициентов НЭХ и АЭХ от температуры для сплава Гейслера $Ni_{45}Cr_5Mn_{37}In_{13}$

Обнаружено, что зависимость магнитосопротивления от поля является типичной для ферромагнитных сплавов переходных металлов, а поведение электросопротивления не является стандартным для металлов с сопротивлением, меньшим $150 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$.

Литература

1. Acet M., et al. Magnetic-Field-Induced Effects in Martensitic Heusler-Based Magnetic Shape Memory Alloys. Handbook of Magnetic Materials. Vol. 19. P. 231-289. 2011
2. Родионов И.Д. и др. Корреляция между магнитосопротивлением и магнитной энтропией при фазовых переходах первого и второго рода в сплавах Гейслера Ni-Mn-In-Si. ФТТ, том 55, № 9, с. 1749-1753, 2013
3. Прудников В.Н. и др. Эффект Холла при мартенситном переходе в сплавах Гейслера Ni-Co-Mn-In. Письма в "Журнал экспериментальной и теоретической физики", том 92, № 10, с. 735-470, 2010
4. Dubenko I., et al. Magnetocaloric effect and multifunctional properties of Mn-based Heusler alloys. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Elsevier BV (Netherlands), 324, pp.3530-3534. 2012
5. Nagaosa N., et al. Anomalous Hall effect. Reviews of Modern Physics. Vol. 82. P. 1539-1592. 2010

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

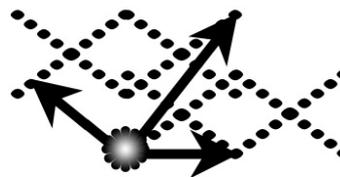
Председатели:

проф. Бушуев Владимир Алексеевич

доц. Орешко Алексей Павлович

проф. Казанский Андрей Георгиевич

доц. Ормонт Михаил Александрович



ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОДЛОЖЕК КЦТ, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ ВЫРАЩИВАНИЯ ГЭС КРТ

Пряникова Е.В., Мирофьянченко А.Е., Бурлаков И.Д.

АО «НПО «Орион», Москва, Россия

e-mail: anisimov.m.a@gmail.com

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты исследования структурных характеристик подложек кадмий-цинк-теллур, пригодных для эпитаксии кадмий-ртуть-теллур (КРТ), методами рентгеновской дифрактометрии, инфракрасной и оптической микроскопии.

Экспериментально было определено, что метод двухкристальной рентгеновской дифрактометрии позволяет проводить сравнительно быструю оценку пригодности пластин для дальнейшего технологического процесса. Для корректного описания свойств материала, поверхность образца должна быть тщательно обработана и нарушенный слой должен отсутствовать. Наличие царапин оказывает существенное влияние на уширение кривых качаний. Показана взаимосвязь формы и ПШПВ кривой дифракционного отражения (КДО) со структурными дефектами, присутствующим и в материале. Расщепление пика на КДО связано с присутствием областей с разориентацией $1-2^\circ$ и ячеистым распределением дислокаций. Равномерное распределение дислокаций (вплоть до 10^6 см^{-2}) и присутствие микродвойников увеличивают значения ПШПВ и не оказывают влияния на форму КДО. Преципитаты, присутствующие в материале в количестве $3 \cdot 10^3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$, не оказывают влияния на ПШПВ КДО.

Литература

1. Бурлаков И.Д., Дирочка А.И., Корнеева М.Д., Пономаренко В.П., Филачев А.М. // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 5. С. 509.
2. Сизов А.Л., Мирофьянченко А.Е., Ляликов А.В., Яковлева Н.И. // Прикладная физика. 2014. №6. С. 70.
3. Шматов Н.И., Смирнова Н.А., Белов А.Г., Оранский В.А., Шленский А.А. // Материалы электронной техники. 2006. №3. С. 28.
4. Давыдов А.А., Капкин Д.В., Жаворонков Н.В., Чегнов В.П., Перепелицин Ю.Н. / Микроэлектроника СВЧ: Сборник трудов всероссийской конференции (Санкт-Петербург. 2012). С. 54 — 58.
5. Гришечкин М.Б., Денисов И.А., Силина А.А., Смирнова Н. А., Шматов Н. И., Яковенко А.Г. // Прикладная физика. 2014. №6. С. 9.

NATURE OF HEAVY FERMION STATE IN $R_{0.01}La_{0.99}B_6$ (R=Ce, Ho)

Anisimov M.

Research fellow A.M. Prokhorov General Physics Institute of RAS,

e-mail: pryankova.katya@gmail.com

We present the results of complex study of resistivity, magnetoresistance, specific heat and magnetization of solid solutions $R_xLa_{1-x}B_6$ (R=Ce, Ho) in the regime of isolated magnetic

impurity ($x \sim 1\%$). In the study it was of special interest to analyze comparatively the charge transport properties, when Kramers (Ce^{3+}) and non-Kramers (Ho^{3+}) ions are introduced in LaB_6 nonmagnetic matrix. The data obtained allow detecting the increase of resistivity with the temperature lowering both in $Ce_{0.01}La_{0.99}B_6$ and $Ho_{0.005}La_{0.995}B_6$ rare earth hexaborides. It was found that instead of logarithmic behavior $\Delta\rho_m(T) \sim -\ln T$, predicted by Kondo model, the magnetic contribution to resistivity obeys the power law $\Delta\rho_m(T) \sim T^{-\alpha}$, which corresponds to the regime of weak localization of charge carriers with the critical exponent values $\alpha \sim 0.39$ (Ho) and 0.5 (Ce) [1]. Moreover, the analysis of the negative magnetoresistance observed at liquid helium temperatures allows concluding in favor of the formation of many-body states of a spin-polaron type near the magnetic rare-earth ions in the LaB_6 matrix [2–4]. In accordance with the aforementioned results a new approach to describe the heavy fermion formation in $R_{0.01}La_{0.99}B_6$ ($R=Ce, Ho$) is proposed.

Bibliography

1. McMillan W.L. Scaling theory of the metal-insulator transition in amorphous // Phys. Rev. B. 1981, №24, p.2739. (DOI:10.1103/PhysRevB.24.2739).
2. Sluchanko N.E., Anisimov M.A., Bogach A.V., Voronov V.V., Gavrilkin S.Yu., Glushkov V.V., Demishev S.V., Krasnorusskii V.N., Filippov V.B. Isosbestic point and magnetoresistance components in $Ho_{0.5}Lu_{0.5}B_{12}$ // JETP Lett. 2015, №101, p.36 (DOI: 10.1134/S0021364015010130).
3. Anisimov M.A., Glushkov V.V., Bogach A.V., Demishev S.V., Samarin N.A., Gavrilkin S.Yu., Mitsen K.V., Shitsevalova N.Yu., Levchenko A.V., Filipov V.B., Gabani S., Flachbart K., Sluchanko N.E. Specific heat of $CexLa_{1-x}B_6$ in the low cerium concentration limit // JETP. 2013, №116, p. 760-765. (DOI:10.1134/S1063776113050014).
4. Anisimov M., Bogach A., Glushkov V., Demishev S., Samarin N., Gavrilkin S., Mitsen K., Shitsevalova N., Levchenko A., Filipov V., Gabani S., Flachbart K., Sluchanko N. Defect mode in LaB_6 // Acta Phys. Pol. A. 2014, №126, p. 350-351. (DOI: 10.12693/APhysPolA.126.350).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ УПРУГИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОТ УДЕЛЬНОГО КОЛИЧЕСТВА ВОДОРОДНЫХ СВЯЗЕЙ В ОЛИГОМЕРАХ ПРОПИЛЕНГЛИКОЛЯ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Данилов И.В.

МФТИ, г. Долгопрудный, Россия

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, г. Троицк, Россия

idanilov@hppi.troitsk.ru

Молекулярные глассформеры – это многочисленный класс жидкостей, имеющих обширное применение в химической, фармацевтической, пищевой и других отраслях промышленности, однако характер межчастичного взаимодействия в этих веществах изучен недостаточно. Существенную роль в межмолекулярном взаимодействии молекулярных глассформеров играют водородные связи. В исследованных нами веществах (моно-, ди- и трипропиленгликоле) массы и длины молекул отличаются, однако количество гидроксильных OH групп остается постоянным и равно двум [1,2]. Мы исследовали упругие свойства олигомеров пропиленгликоля под давлением как в жидком, так и в стеклообразном состоянии, а также при фазовом переходе стекло-жидкость. Исследования проводились на ультразвуковом пьезометре типа цилиндр-поршень до давления 1 ГПа в жидкой фазе и до 1.8 ГПа в стеклообразной фазе, а также при переходе стекло-жидкость при изобарических отогревах в интервале температур от 77 до 295 К. Импульсным методом измерялись продольная и поперечная скорости ультразвука на частотах 10 МГц и 5 МГц, соответственно, при этом проводились прямые измерения объема под давлением. По этим данным рассчитывались модули объемной упругости B и сдвига G .

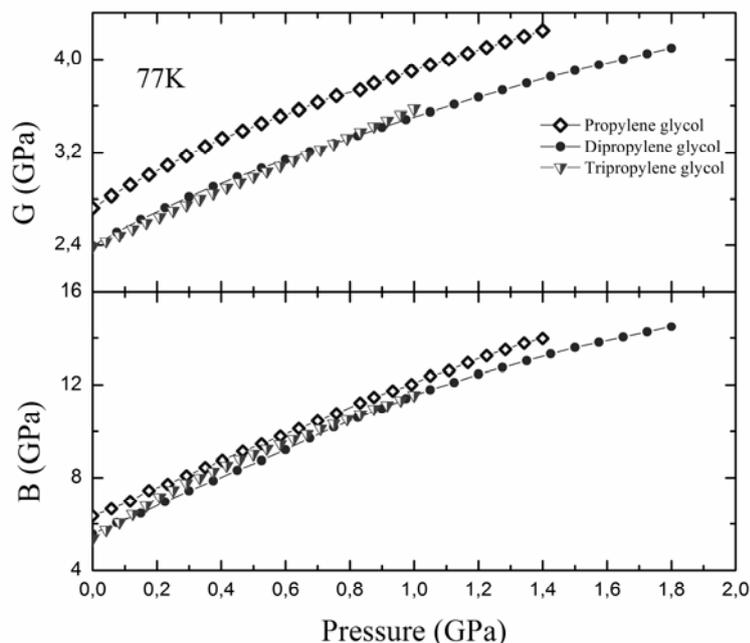


Рис. 1 Барические зависимости модуля сдвига и модуля объемной упругости стеклообразных олигомеров пропиленгликоля ($T=77$ К)

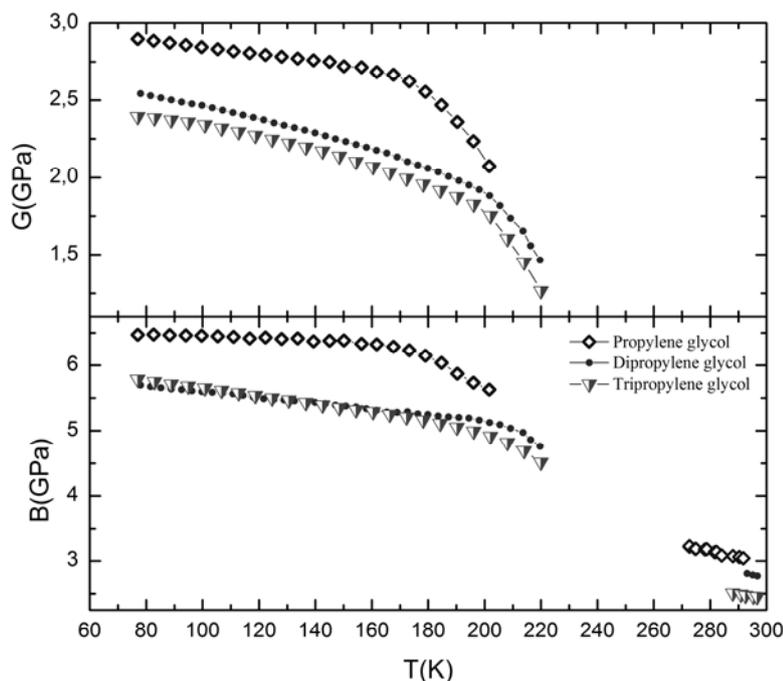


Рис. 2 Температурные зависимости упругих модулей олигомеров пропиленгликоля при расстекловании ($P=\text{const}=0.05$ GPa)

Сопоставление результатов экспериментов выявило схожий характер поведения сжимаемости олигомеров как в жидкой, так и в стеклообразной фазе. Однако несмотря на то, что модули сдвига и объемной упругости ди- и трипропиленгликоля были существенно ниже, чем у монопропиленгликоля, их барические производные были выше (Рис. 1), что выполнялось как в жидком, так и в стеклообразном состоянии. При отогреве от 77 К до комнатной температуры обнаружилась монотонная зависимость упругих модулей и температуры стеклования от массы молекул (Рис. 2).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант [16-32-00340](#) мол-а)

Литература

1. Casalini R., Roland C. M. Excess wing in the dielectric loss spectra of propylene glycol oligomers at elevated pressure // *Phys. Rev. B*, 2004, № 69, pp. 094202-094208
2. Leo'n C., Ngai K. L., Roland C. M. Relationship between the primary and secondary dielectric relaxation processes in propylene glycol and its oligomers // *J. Chem. Phys.*, 1999, № 110 (23), pp. 11585-11591

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СПЛАВЕ Pd-25 ат.% Ni ПОСЛЕ ГИДРОГЕНИЗАЦИИ

Белоусова А. А.

МГУ имени М.В.Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: anna_bel93@mail.ru

Исследование структурно-фазовых характеристик водородсодержащих металлов и сплавов является фундаментальной научной проблемой на протяжении последних десятилетий. Это связано с тем, что водород способен оказывать существенное влияние на физико-химические свойства материалов [1]. Эта проблема становится ещё более актуальной в связи с перспективой развития водородной энергетики, для успешного решения которой необходимо знать характер влияния водорода на долговечность и стабильность в процессе эксплуатации водородсодержащих систем, которые в первую очередь определяются характером изменения их фазового состава и дефектной структуры в процессе релаксации.

Сложность решения вышеперечисленных проблем заключается в том, что до настоящего времени из-за неполноты теории нельзя заранее предсказать характер и глубину изменения свойств гидрированных систем. Для накопления экспериментального материала проведение исследований водородсодержащих систем целесообразно проводить в металлах и сплавах, хорошо поглощающих водород, к которым относятся палладий и сплавы на его основе [2].

Исследуемый сплав был выплавлен из высокочистых компонентов в электродуговой печи. Исходное состояние образца было однофазным и деформированным. Далее он электролитически насыщался водородом при плотности тока 80 mA/cm^2 в течение 0.5 часа. После гидрирования релаксация образца проходила на воздухе в нормальных условиях. Запись рентгеновских дифракционных спектров проводилась на монохроматизированном $\text{Cu-K}\alpha 1$ излучении дифрактометра ДРОН-УМ2.

Проведенное исследование показало, что гидрирование при вышеуказанных условиях не привело к образованию в образце богатой водородом β -фазы, вопреки литературным данным [3]. Скорее всего, это связано с достаточно мощными дефектными комплексами в исходном состоянии образца, которые создают в нем упругие напряжения сжатия вдоль поверхности образца [4]. Известно [5], что необходимым условием зарождения β -фазы является либо уменьшение температуры эксперимента, либо увеличение температуры фазового $\alpha \rightarrow \beta$ превращения. Поскольку гидрирование велось при комнатной температуре, то эффективное переохлаждение может быть достигнуто за счет повышения давления при гидрировании, которое определяется плотностью тока гидрирования. При используемой плотности тока приложенное давление составляет порядка 1360 атмосфер. Скорее всего, данного давления недостаточно для образования зародышей β -фазы в исследуемом образце при имеющейся дефектной структуре.

Однако, как показали результаты исследований, после гидрогенизации впервые были обнаружены процессы трансформации формы дифракционных линий α -фазы в более сложные, чем в исходном (однофазном) состоянии образца, которые немонотонно трансформировались то в одиночные, то в многопиковые в процессе 500-часовой ре-

лаксации сплава Pd₃Ni-H. Наблюдаемый ход фазовых превращений был объяснен увеличением диффузионной способности перемещения атомов компонент сплава, поскольку при гидрировании в матрицу сплава поступает большая концентрация вакансий [6]. Таким образом, можно заключить, что после гидрогенизации исследуемого сплава Pd-Ni в разное время в нем установлено сосуществование областей нескольких составов атомов никеля, имеющих разное количество вакансий и дефектных комплексов в них. В процессе вылеживания образца после гидрогенизации атомы никеля и вакансии перемещаются между ловушками (дефектными областями) и матрицами сосуществующих фаз. Именно динамическим характером ловушек можно объяснить наблюдавшиеся экспериментально колебания положений составляющих дифракционных максимумов.

После гидрогенизации исследуемого сплава для α -фазы также наблюдали стохастический характер изменения как интегральной интенсивности, так и полуширины дифракционных линий. Это связано с тем, что происходит как изменение разворота блоков мозаики, параллельных входной поверхности образца, так и немонотонные изменения дефектной структуры α -фазы в течение 500-часовой релаксации образца после его гидрирования.

Для объяснения полученных результатов можно предположить, что при гидрировании сплава водород сначала устремляется в области с повышенной концентрацией атомов палладия, поскольку палладий лучше растворяет водород, чем никель. Это приводит к возникновению обогащенных водородом термодинамически неустойчивых областей (кластеров) большего удельного объема. Понижение степени этой неустойчивости происходит за счет того, что вакансии, поступившие в матрицу сплава при гидрировании, устремляются в эти области. Это ведет к дефициту вакансий в богатых никелем областях матрицы, и он обуславливает появление движущей силы для возвратного потока вакансий. Результатом совокупности этих процессов и являются как колебания интенсивностей дифракционных максимумов, так и ее резкие «срывы». Последние могут быть связаны с периодическим (но с большим периодом) возникновением вакансионных дислокационных кластеров такого радиуса, который обеспечивает и размытие дифракционных максимумов, и их резкое ослабление.

Одним из значимых факторов, определяющих существование и особенности обнаруженного поведения сплава Pd₃Ni, является то, что характер структурно-фазовой эволюции в нем наблюдался практически в отсутствие водорода в матрице сплава после гидрогенизации. Поэтому можно заключить, что вошедшие в результате гидрирования вакансии и их миграция в процессе релаксации между дефектными комплексами и матрицей являются движущей силой этого явления [7].

Литература

1. Гельд П.В., Рябов Р.А., Кодес Е.С. Водород и несовершенства структуры металлов. М.: Металлургия. 1979.
2. Авдюхина В.М., Анищенко А.А., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. Рентгенинженерное изучение структурной релаксации сплавов после насыщения водородом // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2003, т. 69, № 9.
3. Tavares S.M., Pardal J.M., Gurova T., Bernardo J.R., Neto J.M. X-ray diffraction, scanning electron microscopy and magnetic characterization of hydrogenated Ni-Pd alloys // Journal of Alloys and Compounds. 2004, v. 384, p. 152.
4. Авдюхина В.М., Анищенко А.А., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. Особенности структурных превращений при релаксации неравновесных систем Pd-Me-H // Перспективные материалы. 2001, № 6.
5. Олемской А.И., Кацнельсон А.А. Синергетика конденсированной среды. М., УРСС. 2003.
6. Авдюхина В.М., Анищенко А.А., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. Роль вакансий в структурной релаксации сплава Pd-Mo после гидрогенизации // ФТТ. 2004, т. 46, №2.

7. Avdyukhina V. M., Akimova O. V., Levin I. S., Belousova A. A. A Hydrogenation-Induced Nonequilibrium Oscillating Structural Transformation in Pd₃Ni Alloy // Moscow University Physics Bulletin. 2015, vol. 70, No. 6.

МЁССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ЖЕЛЕЗОРЕДУКЦИИ В ЩЕЛОЧНЫХ УСЛОВИЯХ

Грачева М.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
e-mail: ma.gracheva@physics.msu.ru

Одной из наиболее актуальных областей исследования в наши дни является изучение свойств наноматериалов, полученных в результате микробиологического синтеза. Открытие в 80-х годах прошлого века диссимиляторных железовосстанавливающих бактерий легло в основу множества исследований [1]. Железосстанавливающие микроорганизмы играют важную роль в геохимическом развитии окружающей среды, и их исследование может пролить свет на ранние этапы развития жизни на Земле. Кроме того, магнитные наночастицы, синтезированные микроорганизмами, характеризуются химической стабильностью, биосовместимостью и низкой токсичностью. Использование таких частиц для направленной транспортировки лекарств в организме человека значительно снизило бы побочные эффекты и отравление здоровых тканей.

Однако на протяжении долгого времени возможность железоредукции в щелочных условиях ставилась под сомнение по

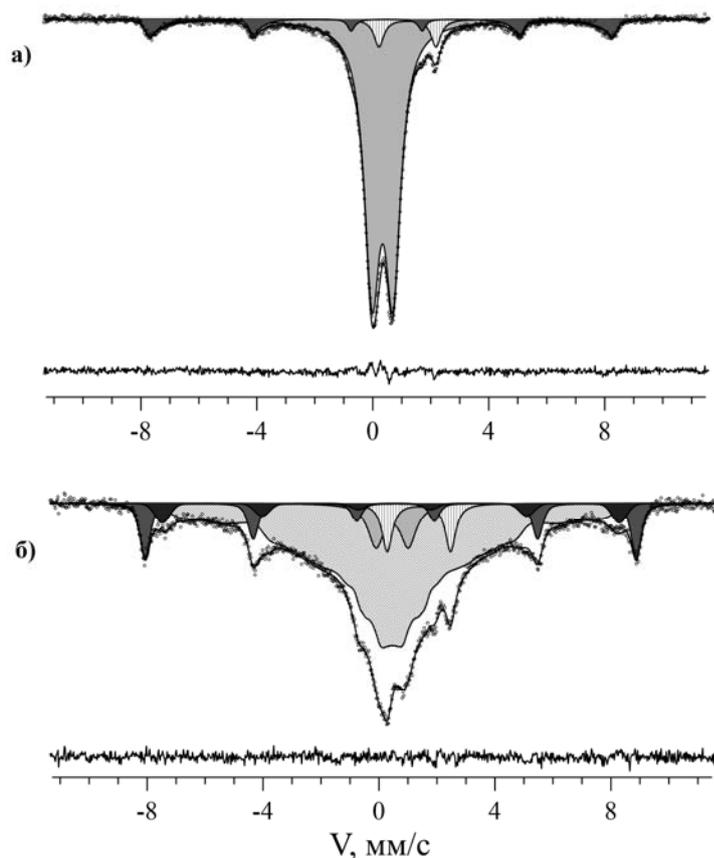


Рис. 1. Мёссбауэровские спектры образцов, полученных в результате роста *Fuchsiella ferrireducens* на этаноле: а) измеренные при комнатной температуре, б) при $T = 82$ К

причине малой подвижности Fe(III) в них. В настоящей работе были проведены мёссбауэровские исследования процессов железоредукции при росте алкалофильных бактерий в среде с пониженной кислотностью.

Из донных осадков содового озера Танатар III (Алтай, Россия) была выделена бактерия *Fuchsiella ferrireducens* (Z-7101). Она является алкалофильной бактерией (pH 8.5–10.2) [2]. Методами мёссбауэровской спектроскопии были исследованы образцы, полученные в результате роста бактерии *F. ferrireducens* в среде, содержащей синтетический ферригидрит Fe(III) (СФ). Были исследованы две серии: в первой серии в среду роста культуры был добавлен ацетат, во второй – этанол. Проведенные мёссбауэровские исследования процессов бактериального восстановления трехвалентных атомов железа в структуре СФ показали, что при росте бактерии на ацетате происходило формирование новой фазы (сидерита FeCO₃), содержащей

двухвалентные атомы железа. При росте культуры на этаноле помимо аналогичного восстановления атомов железа в структуре СФ с образованием сидерита наблюдалось формирование магнитоупорядоченной фазы. Спектр представлен на рисунке 1а.

Для определения формирующейся магнитоупорядоченной фазы были проведены мёссбауэровские исследования при низкой температуре ($T = 82$ К). Обработка спектра проводилась путем одновременной модельной расшифровки двумя секстетам и двумя квадрупольными дублетами, а также путем восстановления распределения сверхтонкого поля в рамках модели многоуровневой суперпарамагнитной релаксации. Анализ полученного спектра (рис. 1б) показал, что в процессе роста бактерии *F. ferrireducens* на синтетическом ферригидрите происходило формирование наночастиц магнитоупорядоченной фазы. Наличие двух секстетов в спектре, сверхтонкие параметры которых характерны для мёссбауэровских спектров ядер ^{57}Fe в структурах гематита ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$) и маггемита ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$), позволяет сделать вывод, что сформировавшаяся магнитоупорядоченная фаза является смесью гематита и маггемита.

Литература

1. Derek R. Lovley, Kazem Kashefi, Madelline Vargas, Jason M. Tor, Elizabeth L. Blunt-Harris. Reduction of humic substances and Fe(III) by hyperthermophilic microorganisms // *Chemical Geology* 169 (2000), p. 289–298.
2. Tatyana N. Zhilina, Daria G. Zavarzina, Ekaterina N. Detkova, Ekaterina O. Patutina, Boris V. Kuznetsov. *Fuchsiella ferrireducens* sp. nov., a New Haloalkaliphilic, Lithoautotrophic Homoacetogen Capable of Iron Reduction, and Emendation of the Genus *Fuchsiella* // *Int J Syst Evol Microbiol*, 65 (2015), p. 2432-2440.

РОСТ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СВОЙСТВ ГЕТЕРОСТРУКТУР $\text{SnSe}_2/\text{Bi}_2\text{Se}_3$

Кибирев И.А.

Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия
vanovlad@gmail.com

В последние годы в областях физики твердого тела и материаловедения ведется интенсивное исследование графена и других двумерных кристаллов [1]. Помимо уникальных свойств они обладают характерной кристаллической структурой, которая позволяет изолировать отдельные атомные плоскости и создать на их основе гетероструктуры с заданной последовательностью функциональных слоев. Такие гетероструктуры часто называют Ван-дер-Ваальсовскими [2], из-за сил связи удерживающих слои. Ван-дер-Ваальсовский тип связи характерен и для большинства топологических изоляторов (ТИ) [3]. Суперрешетки и гетероструктуры, состоящие из топологического и тривиального изоляторов, интересны как с точки зрения прикладного использования уникальных дираковских поверхностных состояний, так и с точки зрения фундаментальных знаний, как например наблюдение фермионов Вейля [4]. В данной работе рассматривается рост и электронные свойства Ван-дер-Ваальсовских гетероструктур, состоящих из топологического изолятора Bi_2Se_3 и тривиального изолятора SnSe_2 .

Операции роста и дальнейший анализ проводились в сверхвысоковакуумных (СВВ) камерах. Пленки SnSe_2 на Bi_2Se_3 были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) с использованием ячеек Кнудсена. Температура подложки при этом поддерживалась $\approx 190^\circ\text{C}$. Соотношение скоростей испарения Sn:Se составляло 1:10. Рост контролировался при помощи метода дифракции быстрых электронов (ДБЭ). Из камеры, где производился рост, при помощи СВВ контейнера образец переносился в камеру с анализирующими методами: сканирующей туннельной микроскопией (СТМ) и ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопией (УФЭС).

SnSe_2 состоит из тройных атомарных слоев (ТС) Se-Sn-Se. Между собой отдельные ТС SnSe_2 связаны за счет сил Ван-дер-Ваальса. Проводились исследования пленок

толщиной как 1 TC SnSe₂ (рис. 1) так и 30 TC. На рисунке 1 мы видим картины дифракции от подложки Bi₂Se₃ (рис. 1а) и от 1TC SnSe₂ (рис. 1б). Хорошо заметно изменение расположения основных рефлексов, которое соответствует известным параметрам решеток подложки Bi₂Se₃ (4.14 Å) и пленки SnSe₂ (3.77 Å). Наличие дополнительных рефлексов вокруг зеркального рефлекса указывает на присутствие муара.

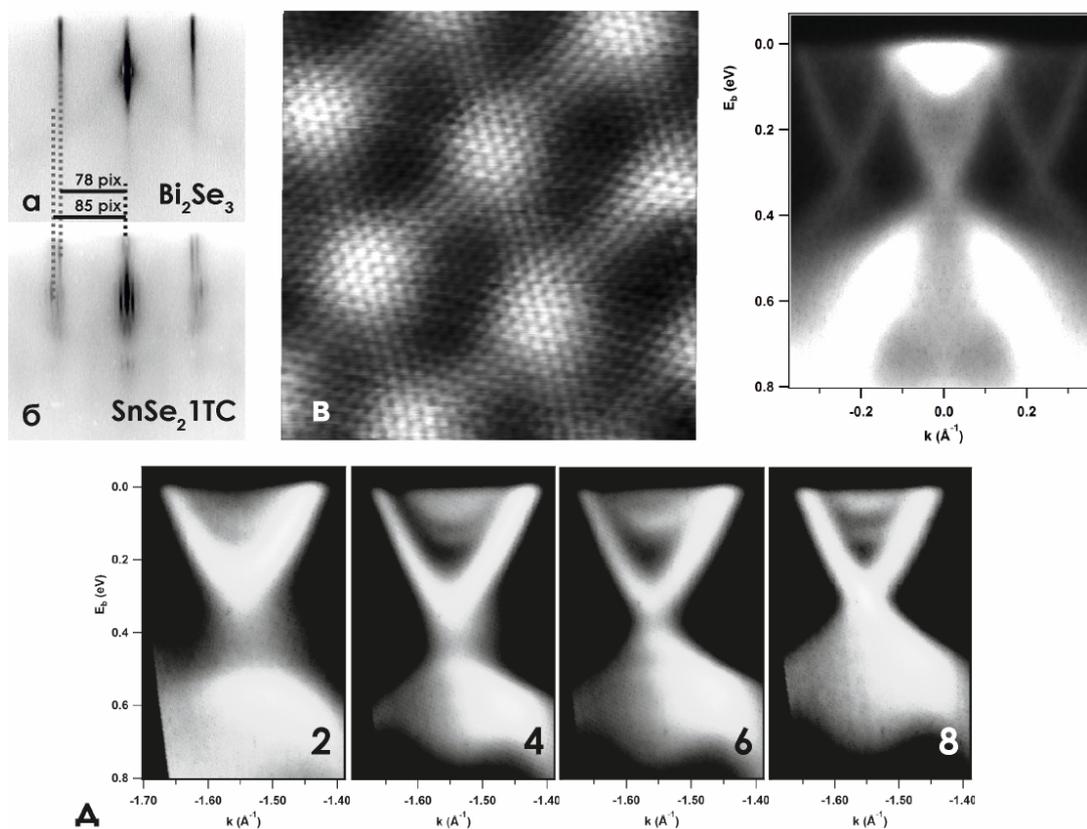


Рис. 1. Изображения полученные методом ДБЭ для пленок Bi₂Se₃ (а) и SnSe₂(1 TC) (б). в) изображение СТМ 1TC SnSe₂ 12×12 нм². г) спектр УФЭС полученный от 1TC SnSe₂. д) спектры УФЭС полученное от 2, 4, 6 и 8 слоев Bi₂Se₃ на 1 TC SnSe₂

Структурное совершенство получившейся пленки дополнительно было подтверждено при помощи метода СТМ. На рис. 1в приведено изображение размером 12×12 нм², где хорошо виден муар, образующийся за счет различных постоянных решеток подложки Bi₂Se₃ и слоя SnSe₂.

Исследования электронной структуры при помощи метода УФЭС показали, что покрытие Bi₂Se₃ пленкой 1TC SnSe₂ не приводит к изменения топологических поверхностных состояний Bi₂Se₃ (рис 1г). Однако из-за присутствующего на поверхности муара и как следствие дополнительного периодического потенциала в электронной структуре помимо исходного конуса Дирака присутствуют его двойники, отстоящие от него на вектор обратной суперрешетки.

Также был исследован рост Bi₂Se₃ поверх гетероструктуры, указанной выше. Получившаяся пленка не отличается от выращенной непосредственно на кремнии либо графене, а её электронная структура поверхностных состояний имеет характерную зависимость от толщины (рис. 1д) [5].

По итогам проделанной работы показано, что рост SnSe₂ на Bi₂Se₃ возможен, так же как и обратный рост. При этом пленки получаются хорошо упорядоченными и с резкими границами переходов. В дополнение было получено, что 1TC SnSe₂ достаточно для разделения сплошного массива Bi₂Se₃. Это приводит к появлению дополнительных границ раздела и соответствующих электронных состояний.

Литература

1. Novoselov K.S., Fal'ko V.I., Colombo L, Gellert P.R., Schwab M.G. and Kim K. (2012) "A roadmap for graphene", Nature, Vol. 490, Pp. 192-200.
2. Geim A.K. and Grigorieva I.V. (2013). "Van der Waals heterostructures" Nature, Vol. 499, No. 7459, Pp. 419-426.
3. Guo Y., Liu Z. and Peng H. (2015), "A Roadmap for Controlled Production of Topological Insulator Nanostructures and Thin Films", Small (Weinheim an der Bergstrasse, Germany), Vol. 11, No. 27, Pp. 3290-3305.
4. Burkov, A. A. and Balents, L. (2011), "Weyl semimetal in a topological insulator multilayer", Physical Review Letters, Vol. 107, No. 12, Pp. 1-4.
5. Zhang Y., He K., Chang C., Song C., Wang L., Chen X., Jia J., Fang Z., Dai X., Shan W., Shen S., Niu Q., Qi X., Zhang S., Ma X. and Xue Q. (2010). "Crossover of the three-dimensional topological insulator Bi₂Se₃ to the two-dimensional limit", Nature Physics, Vol. 6, No. 8, Pp. 584-588.

СТРУКТУРА МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ МАГНИТНЫХ СПЛАВОВ Tb-Dy-Ho-Co-Fe

Дудкин Д.С.¹, Чжан В.Б.²¹ МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия² Институт металлургии и материаловедения имени А.А. Байкова РАН, Москва, Россия

E-mail: danildudkin@yandex.ru

В рамках данной работы были подготовлены навески металлов для приготовления сплавов типа RCo₂ (R-редкоземельный металл). В качестве редкоземельных металлов были выбраны Tb, Dy и Ho, также было проведено частичное замещение атомов Co на атомы Fe с целью повышения величины температуры Кюри сплавов в сторону комнатных температур. Выбор таких сплавов в качестве объектов исследования обусловлен тем, что, обладая достаточно простой кристаллической структурой, они демонстрируют большой МКЭ и обладают гигантской магнитострикцией.

Целью данной работы является определение структуры сплавов Tb_x(Dy_{0.5}Ho_{0.5})_{1-x}(Co_{1.75}Fe_{0.25})₂ методом рентгеноструктурного анализа. Синтез соединений осуществлялся в дуговой электропечи фирмы Leybold-Heraeus в атмосфере гелия при избыточном давлении в камере равном 1.1 атм. Для того чтобы полученный сплав был однородным, исходные слитки переплавлялись 3 раза. Условия плавки в дуговой электропечи не всегда позволяют получить однофазные сплавы типа RCo₂, так как они образуются по перитектической реакции. Высокая скорость охлаждения в печи повышает вероятность того, образуется двухфазный сплав. С целью получения однородных по фазовому составу материалов был проведен гомогенизирующий отжиг в вакуумированных кварцевых ампулах при температуре 800°C в течение 1 месяца.

Для проведения фазового анализа исследуемых материалов осуществлялись рентгеновские съёмки порошковых образцов на дифрактометре Empyrean Panalytical (Нидерланды) в геометрии Брэгга-Брентано (θ - 2θ режимы 40 мА, 40 кВ), излучение CuK α 1. Дифрактограммы снимались с шагом 0.026° в диапазоне углов от 5 до 120 градусов. Анализ дифрактограмм проводился с помощью программного обеспечения HighScore Plus Panalytical с осуществлением полнопрофильного анализа, привлекая кристаллографическую базу данных ICSD Panalytical.

Рентгеноструктурный анализ показал, что основной фазой многокомпонентных сплавов Tb_x(Dy_{0.5}Ho_{0.5})_{1-x}(Co_{1.75}Fe_{0.25})₂ является кубическая фаза типа MgCu₂. Сплав с содержанием тербия $x=0.3$ является однофазным. В сплавах с $x=0.4$ и 0.5 установлено наличие второй фазы альфа-Fe в количестве 1.2% и 9.4% соответственно.

Для всех исследуемых сплавов был проведен термомагнитный анализ, в результате которого установлено, что образцы демонстрируют фазовый переход из парамагнитного состояния в ферримагнитное при температурах Кюри, превышающих 270 К. Таким образом, высокие значения температур Кюри характеризуют исследуемые сплавы как

материалы пригодные для использования в качестве компонентов техники (в том числе охлаждающей) работающей в условиях комнатных температур.

Авторы выражают благодарность чл.-корр. РАН Бурханову Г.С., д.ф.-м.н. Терёшиной И.С., заведующему кафедрой физики твердого тела проф. Илюшину А.С., к.ф.-м.н. Киселевой Т.Ю. за содействие в работе.

Работа поддержана грантом РФФИ № 16-03-00612.

Ab INITIO РАСЧЕТ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ InAs

Черосов М.А.

Северо-восточный федеральный университет им. М. К. Аммосова, Якутск, Россия
E-mail: mc9595@mail.ru

Арсенид индия — перспективный материал электронной техники. Высокая подвижность электронов в арсениде индия прямозонная структура позволяют использовать его для изготовления высокоэффективных электронных и оптоэлектронных приборов, в частности быстродействующих транзисторов и интегральных схем, фотоприемных детекторов ИК-диапазона, инжекционных лазеров с длиной волны 3,5 мкм.

InAs кристаллизуется в кубической структуре с пространственной группой симметрии $\bar{4}3m$. Параметр решетки составляет $a = 6.06 \text{ \AA}$. Ионы индия расположены в позициях $a(0, 0, 0)$, $a(0, 0.5, 0.5)$, $a(0.5, 0, 0.5)$, $a(0.5, 0.5, 0)$, а ионы арсения – $a(0.25, 0.25, 0.25)$, $a(0.75, 0.25, 0.75)$, $a(0.75, 0.75, 0.25)$, $a(0.25, 0.75, 0.75)$.

Вычисления зонной структуры были проведены в программном пакете Abinit, используя метод функционала плотности. Моделирование кристаллической структуры выполнено в программном пакете Avogadro. Расчет выполнен в приближении локальной плотности (LDA) с разложением блоховских функций электронов по базису плоских волн с энергией обрезания равной 550 эВ. Для генерации k-точек был использован метод Монкхорста-Пака с сеткой размерностью $8 \times 8 \times 8$. Была получена картина зонной структуры.

ВЛИЯНИЕ УДАРНЫХ ПОСЛЕКАСКАДНЫХ ВОЛН НА МЕЖФАЗНУЮ ГРАНИЦУ БИМЕТАЛЛОВ Ni–Al, Ni–Fe

Захаров П.В.¹, Маркидонов А.В.², Ерёмин А.М.¹, Обидина О.В.³

¹Алтайский государственный гуманитарно-педагогический университет, Бийск, Россия

²Кузбасский государственный технический университет, Новокузнецк, Россия

³Белорусско-Российский университет, Могилев, Республика Беларусь

E-mail: zakharovpv1@rambler.ru, markidonov_artem@mail.ru, eam77@yandex.ru, obidina@tut.by

Различные биметаллические соединения активно применяются во многих областях науки и техники. Особый интерес вызывают соединения Ni–Al и Ni–Fe. Так биметаллические наночастицы Ni–Fe применяются при производстве газообразного водорода, являются хорошим катализатором, позволяющим значительно снизить уровень смол при меньшей площади поверхности. Биметаллические частицы Ni–Fe выступают в роли катализатора при производстве метана. Биметаллические соединения Ni–Al применяются для получения многослойных углеродных нанотрубок из полипропилена и других соединений. Биметаллические соединения, в виду их применения в различных технологических процессах могут подвергаться различным интенсивным внешним воздействием, что может приводить к энергетическим и структурным трансформациям, которые в свою очередь влияют на свойства таких частиц. Таким образом, нам видится наиболее актуальным изучение воздействия потока высокоэнергетических частиц на твердое тело сопровождающееся образовани-

ем ударных послекаскадных волн, формирующихся в результате резкого расширения сильно разогретой каскадной области.

Рассматриваемая модель представляла собой двумерный кристалл [1]. Выбор размерности системы обусловлен рядом факторов. В последнее время повышается интерес к двумерным системам в связи открытием двухмерных материалов и перспективами их использование. Также двухмерные модели позволяют более наглядно визуализировать процессы, протекающие в кристаллах. Число атомов в расчетной ячейке варьировалось от 1600 до 4500 в зависимости от эксперимента. Атомы взаимодействовали посредством парного потенциала Морзе. Проведенные исследования методом молекулярной динамики влияния ударных волн на структуру модельной границы биметаллов Ni–Al и Ni–Fe, показали, что в зависимости от начальной скорости движения волны она может вызывать скольжение дислокаций несоответствие, их переползание, а также приводить к возникновению пор вблизи границы биметалла [2]. Результаты проведенного исследования могут быть полезны в радиационном материаловедении, нанотехнологическом конструировании материалов, а также при ультразвуковой обработке.

Литература

1. Полетаев Г.М. Моделирование методом молекулярной динамики структурно-энергетических превращений в двумерных металлах и сплавах (MD2) / РОСПАТЕНТ свидетельство № 2008610486 от 25 января 2008.
2. Старостенков М.Д., Захаров П.В., Медведев Н.Н., Маркидонов А.В., Ерёмин А.М., Сосков А.А. Особенности процесса массопереноса в различных биметаллах при наличии комплексов вакансий в поле дислокаций несоответствия // *Фундаментальные проблемы современного материаловедения*. - 2013. - Т. 10. - № 2. - С. 245-250.

ПОЛУЧЕНИЕ И СВОЙСТВА КВАЗИДВУМЕРНЫХ АЛМАЗНЫХ КРИСТАЛЛОВ

Алексеев А.М., Малыхин С.А.

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

E-mail: am.alekseev@physics.msu.ru

В настоящей работе методом газофазного химического осаждения из метан-водородной смеси, активированной разрядом постоянного тока, были получены поликристаллические пленки, состоящие из кристаллов алмаза в виде пластин микрометрового размера толщиной несколько десятков нанометров. Структурные характеристики пленок и отдельных кристаллитов были исследованы методами электронной микроскопии и дифракции электронов. Результаты экспериментального исследования свидетельствуют, что данные алмазные пластины преимущественно имеют гексагональную морфологию и [111] кристаллографическую ориентацию, а также обладают осью симметрии 6 порядка. Обсуждается возможный механизм формирования кристаллитов плоской формы при осаждении алмазного материала из газовой фазы и перспективы их практического использования.

ОСОБЕННОСТИ ПРОЯВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ (ПРОВОДИМОСТЬ, ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ) В КРИСТАЛЛАХ И ПОЛИМЕРАХ СО СЛАБЫМИ ВОДОРОДНЫМИ СВЯЗЯМИ ОН...О

Воробьев А.В.

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

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

В настоящей работе нами были исследованы вещества со слабыми водородными связями ОН...О длиной $2.65 \div 2.9 \text{ \AA}$: кристаллогидраты формиатов (эрбия, иттрия, голь-

мия), сегнетоэлектрические кристаллы (триглицинселенат (ТГСел), диглициннитрат (ДГН), колеманит), кристалл триглицинтеллурата (ТГТел), полиакрилат натрия и полиакриловая кислота [1-3]. При исследовании этих веществ использовался метод диэлектрической спектроскопии с применением широкополосного диэлектрического спектрометра Concert 40 фирмы Novocontrol. Измерялись электрические свойства (проводимость, диэлектрическая проницаемость) этих веществ в интервале температур от 2 до 95°C и в диапазоне частот от 0.1Гц до 2МГц. Измерения проводились с изменением температуры ступенчато на 2-3°C.

В воде как жидкости можно отметить три характерные температурные области: 2÷20°C, 35÷50°C и 65÷85°C.

Особенности электрических свойств изученных нами веществ приходятся на вышеупомянутые характерные температурные области. Для этого круга веществ мы наблюдали также явления квазилинейной дисперсии и недебаевского типа спектра, который связан с уширением спектра частот колебаний. Для объяснения наблюдаемых особенностей авторами была выбрана модель потенциала с двумя минимумами энергии как наиболее подходящего объекта для интерпретации экспериментальных данных.

Матрица вещества окружена сеткой водородных связей, и с ростом температуры происходит перестройка энергий этой сетки связей, что влияет на матрицу, которая в той или иной степени сама подвержена изменениям. Результирующий отклик является суммой вклада матрицы и сетки водородных связей. Ввиду того, что характерные точки особенностей электрических свойств проявляются вблизи особых температурных точек воды, можно сделать вывод о том, что сетка водородных связей вносит основной вклад в общую картину происходящих процессов.

Литература

1. Воробьев А.В., Гаврилова Н.Д., Лотонов А.М. Диэлектрический отклик триглицинселената на частотах 0.07 Гц – 10 МГц в парафазе // ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2015, №1, с. 29-34.
2. Gavrilova N.D., Vorobiev A.V., Malyshkina I.A., Novik V.K. Dielectric response of holmium formate crystallohydrate at 100mHz – 10MHz // *Ferroelectrics*. 2015, v. 478, № 1, p.88-95.
3. Гаврилова Н.Д., Воробьев А.В., Малышкина И.А., Махаева Е.Е., Новик В.К. Влияние на диэлектрические свойства полиакрилата натрия изменений физических свойств воды в ее особых температурных точках // *Высокомолекулярные соединения. Серия А*. 2016, т. 58, № 1, с. 37-45.

ОДНОМЕРНЫЕ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ НА ОСНОВЕ ТРЕХМЕРНЫХ ДИРАКОВСКИХ ПОЛУМЕТАЛЛОВ

Киселев А.А.¹, Котов О.В.^{2,3}, Лозовик Ю.Е.^{2,3}

¹МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

²Институт спектроскопии Российской академии наук, Троицк, Москва, Россия

³Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

E-mail: kiselev.aa@physics.msu.ru

Исследование фотонных кристаллов (ФК), структур с периодически меняющимся показателем преломления в различных направлениях, является актуальной проблемой современной фундаментальной науки и ее практических приложений [1], [2]. В таких структурах фотоны ведут себя подобно электронам в кристаллической решетке, имея в своем спектре разрешенные и запрещенные зоны. Используя различные материалы в качестве основы для ФК и меняя геометрические параметры ФК, можно эффективно управлять светом в таких структурах, что может быть использовано для создания оптических устройств нового поколения: волноводов, фильтров, переключателей, модуляторов и т.д.

В последнее время особый интерес исследователей привлекают вещества с линейным энергетическим спектром для электронов – дираковские материалы. Недавно был выполнен ряд экспериментальных работ, демонстрирующих существование новой фазы состояний с трехмерным дираковским спектром в толще однородных образцов Na_3Bi [3] и Cd_3As_2 [4], [5]. Такие материалы называют трехмерными дираковскими полуметаллами (ТДП). Они подобны гипотетическому трехмерному графену [6] с большой подвижностью носителей, распространяющихся в толще образца. На сегодняшний день эта область вызывает огромный интерес исследователей в связи с возможностью управления объемными электронными состояниями с нулевой массой. Кроме того, ТДП обладают интересными оптическими свойствами и являются перспективными материалами для плазмоники и фотоники (см. [7]).

В данной работе с помощью метода трансфер-матрицы рассчитаны спектры отражения, поглощения и прохождения, а также зонная структура одномерного ФК на основе ТДП. Результаты работы могут быть использованы для создания устройств, позволяющих перестраивать оптические свойства ТДП.

Литература

1. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987.
2. Orfanidis S.J.. Electromagnetic waves and antennas. Rutgers University Press. Piscataway. NJ.2008.
3. Liu Z.K. et al., Science 343, 864–867 (2014).
4. Borisenko S. et al., Phys. Rev. Lett. 113, 027603 (2014).
5. Neupane M. et al., Nature Commun. 5, 3786 (2014).
6. Novoselov K. . et al., Science 306, 666 (2004).
7. Kotov O.V., Lozovik Yu.E., arXiv:1602.03156v1 (2016).

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА И ГЕОМЕТРИИ МЕТАЛЛОГИДРИДНОЙ ЗАСЫПКИ НА РСТ-ДИАГРАММЫ ДЕСОРБЦИИ ВОДОРОДА

Пыхтина А.И.^{1,2}, Романов И.А.²

¹МФТИ, Долгопрудный, Россия

²Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия
E-mail: pykhtina@yandex.ru, romanoff_i_a@mail.ru

Новые материалы для хранения водорода, в том числе и наноматериалы на основе углерода не оправдывают возлагаемых на них надежд, однако авторы считают, что для применения в стационарных энергоустановках достаточно уже открытых классов интерметаллических соединений [Малышенко и соавт., 2012]. Так соединения АВ5-типа на основе LaNi_5 селективно поглощают водород и способны хранить его в твердофазном состоянии неограниченное время без избыточного давления, что позволяет использовать их в системах хранения и очистки, интегрированных с ТПТЭ [Борзенко, 2012].

Объектом исследования в данной работе являлся водородпоглощающий сплав на основе LaNi_5 , для которого были измерены изотермы десорбции водорода образцов массой 100 г и 500 г с помощью модифицированного метода Сивертса.

В результате экспериментов проведено сравнение изотерм десорбции водорода образцов массой 100 г и 500 г при температуре 373 К, причем для образца массой 500 г были измерены 2 изотермы с различными временами выжидания (24 и 48 ч на точку). Столь длительные эксперименты и отсутствие существенной разницы между изотермами с различными временами выжидания, позволяют нам быть уверенными, что равновесие в каждой точке действительно достигнуто, и разница в состоянии образцов различной массы не связана с кинетикой процесса десорбции. Аналогичное поведение

демонстрируют изотермы при температуре 423 К, с той лишь разницей, что представлены две изотермы для образца массой 100 г и одна – 500 г.

Изотермы образцов различной массы практически полностью совпадают в области насыщенного гидрида, а в области фазового перехода твердый раствор – гидрид наблюдается заметная разница. При 373 К она составляет порядка 0,15 МПа, при 423 К – от 0,3 до 0,5. Масштабный эффект также вносит вклад в равновесные термодинамические параметры реакции десорбции водорода. Возникновение упругих напряжений приводит к уменьшению на 10% величины ΔH и ΔS реакции десорбции, что существенно выше погрешности определения данных величин с помощью использованной методики.

Так же стоит отметить, что после проведения эксперимента в образце массой 500 г были обнаружены плотные агломерации частиц размером до 10 мм, которые при надавливании рассыпались в мелкодисперсный порошок. Эти агломерации вероятнее всего вызваны уплотнением, которое возникает засыпке из-за повышенного давления и расширения частиц в ходе процессов абсорбции водорода. В образце массой 100 г подобных уплотнений обнаружено не было.

На данном этапе исследований еще недостаточно данных, чтобы делать выводы о характере зависимости величины от температуры и равновесного давления в системе, необходимо провести дополнительные эксперименты с образцами различной массы в широком диапазоне условий. Однако можно с уверенностью заключить, что возникновение масштабного эффекта связано с фазой твердого раствора водорода в интерметаллиде и процессом образования гидридной фазы, а в чистой гидридной фазе эффект не проявляется.

Авторы выражают благодарность Министерству образования и науки Российской Федерации за финансовую поддержку исследований (государственный контракт №№ 14.516.11.0018, НШ 123.2012.8 под рук. ак. А.Е. Шейндлина), Российскому Фонду Фундаментальных Исследований (гранты 13-08-01045 и 13-08-01312), а также В.И. Борзенко, Д.О. Дуникову, С.В. Митрохину и членам семинара лаборатории Водородных энергетических технологий ОИВТ РАН за полезные обсуждения.

Литература

1. Борзенко В.И. (2012) Исследование процессов, разработка и создание металлгидридной системы хранения и очистки водорода для энергоустановок на основе ТПТЭ киловаттного класса мощности. Дисс. канд. тех. наук, ОИВТ РАН.
2. Мальшенко С.П., Борзенко В.И., Дуников Д.О., Назарова О.В. (2012) Металлогидридные технологии водородного аккумулирования энергии для автономных систем энергообеспечения на основе возобновляемых источников энергии. Теплоэнергетика, 6, 50-60.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГРАФЕНА С ПОВЕРХНОСТЬЮ МЕДИ (111) МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

Сидоренков А.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: av.sidorenkov@physics.msu.ru

Графен стал очень популярным объектом научных исследований благодаря своим уникальным физическим свойствам сразу после его открытия Новосёловым [1], Однако для его использования и изучения необходимо найти эффективный метод получения графена высокого качества в большом количестве. Одним из самых перспективных методов является метод химического осаждения паров на поверхности металлов [2]. Этот метод очень трудоемкий, медленный и не позволяет получать листы графена без дефектов размером больше сотни микрометров. Таким образом, экспериментальное изучение графена сопряжено с множеством сложностей, поэтому при изучении свойств

графена часто применяются методы компьютерного моделирования [3], такие как молекулярная динамика [4].

В данной работе был рассмотрен фрагмент графена на поверхности медной монокристаллической подложки. С помощью метода молекулярной динамики были найдены зависимости энергии связи графена с подложкой и расстояния между подложкой и графеном в зависимости от их взаимного расположения и параметров потенциала межатомного взаимодействия медь-углерод. Для описания взаимодействия атомов металлов с атомами углерода специальных потенциалов взаимодействия на данный момент не существует. В данной работе использовался потенциал Леннарда-Джонса. Полученные результаты численного моделирования соответствуют экспериментальным данным. Графен на поверхности меди может иметь несколько энергетически выгодных расположений, соответствующих разным углам между кристаллическими решетками графена и подложки. Также наблюдалась волнистая структура графена, вызванная небольшим несовпадением периодов кристаллических решеток меди и графена. Таким образом, было показано, что потенциал Леннарда-Джонса может быть использован для описания взаимодействия атомов графена и меди для последующего изучения свойств графена и нахождения путей его получения.

Литература

1. K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y.Zhang, S.V. Dubonos, I.V. Grigorieva, and A.A. Firsov, *Science* 306, 666 (2004)
2. H. Tetlow, J. Posthuma de Boer, I.J. Ford, D.D. Vvedensky, J. Coraux, and L.Kantorovich, *Phys. Rep.* 542, 195 (2014)
3. X. Shi, Q. Yin, and Y. Wei, *Carbon* 50, 3055 (2012)
4. G.J.Martyna, M.E.Tuckerman, D.J.Tobias, and M.L.Klein, *Molecular Physics* 87, 5 (1996)

УСТРОЙСТВА НАКОПЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ НА ОСНОВЕ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

Федулов Ф.А., Фетисов Л.Ю., Чашин Д.В.

Московский технологический университет (МИРЭА), Москва, Россия

E-mail: ostsilograf@ya.ru

За последнее десятилетие возросла роль беспроводных сенсорных сетей (БСС) и устройств дистанционного контроля (УДК). Устройства накопления электрической энергии созданы с целью удовлетворения энергопотребностей БСС и УДК, для увеличения их времени работы и устранения ограничений, связанных с использованием традиционных батарей и аккумуляторов [1]. Существуют различные виды источников, энергию которых можно преобразовать в электрическую, например, солнечная радиация, градиент температур, механические вибрации, магнитные поля и т.д.

В данной работе представлен накопитель электрической энергии, использующий магнитоэлектрический (МЭ) эффект в композитной структуре, состоящей из ферромагнитного и пьезоэлектрического слоёв. МЭ эффект возникает в результате сочетания пьезоэффекта и магнитострикции и представляет собой изменение поляризации пьезослоя под воздействием внешнего переменного магнитного поля. Структура прямоугольной формы с размерами $32 \times 12 \times 0.5$ мм³ содержала ферромагнитный слой (никель) и пьезоэлектрический слой (ЦТС-19), соединённые эпоксидным клеем.

Структура была зажата с одного конца так, чтобы возбуждались изгибные колебания. Частота основной моды изгибных колебаний структуры была ~ 740 Гц. Такая структура генерировала переменное электрическое напряжение под воздействием внешнего переменного магнитного поля амплитудой 4 Э на резонансной частоте, приложенного вдоль длинной стороны структуры.

Стоит отметить, что резонансная частота структуры расположена в диапазоне менее 1 кГц, в котором также лежат частоты промышленных и природных переменных магнитных полей.

Важнейшей характеристикой накопителя энергии является выходная мощность. Измеренные зависимости выходной мощности на нагрузке и напряжения, генерируемого структурой «никель-ЦТС» представлены на рис.1.

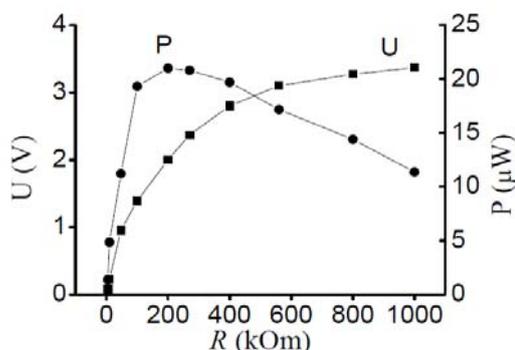


Рис.1. Зависимость выходного напряжения U и мощности P от сопротивления нагрузки

Выходной мощности исследованной структуры достаточно для питания маломощных датчиков и устройств дистанционного контроля. Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 15-32-70006) и Министерства Образования и Науки Российской Федерации.

Литература

1. Zhou G., Huang L, Li W. and Zhu Z., (2014), *Journal of sensors*, Article ID815467, 20 pages

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ВЫСОКОЧИСТОГО ГАДОЛИНИЯ МЕТОДОМ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ

Четырбоцкий В.А.¹, Чжан В.Б.²

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

²Институт металлургии и материаловедения имени А.А. Байкова РАН, Москва, Россия

E-mail: vel4232@gmail.com

В данной работе методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) проведены исследования структурных особенностей рельефа образцов с микро- и нанометровым разрешением. В качестве объекта исследования был выбран гадолиний коммерческой марки (GdM-1), который был очищен методом вакуумной дистилляции. Полученный металл имел низкую концентрацию газообразующих элементов (10^{-2} – 10^{-3} вес.%), при этом его чистота (по отношению к содержанию 73 элементов-примесей) составила 99.96 вес.%. Образцы для исследования были вырезаны из центральной части дистиллята Gd, а также из его периферийных участков.

Измерение особенностей топографии методом АСМ позволяет воспроизводить трехмерную структуру поверхности с пространственным разрешением меньше десяти нанометров. Метод основан на измерении Ван-дер-Ваальсовых взаимодействий между острым зондом микроскопа и поверхностью образца, поэтому в процессе исследований поверхность не модифицируется, более того, не требуется специальной подготовки образцов перед исследованием.

Топография поверхностной структуры образцов гадолиния была получена на сканирующем зондовом микроскопе SMENA-A (ЗАО «НТ-МДТ», Россия). Сканирование поверхности осуществлялось в полуконтактном режиме, кремниевыми зондами NSG₀₁/FeNi (ЗАО «НТ-МДТ», Россия), резонансной частотой 137.39 kHz.

Измерения проводились в двух разных масштабах: микронном, при размере скана более $50 \times 50 \mu\text{m}$, и наномасштабе, при котором размер исследуемой области составлял порядка $1.5 \times 1.5 \mu\text{m}$. Визуализация топографии на микронном масштабе позволяет провести корреляцию структурных особенностей топографии поверхности, размеры которых составляют единицы и десятки микрон. Исследования на наномасштабе делают возможным визуализацию особенностей рельефа поверхности, по размерам сравнимых с радиусом кривизны острия кантилевера атомно-силового микроскопа. АСМ исследование показало, что осаждение металла из газовой фазы привело к образованию холмистой поверхности, перепад высот между холмами находится в диапазоне между 20 и 80 нм, что соответствует минимальному размеру зерна 40 нм. Морфология поверхности дистиллята Gd показывает, что металл состоит из удлинённых столбчатых кристаллитов выросших по отношению к поверхности в виде игольчатых кристаллов с поперечными размерами от 0.5 до 2.5 мкм, внедрённых в наноразмерную зёрненную матрицу. Средний размер зерна был оценен как 200 нм.

Таким образом, разрешающая способность метода позволяет в нанометровом масштабе оценить структурные особенности поверхности, а также в последствие проанализировать их влияние на функциональные свойства исследуемых материалов.

Авторы выражают благодарность чл.-корр. РАН Бурханову Г.С., д.ф.-м.н. Терёшиной И.С., заведующему кафедрой физики твердого тела проф. Илюшину А.С., к.ф.-м.н. Каминской Т.П. за содействие в работе.

Работа поддержана грантом РФФИ № 16-03-00612.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО СПЛАВА ПЛАТИНА–МЕДЬ

Докукин С.А.

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

E-mail: sergy2710@mail.ru

Теоретическое и экспериментальное исследование свойств поверхностных биметаллических сплавов является перспективным направлением в физике конденсированного состояния вещества. Это связано с тем, что такие структуры широко используются в промышленности для защиты поверхностей от коррозии, улучшения механических свойств веществ, для поверхностного катализа реакций, в электрохимии и для записи информации. Экспериментальные исследования дороги и трудоемки, а при теоретическом исследовании в рамках квантово-механического описания нет возможности моделировать достаточное для формирования сплава время эволюции. Поэтому приходится использовать классическое описание: моделировать атомы материальными точками, а их взаимодействие – в виде классического потенциала.

В данной работе рассматривается формирование поверхностного сплава, образующегося при напылении атомов платины на ступенчатую поверхность меди (111). На первом этапе производилось вычисление параметров полуклассических межатомных потенциалов, полученных в рамках метода сильной связи [1]. Проводился поиск таких параметров потенциалов взаимодействия атомов меди и платины, при которых наиболее точно воспроизводятся параметры системы, найденные экспериментально и с помощью *ab initio* расчетов. На втором этапе с помощью метода упругой ленты [2] вычислялись характерные диффузионные барьеры событий, происходящих в рассматриваемой системе. В результате их сравнения делается вывод о наиболее вероятных событиях, управляющих ростом структур.

В результате проведенного исследования были получены параметры потенциалов взаимодействия атомов платины и меди. Исследовано формирование поверхностного

сплава на ступенчатой поверхности меди (111) и предложено теоретическое обоснование таких экспериментально наблюдаемых эффектов [3], как: а) формирование пальцеобразных выростов на краях ступеней при температуре близкой к комнатной, б) переход к равномерному распределению атомов платины в первом слое поверхности меди при температурах выше 500 К.

Литература

1. Cleri F., Rosato V., Tight-binding potentials for transition metals and alloys // Phys. Rev. B 48, 22 (1993).
2. Jonsson H., Nudged elastic band method for finding minimum energy path of transitions // Classical and Quantum dynamics in condensed phase simulations, Edition B, p. 385 (1998).
3. Felicia R. L., Atomic scale surface structure of Pt/Cu(111) surface alloy // J. Phys. Chem. C 118, 3015 (2014).

СОFЕМG НАНОТРУБКИ: СИНТЕЗ, СТРУКТУРНЫЕ И ПРОВОДЯЩИЕ СВОЙСТВА

Мейримова Т.Ю.¹, Козловский А.Л.^{1,2}

¹ЕНУ им.Л.Н. Гумилева, ²Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан

E-mail: tanay_91@mail.ru

Металлические наноструктуры представляют огромный интерес, так как обладают необычными оптическими, электронными, магнитными и химическими свойствами. Существует различные возможности их применения в оптоэлектронных устройствах [1], в качестве катализаторов [2] в химических реакциях, а также в качестве биосенсоров [3]. Для получения металлических нанотрубок и нанопроволок удобно использовать метод темплатного синтеза. Главным достоинством данного метода является возможность контролировать скорость осаждения металлов в поры, путем изменения величины силы тока и приложенного напряжения, а так же временем осаждения. Регулируя эти параметры можно получить наноразмерные объекты с желаемой структурой.

В данной работе рассмотрено влияние добавки магния в структуру CoFe нанотрубок на проводящие свойства при термическом отжиге. В качестве шаблонной матрицы использовали полимерные полиэтилентерефталатные мембраны с диаметрами пор 390–400 нм. Для изучения характеристик полученных нанотрубок были использованы методы РЭМ, ЭДА, РСА. Показано, что добавление Mg в атомном соотношении 1,2 % приводит к появлению второго минимума на графики зависимости изменения сопротивления от времени отжига, что может быть объяснено изменением кристаллической текстуры, а также снижению дефектной структуры в процессе отжига.

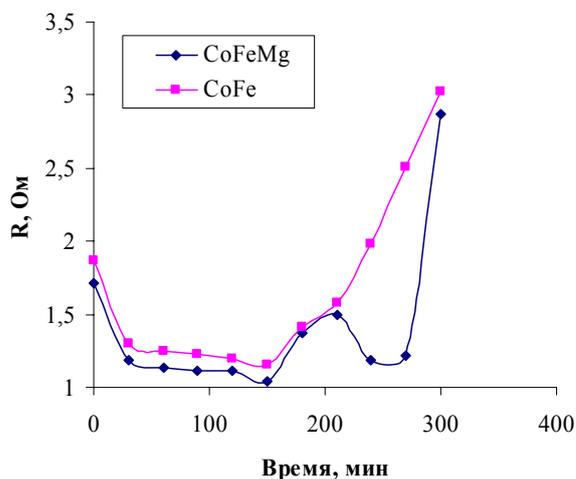


Рис. 1. График зависимости изменения сопротивления нанотрубок от времени отжига

Литература

1. J.C. Hulteen, C.R. Martin // J. Mater. Chem. 1997, V.7, p.1075
2. D. Fink, A.V. Petrov, V. Rao et al. // Rad.Meas. 2003, v. 36, p 751.
3. D. Gehlawat, R.P. Chauhan // Materials Chemistry and Physics 145 (2014) 60 – 67

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КИСЛОТНОСТИ ЭЛЕКТРОЛИТА
НА СКОРОСТЬ ОСАЖДЕНИЯ Ni-НАНОТРУБОК**Ибрагимова М.А.¹, Козловский А.Л.^{1,2}¹ЕНУ им.Л.Н.Гумилева, Астана, Казахстан,²Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан
i.m.13@bk.ru

В современном мире огромное внимание уделяется трубчатым наноструктурам из-за их уникальных свойств и перспективных приложений в создании наноразмерных устройств для химического и биологического разделения, катализа, медицинского применения и разнообразных датчиков. Кроме того, металлические нанотрубки, в особенности магнитные, вызывают особый интерес за счет таких свойств как электрическая проводимость, оптические и магнитные характеристики, каталитическая активность, отличных от массивных материалов. Среди многообразия методов получения наноструктур выделяется метод электрохимического осаждения, отличительными чертами которого является простота, удобство, эффективность изготовления, а также возможность контролировать длину и толщину стенок, элементный и фазовый состав, путем изменения условий осаждения (температура электролита, разность прикладываемых потенциалов).

В данной работе рассмотрено получение упорядоченных массивов Ni-нанотрубок методом электрохимического осаждения в поры шаблонных матриц на основе ПЭТФ, а также влияния кислотности раствора электролита на скорость роста нанотрубок. Микроструктура, а также процесс формирования Ni нанотрубок была исследована с использованием растрового растровой электронной микроскопии. Электроосаждение в треки мембраны проводилось при разности потенциалов от 1.25В до 2.0В в потенциостатическом режиме. Раствор электролита: NiSO₄×6H₂O (100,14 г/л), H₃BO₃ (45 г/л), C₆H₈O₆ (1,5 г/л). Кислотность электролита составляла 2, 3 и 4 рН. Осуществление контроля в ходе процесса осаждения происходило при помощи мультиметра Agilent 34410А методом хроноамперометрии. Анализ полученных хроноамперограмм показал, что увеличение кислотности раствора приводит к увеличению скорости роста наноструктур, и следовательно времени осаждения. При этом наблюдается уменьшение толщины стенки нанотрубок, которое обусловлено преобладанием продольной составляющей объемной скорости роста над перпендикулярной составляющей. Увеличение скорости роста приводит к изменению кристаллической решетки Ni-нанотрубок. Таким образом, изменяя кристаллическую структуру Ni-нанотрубок путем изменения условий электрохимического осаждения можно получать упорядоченные массивы магнитных нанотрубок с заданными свойствами.

ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ Cu-НАНОТРУБОККалиекперов М.Е.¹, Козловский А.Л.^{1,2}¹ЕНУ им.Л.Н.Гумилева, Астана, Казахстан,²Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы, Казахстан
artem88sddi@mail.ru

За последние несколько лет много усилий было направлено на получение микро- и наноструктур в форме полых трубок, в силу их специфической структуры, уникальных свойств, которые отличаются от стержней, проволок и широко распространенных приложений в качестве потенциальных фотонных кристаллов, катализаторов, датчиков, носите-

лей доставки лекарственных средств, биомедицинских агентов и химических реакторов. В данной работе рассмотрена методика получения полых Cu-нанотрубок с применением шаблонного синтеза, а также проводится характеристика их морфологических и электрических свойств. Осаждение Cu осуществляется электрохимическим методом при различных потенциалах осаждения. Характеристика структурных особенностей проводится методами растровой электронной микроскопии (РЭМ), энергодисперсионного анализа (ЭДА) и рентгенодифрактометрического анализа (РСА), и, косвенно, при изучении электропроводности. Атомное соотношение Cu в нанотрубках составило 100% для всех исследуемых образцов, без оксидных примесей. Согласно дифрактограммам, образцы Cu-нанотрубок обладают ГЦК-структурой с параметром ячейки отличающимся от эталонного (3.6130 Е). Исследование вольт-амперных характеристик полученных Cu-нанотрубок показало, что с изменением площади проводящей поверхности, а также преобладанию выделенного направления (111) в кристаллической текстуре полученных образцов значение удельной проводимости увеличивается на 1.7 % для 1.25 В и на 2.3% для 1.5 В. Таким образом, изменяя условия синтеза наноструктур можно изменять кристаллическую структуру нанотрубок, при этом увеличивая проводимость и снижая сопротивление нанотрубок

СИНТЕЗ И ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КРИСТАЛЛА Ca(Al_xGa_{1-x})₂S₄:Eu²⁺

Асадов Э.Г.

*Институт Физики НАН Азербайджана, Баку AZ 1143, Азербайджан
E-mail: elsenesedov@gmail.com*

Впервые нами исследована термолюминесценция (ТЛ) в кристалле Ca(Al_xGa_{1-x})₂S₄:Eu²⁺. Соединение Ca(Al_xGa_{1-x})₂S₄, в котором $x = 0.1 \div 0.3$, синтезировалось методом твердфазных реакций из порошковых компонентов CaS, Al₂S₃ и Ga₂S₃, взятых в стехиометрических соотношениях в откачанных до вакуума 10⁻⁴ мм рт.ст. графитизированных кварцевых ампулах по реакции



Рентгендифрактограмма была снята на рентгендифрактометре D8 Advance Дифрактометр (фирмы Bruker). Анализ рентгеновской дифракции показал, что полученное соединение имеет орторомбическую структуру с одновременным наличием двойникования и сверхструктуры с пространственной группой $D_{2h}^{24} - Fddd$.

Температура синтеза и его продолжительность составляла 1100 °С и 8 ч. Полученное соединение Ca(Al_xGa_{1-x})₂S₄ активировалось европием. ТЛ исследована по ранее известной методике [1]. Образцы возбуждались ртутной лампой ПРК4 с длиной волны 265 нм в течение 3 минут при температуре жидкого азота. Кривые свечения записывались при скорости нагрева 0,17 К/с в температурном интервале 80-350 К. Как показали наши исследования, по мере увеличения замещения ионов Al на Ga спектр ТЛ изменяется и мы наблюдаем следующие пики ТЛ: 187 и 264 К Ca(Al_{0.1}Ga_{0.9})₂S₄ при 95, 165, 179 и 232 К ($x = 0.1$) при 157, 197, 239 и 297 К ($x = 0.2$); 102, 133, 259, и 297 К ($x = 0.3$). Установлено, что подобные пики характерны для тройных и редкоземельных халькогенидов, входящих в группу $M^{II}M_2^{III}X_4^{VI}$ и обусловлены электронными ловушками (ЭЛ) с квазинепрерывным распределением уровней в интервале энергий (0.2-0.7 эВ). В спектре ТЛ не проявляются пики характерные для чистого, т.е. нелегированного кристалла Ca(Al_xGa_{1-x})₂S₄, поэтому есть основание полагать, что частичное замещение ионов Ga ионами Al вносит в термолюминесценцию дефекты, созданные за счет указанного замещения, тогда как ловушки в чистом кристалле можно отождествлять с собственными дефектами. Пользуясь результатами проведенных нами исследований ТЛ и литературными данными были определены такие важнейшие параметры ловушечных уровней, как : энергия активации (0.2 ÷ 0.5 эВ), сечение захвата (10⁻¹⁸ ÷ 10⁻¹⁷ см²), частотный фактор (10⁸ ÷ 10⁹ с⁻¹) и концентрация (10¹⁶ ÷ 10¹⁷ см⁻³), играющих решающую роль при выяснении механизма ТЛ.

Анализируя экспериментальные результаты можно заключить, что увеличение содержания Al в кристалле $\text{Ca}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_2\text{S}_4:\text{Eu}^{2+}$ приводит к образованию новых дефектов, которые участвуют в формировании новых полос в спектрах ТЛ этого кристалла.

Литература

1. И.В. Кулешов, В.Г.Никольский. «Радиотермолюминесценция полимеров», Москва «Химия» 4. 1991.

EFFECT OF THE EXTERNAL INFLUENCES ON PHOTOLUMINESCENCE EFFICIENCY AND DECAY OF Pr^{3+} DOPED CALCIUM THIOGALLATE

Naghiyev T.G.¹, Leanenia M.S.²

¹*Institute of Physics of Azerbaijan National Academy of Sciences*

²*Institute of Physics of National Academy Sciences of Belarus*

Email: tural@nagiyev.net

Investigation of the effect of temperature and excitation intensity on the photoluminescence (PL) properties of different semiconductor hosts doped with ions of rare-earth elements (REE) Calcium thiogallate (CaGa_2S_4) is promising host as it can contain high concentrations of rare-earth ions. PL properties of CaGa_2S_4 compound, doped with Eu^{2+} , Ce^{3+} , Er^{3+} have been intensively investigated [1-3]. In the present work, we were investigate, the effect of temperature on PL spectra, intensity and decay, the emission efficiency as well as PL stability in wide excitation intensity interval of $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Pr}^{3+}$ compound. The photoluminescence (PL) of $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Pr}^{3+}$ chalcogenide semiconductor compound is studied at wide temperature and excitation level.

$\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Pr}^{3+}$ compound was synthesized by the solid-state reaction from the CaS , Ga_2S_3 and PrF_3 binary compounds, taken in stoichiometric ratios.

Temperature quenching of $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Pr}^{3+}$ PL was analyzed within excitation by pulsed radiation at 456 nm with power density of about 25 kW/cm^2 in a range of 10 – 300 K. Extremely high stability of the spectral position of emission lines with shift less than 0.1 nm is noticeable in the whole temperature range.

Time-resolved spectroscopy measurements of $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Pr}^{3+}$ compound were performed at 10 K, 80 K, 220 K and 300 K and at excitation power density of about 25 kW/cm^2 by 10 ns pulsed radiation at 456 nm. The decay curves at 10 K and 80 K are represented by straight lines and, thus, obey an exponential decay law with close time constant of about 4.65 μs and 4.63 μs , respectively. PL decay at 494 nm at 220 K possess non-exponential law with evident fast component with time of 2.15 μs and slow one with time of 4.6 μs . The rise of the temperature up to 300 K is accompanied by a decrease.

The increase of excitation power density in the range of $2.5 \cdot 10^4$ – $2.5 \cdot 10^6 \text{ W/cm}^2$ at 456 nm is accompanied by weak reduction of the PL decay times of line at 494 nm by about 0.1 μs without any noticeable changes in the form of decay curves. Consequently, the PL efficiency droop at the excitation intensities higher than 10^5 W/cm^2 does not appears in any changes of the PL decay process. $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Pr}^{3+}$ compound has shown the exceptional stability of the spectral positions of the emission lines via temperature range of 10 – 300 K. The $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Pr}^{3+}$ PL efficiency is constant up to 10^5 W/cm^2 of excitation power density with exceptional maintenance of PL shape and spectral position. The presence of direct excitation transition at 456 nm, weak thermal quenching and extreme stability of PL spectra and emission efficiency in wide excitation intensity range makes $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Pr}^{3+}$ compound promising as phosphor pumped by blue radiation of commercial InGaN LDs and LEDs.

References

1. A. Bessière, P. Dorenbos, C.W.E. Eijk, E. Yamagishi, C. Hidaka, T. Takizawa // Journal of The Electrochemical Society 151 (2004) 254-260
2. M. Nazarov, D. Y. Noh, H. Kim // Materials Chemistry and Physics 107 (2008) 456-464
3. A. Anedda, C. M. Carbonaro, D. Chiriu, R. Corpino, etc. // Physica Status Solidi (C) 3 (2006) 2717-2721

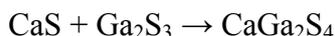
СИНТЕЗ КРИСТАЛЛА ТИПА $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Nd}$

Сулейманова Н.А.

*Институт физики НАН Азербайджана, Баку, Азербайджан**Email: nigar.suleymanova.80@mail.ru*

Тройные щелочноземельные халькогенидные полупроводники типа $\text{II-III}_2\text{-VI}_4$ (II – Ba, Sr, Ca; III – Ga, Al; VI – S, Se, O), активированные атомами редкоземельных элементов (Eu, Ce, Er, Yb, Pr, Sm) являются перспективными материалами при их использовании в качестве люминофоров. Благодаря этому нами было синтезировано соединение CaGa_2S_4 , являющееся одним из представителей указанных типов полупроводников.

Соединение CaGa_2S_4 было синтезировано из бинарных соединений CaS и Ga_2S_3 в виде мелкодисперсного порошка, взятых в стехиометрических соотношениях в откачанных до давления 10^{-4} мм рт.ст. в кварцевых ампулах методом твердотельной реакции по следующей схеме:



Продолжительность синтеза 2 час, а его температура составляла 1150°C . После окончания синтеза проводился отжиг при температуре 600°C в течении 8 часов, после чего печь выключалась и охлаждалась вместе с ампулой до комнатной температуры. Полученное соединение CaGa_2S_4 активировалось неодимом (Nd).

Но для получения CaGa_2S_4 нами сначала были синтезированы CaS, а затем и Ga_2S_3 . Процесс синтеза CaS осуществляли в реакторе из кварца, в который была помещена стеклографитовая лодочка с исходным веществом CaCO_3 . Перед началом синтеза всю систему продували потоком инертного газа, подача которого регулировалась игольчатым вентилем тонкого регулирования по предварительно калиброванному реометру. Скорость подачи инертного газа составляла 2–2.5 л/час. Потом включалась печь, нагревающая расплав роданистого аммония (NH_4CNS) до температуры 450–700К, при которой обеспечивается достаточное газовыделение сульфидирующих продуктов (H_2S и CS_2), взятых в соотношении 1:2. Процесс сульфидирования продолжался 24 часа.

Соединение Ga_2S_3 синтезировалось в кварцевых ампулах из элементарных Ga и S особой чистоты, взятых в стехиометрических соотношениях и расположенных на ее противоположных концах. Ампулы откачивались и помещались в горизонтальную печь. Синтез проводился при температуре 1150°C в течение 1 часа. Так как реакция соединения Ga и S является сильно экзотермической, то нарушение теплового баланса вследствие быстрого проникновения расплава серы в зону реакции, помимо прочего, приводит еще и к взрыву ампулы в результате резкого повышения давления паров серы. Перегородка изготавливалась таким образом, чтобы возможно было дозировать попадание серы в реакционную зону. Затем температура постепенно снижалась до 700°C , и прореагировавшие продукты подвергались отжигу в течение 10 часов, после окончания которого печь выключалась и охлаждалась вместе с ампулой. В результате получалось поликристаллическое вещество Ga_2S_3 желтого цвета с характерным запахом. По имеющимся сведениям Ga_2S_3 кристаллизуется в трех модификациях. При первых исследованиях было установлено, что структура Ga_2S_3 дефектная типа сфалерита.

Кристаллы $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Nd}$ обладают ярковыраженной люминесценцией в инфракрасной (800–910нм) области спектра.

КЛАССИФИКАЦИЯ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ МЕТОДАМИ ЭКВИВАРИАНТНОЙ ТЕОРИИ КАТАСТРОФ С $L=C_{3V}$

Лукьянова А.А.

*МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия .**e-mail: lanna94@mail.ru*

Феноменологические модели фазовых переходов должны удовлетворять, по крайней мере, двум условиям: 1. Глобальная минимальность. 2. Структурная устойчивость. Первое условие выполняется, если члены высших степеней в разложении термодинамического по-

тенциала имеют четные степени и положительные коэффициенты. Второе условие при простом разложении в ряд по степеням параметра порядка (ПП) до $2n$ -ной степени всегда выполняется для одного однокомпонентного ПП. В случае нескольких взаимодействующих ПП или многокомпонентных ПП структурную устойчивость обеспечить удается далеко не всегда. Только применение методов теории катастроф (теории особенностей) [1,2] обеспечивает структурную устойчивость феноменологической модели. В этом случае исходными данными для построения феноменологической модели служит знание симметрии ПП, определяющая целый рациональный базис инвариантов и число параметров, варьируемых в эксперименте (температура, давление, химпотенциалы примесей и т.д.). При такой постановке задачи можно провести классификацию моделей по числу управляющих (варьируемых) параметров. Следует отметить, что при таком подходе коэффициенты разложения делятся на два класса: коэффициенты, зависящие от внешних условий (управляющие параметры) и не зависящие от них, называемые модулями. Варьирование модулей в феноменологической модели недопустимо, так как приводит к возможности принятия ими выделенных значений и, как следствие, появления неустойчивостей на фазовой диаграмме. Соответствующие этим значениям нормальные формы относятся уже к другому типу. В табл. 1 приведены результаты такой классификации феноменологических моделей с двухкомпонентным ПП, симметрия которого описывается группой $L=C_{3v}$.

Таблица 1. Феноменологические модели с $L=C_{3v}$

c	f_0	F	m	μ
1	J_2	Нет модели		
2	J_1^2	$a_1J_1 + a_2J_2 + J_1^2 + b_1J_2^2$	1	4
3	J_1J_2	$a_1J_1 + a_2J_2 + a_3J_1^2 + J_1J_2 + b_1J_2^2 + J_1^3$	1	5
4	$J_1^3 + J_2^2$	$a_1J_1 + a_2J_2 + a_3J_1^2 + a_4J_1J_2 + J_1^3 + J_2^2 + J_1J_2^2 + b_1J_1^4$	1	6
5	J_2^2	$a_1J_1 + a_2J_2 + a_3J_1^2 + a_4J_1J_2 + a_5J_1^3 + J_2^2 + b_1J_1^4 + b_2J_1^5$	2	8

В таблице F – феноменологическая модель, c – число управляющих параметров, варьируемых в эксперименте, a_i – управляющие параметры, зависящие от внешних условий, b_i – модули, m – число модулей, μ – кратность, определяющая число невырожденных критических точек, на которые распадается вырожденная критическая точка. Другими словами кратность – это число особых точек на фазовой диаграмме модели. Базисные инварианты $J_1 = \eta_1^2 + \eta_2^2$, $J_2 = \eta_1^3 - 3\eta_1\eta_2^2$, η_1 и η_2 – компоненты ПП. Может показаться, что некоторые модели совпадают с отрезком ряда Тейлора в потенциале $2n$ -ной степени. Однако простое разложение в ряд не дает ответа, какие коэффициенты являются управляющими параметрами, а какие являются модулями, не зависящими от параметров, варьируемых в эксперименте.

Автор выражает благодарность доц. Павлову С.В. за предоставленную тему и помощь в работе.

Литература

1. Арнольд В.И., Варченко А.Н., Гусейн-Заде С.М. Особенности дифференцируемых отображений. Т.1. Классификация критических точек, каустик и волновых фронтов. М., Наука, 1982.
2. Кутьин Е.И., Лорман В.Л., Павлов С.В. Методы теории особенностей в феноменологии фазовых переходов. // УФН. 1991. Т. 161. № 6. С. 109-147.

СТРУКТУРА И ТРИБОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПОКРЫТИЙ, ЛЕГИРОВАННЫХ МЕТАЛЛАМИ VIA ГРУППЫ

Шальнов С.А.

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

E-mail: shalnovsergey@gmail.com

Алмазоподобные углеродные покрытия характеризуются высокой износостойкостью и низким коэффициентом трения, но из-за особенностей технологий их нанесения

в большинстве случаев имеют небольшую толщину, что не гарантирует их долговечность. В настоящее время ведутся активные работы по повышению износостойкости покрытий за счет их легирования металлическими и металлоидными компонентами и создания на этой основе алмазоподобных нанокompозитных структур. В этой связи в данной работе изучались структуры алмазоподобных покрытий, легированных кремний–молибденом, хромом, вольфрамом, и их трибологические и физико-механические характеристики при трении в условиях больших контактных давлений.

Были проведены исследования атомно-кристаллической структуры, фазового состава и трибологических свойств алмазоподобных покрытий, полученных методами плазмохимического осаждения (а-С:Н:Si:Mo) и магнетронного реактивного распыления (а-С:Н:Cr при разном составе активной атмосферы и а-С:Н:W в атмосфере чистого ацетилена) [1].

Для покрытий а-С:Н:Si:Mo было обнаружено образование ультрадисперсных включений, содержащих смесь карбидных или силицидных фаз молибдена. В покрытиях а-С:Н:Cr при напылении в смеси ацетилен-азот установлено формирование нанокompозитной структуры на основе хрома, а также наличие карбидных и нитридных фаз хрома. В покрытиях, легированных вольфрамом, была обнаружена структура на основе вольфрама и его карбидных фаз. Результаты по определению фазового и химического состава покрытий представлены в таблице.

Тип покрытия	Химический состав, ат.%								Фазовый состав
	C	N	O	Ar	Si	Mo	W	Cr	
а-С:Н:Si:Mo	40,4	–	8,1	–	35,6	15,8	–	–	Mo ₅ Si ₃ + Mo ₃ Si + MoC + Mo ₂ C + Mo
а-С:Н:W	75,3	–	2,0	0,9	–	–	17,2	–	W+WC+W ₂ C
а-С:Н:Cr (100% ацетилена)	80,4	4,3	–	–	–	–	–	15,0	Cr ₂₃ C ₆ + Cr
а-С:Н:Cr (20% ацетилена/80% азота)	27,4	29,3	–	–	–	–	–	42,8	Cr ₃ C ₂ + Cr ₂ N+Cr

Для уточнения природы образующихся в покрытиях фаз по рентгendifракционным данным производился расчет функций радиального распределения атомов (ФРПА) $G(r)$ для каждого из рассматриваемых покрытий (рис. 1) [2].

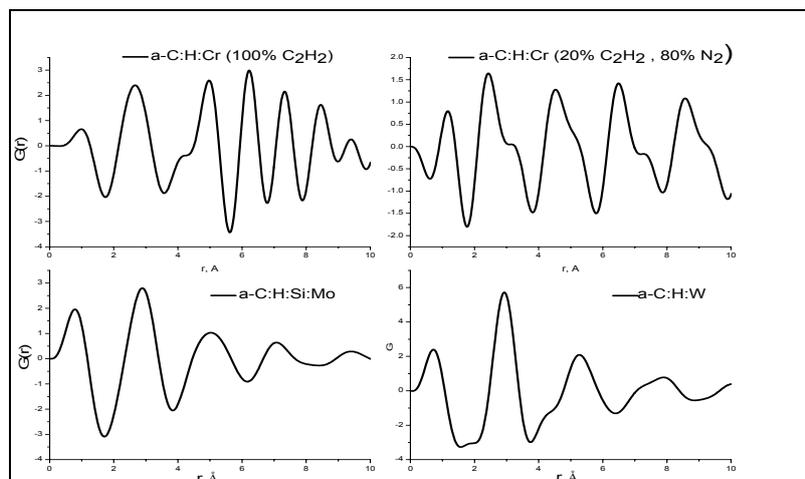


Рис. 1. Функции радиального распределения для различных покрытий

Принимая максимумы в распределении функции $G(r)$ за вероятные расстояния между парами атомов в соответствующих структурах, проводилось их сравнение с межатомными расстояниями, характерными для соединений, образование которых возможно при вакуумном ионно-плазменном напылении рассмотренных в работе покрытий.

Такое сравнение позволило дополнительно подтвердить достоверность результатов анализа фазового состава покрытий.

Кроме рентгеноструктурного фазового анализа легированных алмазоподобных покрытий в работе были проведены их трибологические испытания, проводимых на одношариковом трибометре в геометрии "диск-сфера". Результаты измерений коэффициента трения представлены на рис. 2.

Было обнаружено, что наиболее высокими трибологическими характеристиками обладали покрытия, легированные хромом. Покрытие a-C:H:Si:Mo имеет высокий коэффициент трения и низкую фрикционно-усталостную долговечность. Легирование алмазоподобных покрытий вольфрамом дало возможность существенно улучшить их работоспособность, однако было установлено, что величина коэффициента трения сохранялась на достаточно высоких значениях ($0,2 \div 0,4$). У покрытий, легированных хромом, нанесенных в атмосфере чистого ацетилена, коэффициент трения также оставался на уровне $0,2 \div 0,35$. Однако для покрытий, нанесенных в газовой смеси с высоким содержанием азота (например, 20 об.% $C_2H_2 + 80$ об.% N_2), ее удалось понизить до значения $f=0,1$. Такие высокие трибологические характеристики позволяют считать данные покрытия перспективными для использования их в условиях больших контактных давлений.

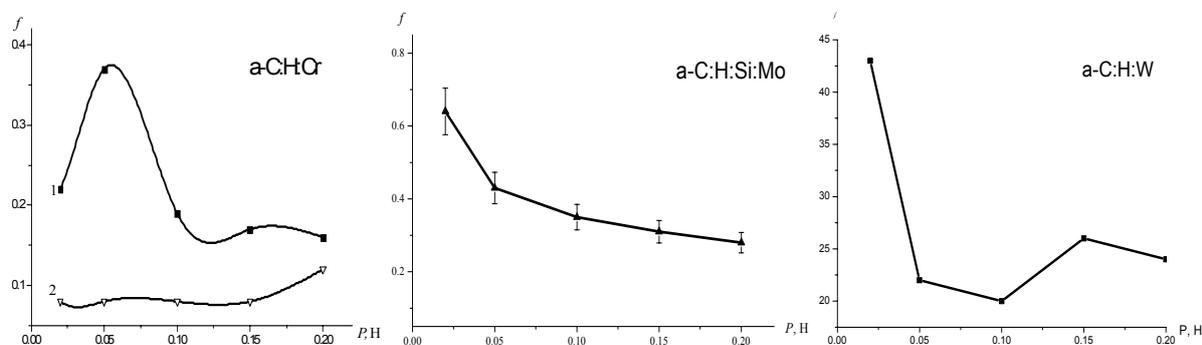


Рис.2. Зависимость величины коэффициента трения от нагрузки для исследованных покрытий (для покрытий a-C:H:Cr указаны данные для разных составов активной атмосферы их напыления: 1— в атмосфере 100 % C_2H_2 , 2— 20 % $C_2H_2 + 80$ % N_2)

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект № 15-08-05264-а).

Литература

1. Левин И.С., Хрущов М.М., Марченко Е.А., Авдюхина В.М. Влияние легирования на структуру и особенности трибологического поведения вакуумных алмазоподобных покрытий // Вестник Московского университета. 2016, Серия 3, Физика и Астрономия, №2.
2. Левин И.С., Хрущов М.М., Авдюхина В.М., Шальнов С.А., Постникова А.А. Особенности структуры алмазоподобных покрытий при легировании хромом // Научные труды IV Международной конференции "Фундаментальные исследования и инновационные технологии в машиностроении", ИМАШ РАН, 2015, с. 142-143.

ВЛИЯНИЕ РЕЖИМОВ МЕХАНОАКТИВАЦИИ НА СТРУКТУРУ, МИКРОСТРУКТУРУ, СВОЙСТВА И ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ BSN – КЕРАМИК

Глазунова Е.В.

Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия
E-mail: kate93g@mail.ru

Твердые растворы (ТР) ниобата бария-стронция являются уникальными экологически безопасными сегнетоэлектрическими материалами, обладающими целым набором

свойств: высокими значениями диэлектрической проницаемости, пиро-, пьезо и электрооптических коэффициентов, а также наличием фоторефракционного эффекта.

Целью работы является установление влияния режимов механоактивации при получении образцов на их микроструктуру и свойства. Синтез образцов осуществляли методом твердофазных реакций обжигом в две стадии при температурах и времени выдержки $T_1 = 1350\text{ }^\circ\text{C}$, $\tau_1 = 10\text{ ч}$, $T_2 = 1400\text{ }^\circ\text{C}$, $\tau_2 = 2\text{ ч}$, с промежуточным помолом и спеканием по обычной керамической технологии при $T = 1400\text{ }^\circ\text{C}$ в течение $\tau = 2\text{ ч}$.

В работе проводились рентгенографические исследования методом порошковой рентгеновской дифракции на дифрактометре ДРОН 3, определение экспериментальной плотности, исследования микроструктуры, изучались также температурные зависимости относительной диэлектрической проницаемости и пьезохарактеристики полученной керамики.

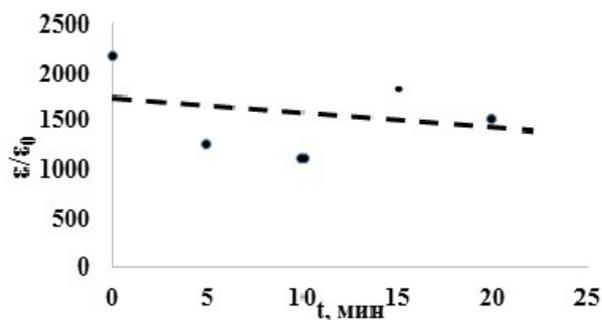


Рис. 1. Зависимость $\varepsilon/\varepsilon_0$ (при $T=100\text{ }^\circ\text{C}$ на частоте 500 Гц) от времени механоактивации

На рис.1 представлен график зависимости диэлектрической проницаемости от времени механоактивации. Из зависимости видно, что применение механоактивации в процессе изготовления образцов приводит к понижению значений диэлектрической проницаемости, что позволяет говорить о возможности нестандартного применения данных объектов в качестве элементов СВЧ-техники. В работе детально обсуждаются результаты влияния механоактивации на внутреннюю структуру и макросвойства, полученной керамики.

Выражаю благодарность за помощь в проведении исследовательской работы ст.н.с. Шилкиной Л.А., мл.н.с. Половинкину Б.С. и научному руководителю — к.ф.м.н. Вербенко И.А.

Представленная работа выполнена при финансовой поддержке МОН РФ: базовая и проектная части гос. задания (тема № 1927, Задание № 3.1246.2014/К, проект № 213.01-2014/012-ВГ) на оборудовании центра коллективного пользования «Электромагнитные, электромеханические и тепловые свойства твердых тел» НИИ физики Южного федерального университета.

СТРУКТУРА И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИУРЕТАНОВОГО КОМПОЗИТА С ПРОСТРАНСТВЕННО СТАБИЛИЗИРОВАННЫМИ ФЕРРОМАГНИТНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Кабанов В.М.

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

E-mail: vm.kabanov@physics.msu.ru

Функциональные композитные материалы уже нашли свое применение в ряде современных технологий. Дизайн новых материалов с заданными свойствами под конкретную технологическую задачу невозможен без выявления закономерностей формирования их структуры, влияния различных факторов на свойства и функциональность, работу в реальных условиях эксплуатации и стабильность. В современных технологиях особую значимость приобретают эластичные полимерные композитные материалы, соче-

тающие эластичность полимерной матрицы и функциональность наполняющих частиц, в частности для целей сенсорики, актуаторной техники, защитных покрытий. Известно, что помимо концентрации частиц наполнителя и их пространственного упорядоченного расположения в полимерной матрице, существенную роль в формировании функциональных свойств играют специфические свойства частиц такие, как, например, анизотропия их формы, размер и фазовый состав. [1,2]

Полиуретан является привлекательным материалом для использования в качестве стабилизирующей матрицы в виду широкого спектра областей применения. По разработанной методике [3] был синтезирован анизотропный композиционный материал на основе модифицированного полиуретана, в котором в процессе полимеризации в магнитном поле в определенных температурных режимах были пространственно стабилизированы и ориентированы микронные частицы железа сферической формы. Методами мессбауэровской спектроскопии, рентгеновской дифракции и рамановской спектроскопии изучено взаимодействие частиц с полимерной матрицей. Методами динамического механического анализа исследованы механические свойства сформированных композитов. Установлено, что наполнение полимера частицами в массовом соотношении 1:4 приводит к ожидаемому увеличению жесткости композита. Однако, установлено неоднородное — анизотропное увеличение модуля вдоль и поперек сформированного образца композита значение динамического модуля упругости оказался в 2 раза выше перпендикулярно деформируемой плоскости, и почти в 6,5 раз вдоль плоскости деформации.

Для выявления структурных факторов, влияющих на анизотропию магнитомеханических свойств композита, был применен метод рентгеновской томографии, который позволил визуализировать расположение наполнителя в объеме полимерной матрицы, оценить его однородность, размеры сформированных из частиц функциональных элементов и объяснить измеренные анизотропные эффекты магнетомеханических свойств направленным модулированием структуры полимера непрерывными цепочками ферромагнитных частиц.

Литература

1. D. Devaprakasam, P.V. Hatton, G. Möbus, et al.// Journal of Physics: Conference Series 126 ,2008
2. Shao-Yun Fu, Xi-Qiao Feng, Bernd Lauke, et al.// Composites: Part B 39 (2008) 933-961
3. Киселева, Т. Ю., Жолудев, С. И., Ильиных, И. А., Новакова, А. А. Письма в "Журнал технической физики" 39, 24 (2013), 71–80.

КВАНТОВО-ХИМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ 2D CRN: ЭЛЕКТРОННЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

Шостак С.А., Куклин А.В.

Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

E-mail: sa.shostakk@gmail.com

Интенсивность изучения низкоразмерных материалов с каждым годом возрастает. Значительный рост интереса к данной области исследований связан с открытием в 2004 г. А. Геймом и К. Новоселовым графена — материала, представляющего собой двумерный слой графита. После открытия графена были теоретически предсказаны и синтезированы его аналоги, а именно силицен, *h*-BN, дихалькогениды переходных металлов. Примечательно, что данные материалы уже находят практическое применение в катализе, оптоэлектронике, в качестве твердых смазочных материалов [1].

Двумерные материалы также могут представлять большой интерес для использования в нанoeлектронике, в частности, в спинтронике, где проводящие свойства обуславливаются направленным током электронов, обладающих определенным спином. Таким образом, наибольший интерес представляют материалы, магнитные свойства которых обусловлены наличием в них спиновой поляризации. Однако большинство двумерных структур (графен, гексагональный BN, дихалькогениды переходных металлов) являются немагнитными или слабомагнитными. В связи с этим существует необходимость поиска материалов, спо-

способных индуцировать магнитный момент на монослое. С другой стороны, в качестве альтернативных материалов, способных заменить графен, могут выступать монослои нитридов переходных металлов, обладающие собственным магнитным моментом.

В последнее время монослои нитридов и карбидов переходных металлов активно исследуются в связи с потенциальными возможностями их широкого применения в нанoeлектронике. Кроме того, в 2012 году синтез таких монослоев был осуществлен на практике[2].

В данной работе с помощью метода теории функционала плотности (DFT+U), встроенного в программный пакет VASP, была рассчитана и проанализирована атомная и электронная структура двумерного нитрида хрома. Все расчеты были проведены с использованием метода PAW и GGA PBE PBC приближения. Для учета слабых Ван-дер-Ваальсовых взаимодействий использовалась коррекция Гримма (D3).

В ходе работы из оптимизированной элементарной ячейки объемного нитрида хрома была смоделирована элементарная ячейка монослоя, представляющая собой срез поверхности CrN с индексами (111). Данная поверхность имеет гофрированную форму. Однако в процессе оптимизации монослой расправляется до почти плоской структуры. Длина связи Cr–N сокращается со значения 2.110 Å для объемного материала до 1.884 Å для монослоя.

На дальнейшем этапе были рассчитаны плотности состояний 2D CrN. (рисунок 1б). Плотности состояний электронов со спином α отличны от плотностей состояний электронов со спином β . На уровне Ферми для электронов со спином β значение DOS равно нулю, что говорит о наличии 100% спиновой поляризации в монослое. На графике также видно, что зона проводимости формируется, главным образом, d-электронами атомов металла.

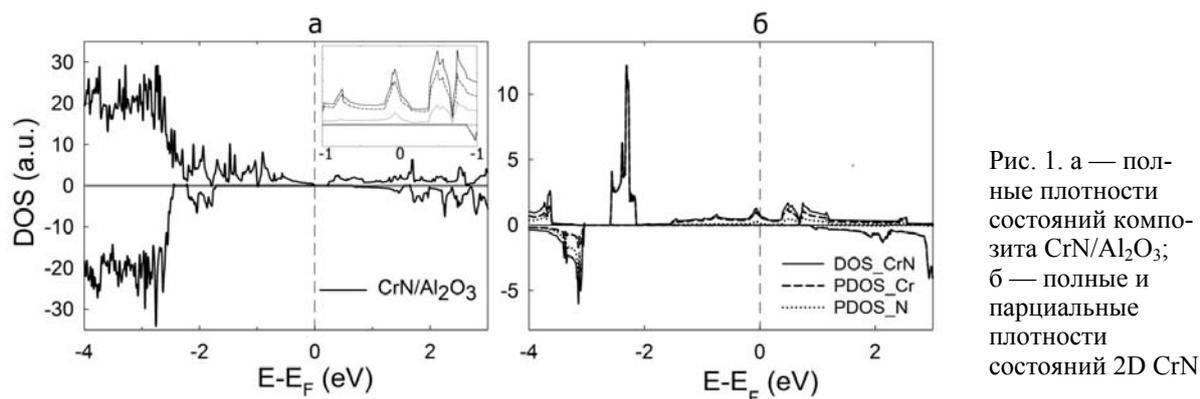


Рис. 1. а — полные плотности состояний композита CrN/Al₂O₃; б — полные и парциальные плотности состояний 2D CrN

На практике синтез тонких пленок осуществляется на подложке, которая оказывает значительное влияние на геометрию и электронную структуру пленок. Субстрат также способен выполнять функцию стабилизации монослоя. Рост двумерного CrN на подложке может быть осуществлен CVD методом. В качестве подложки для синтеза CrN наиболее часто используется Al₂O₃. Это связано с тем, что вектор его кристаллической решетки близок к вектору трансляции объемной ячейки CrN (111). Нами были смоделированы гетероструктуры *h*-CrN/Al₂O₃ в шести возможных конфигурациях. Для каждой из конфигураций была рассчитана энергия образования композита в отношении на формульную единицу монослоя. По результатам расчетов был выбран наиболее энергетически стабильный композит. Для него также были проведены спин-поляризованные расчеты плотности состояний (рисунок 1б). Из результатов расчета следует, что подложка в значительной степени изменяет свойства монослоя. Двумерный нитрид хрома, который в свободном виде является полуметаллом, изменяет свои свойства на полупроводящие.

В соответствии с распределением плотности состояний композита, для электронов со спином α на уровне Ферми наблюдается запрещенная зона шириной 0.257 эВ, для электронов со спином β эта величина составляет 0.616 эВ. Величины магнитных моментов на атомах Cr в CrN/Al₂O₃ находится в диапазоне 2.79 - 3.35 μ_B . Данные значения указывают на то, что композит должен обладать свойствами узкозонного магнитного полупроводника. Таким образом, композит CrN/Al₂O₃ имеет перспективы использования для нужд спинтроники.

Работа выполнена в рамках Госзадания СФУ (грант № 16.1500.2014/К). Авторы благодарят Сибирский суперкомпьютерный центр СО РАН, Новосибирск за предоставленные вычислительные ресурсы.

Литература

1. Huang X., Zeng Z., Zhang H. Metal dichalcogenide nanosheets: preparation, properties and applications // *Chemical Society Reviews*. – 2013. – V. 42. – No. 5. – P. 1934-1946.
2. Naguib, M. Two-Dimensional Transition Metal Carbides / M. Naguib, O. Mashtalir, J. Carle, V. Presser, J. Lu, L. Hultman, Y. Gogotsi, M. W. Barsoum // *ACS Nano*. – 2012. – V. 6. – No. 2. – P. 1322–1331.

ДЕМОНСТРАЦИЯ РАБОТОСПОСОБНОСТИ ПЕРВОЙ ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ АЛМАЗНОЙ ПРЕЛОМЛЯЮЩЕЙ ЛИНЗЫ ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ ИЗОБРАЖЕНИЙ И ФОКУСИРОВКИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Жолудев С.И.

ФГБНУ ТИСНУМ, Троицк, Москва, Россия

E-mail: s.i.zholudev@gmail.com

Высокая степень когерентности, яркость и мощность, ожидаемая в будущем от лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) и источников синхротронного излучения (СИ) четвертого поколения, расходимость пучка которых близка к дифракционному пределу, требует использования материалов, пригодных для работы с таким излучением. Одним из лучших на сегодняшний день таких материалов является алмаз, обладающий высокой теплопроводностью, высокой радиационной стойкостью и химической инертностью. Подтверждением этому служит тот факт, что монокристаллический алмаз предельного структурного совершенства уже нашел применение в качестве двухкристальных монохроматоров, работающих в условиях высоких тепловых нагрузок, рентгеновских брэгговских зеркал с коэффициентом отражения $> 99\%$, монохроматоров для реализации работы ЛСЭ в режиме самодбора, диспергирующего элемента в гибридных монохроматорах, имеющих сверхвысокое разрешение, а также монохроматоров — делителей пучка.

В настоящей работе представлены результаты испытания первой составной алмазной преломляющей линзы (СРЛ) с пустотами параболического профиля, обеспечивающего устранение сферических aberrаций. Пустоты требуемого профиля формировались методом лазерной абляции с использованием импульсов пикосекундной длительности. Все тестовые эксперименты проводились в лабораторных условиях на специально разработанном для этой цели стенде. Линза состояла из 24 отдельных полу линз диаметром 1 мм и радиусом кривизны параболы 200 мкм, закрепленных в специальном держателе. Проведенные измерения основных параметров СРЛ показали ее высокую эффективность при передаче рентгеновских изображений. Сравнительный анализ теоретических и экспериментальных параметров СРЛ позволил выработать рекомендации по улучшению ее конструкции с целью достижения предельных характеристик.

Ввиду малого коэффициента поглощения алмаза и значений фокусных расстояний ≤ 1 м при количестве линз ≥ 10 СРЛ имеют перспективу использования не только на СИ и ЛСЭ, но и в лабораторных условиях для локального анализа с рекордным пространственным разрешением и высокой чувствительностью.

ЭНЕРГИИ СВЯЗИ АТОМОВ ЗАМЕЩЕНИЯ ТИТАНА И ХРОМА С ВАКАНСИЯМИ И МЕЖУЗЕЛЬНЫМИ АТОМАМИ В ОЦК ВАНАДИИ

Боев А.О., Картамышев А.И., Аксёнов Д.А.

Белгородский государственный национальный исследовательский университет, Белгород, Россия. E-mail: toha__22@mail.ru

Сплавы на основе ванадия, включая V-4Ti-4Cr, являются одними из основных кандидатов для применения в качестве материалов термоядерных реакторов благодаря низким

активационным свойствам, жаропрочности и устойчивости к высокоэнергетичному нейтронному излучению [1]. Известно, что высокая радиационная стойкость этих сплавов достигается путём легирования титаном с оптимальной концентрацией в районе 4 %. В результате добавления титана существенно снижается количество образующихся пор, которые приводят к радиационному набуханию и разрушению материала. В то же время добавление хрома улучшает механические свойства, но увеличивает величину радиационного набухания. В литературе предложено несколько объяснений, раскрывающих механизм влияния титана на радиационную стойкость ванадия, однако до сих пор отсутствуют экспериментальные подтверждения предложенных механизмов.

Дополнительная сложность экспериментального изучения связана с необходимостью рассмотрения механизмов стабилизации на атомном уровне. В частности, уменьшение числа пор может быть связано с тем, что атомы титана, связываясь с вакансиями, препятствуют их объединению в комплексы, в то время как атомы хрома не влияют на подвижность вакансий. С другой стороны, взаимодействие атомов титана и хрома с межузельными атомами также должно влиять на механизм радиационного набухания. Для проверки этих предположений актуально использование квантово-механических методов компьютерного моделирования, позволяющих рассмотреть взаимодействие точечных дефектов на атомном уровне.

В связи с этим в данной работе с использованием теории функционала электронной плотности проведены расчёты энергий образования комплексов точечных дефектов, таких как примесь замещения-вакансия, примесь замещения-межузельный атом, примесь замещения-дивакансия. Полученные данные позволили предложить наиболее вероятный механизм подавления радиационного набухания в ванадии атомами титана.

Литература

1. Steven J Zinkle et al. Multimodal options for materials research to advance the basis for fusion energy in the ITER era // Nuclear Fusion. 2013. Т. 53, № 10. с. 104024.

ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КРАСИТЕЛЯ АЛЦИАНОВОГО СИНЕГО И ГЕЛЯ ПОЛИ(N-ИЗОПРОПИЛАКРИЛАМИД) В ВОДНОМ РАСТВОРЕ

Манджиева Ю.Б., Балуюн Т.Г.

*МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: manjieva@gmail.com; tarinax@yandex.ru*

В последнее время увеличилось количество публикаций, посвященных гелям на основе поли(N-изопропилакриламида) (ПНИПА). Интерес обусловлен возможностью менять внутренние параметры геля, изменяя внешние параметры, такие как температура, pH, ионная сила раствора и т.д. Гели на основе ПНИПА испытывают объемный фазовый переход при температуре 32°C, близкой к температуре человеческого тела, что делает их перспективными основами для создания различных биосовместимых материалов, таких как биосенсоры или оболочки лекарств для их адресной доставки [1]. Для визуализации полимерных гелей применяют алциановый синий (АЦС), самый широко применяемый краситель в биологии и медицине. При этом механизм взаимодействия и влияния АЦС на структуру объектов, которых он окрашивает, практически не изучен. В работе [2] были синтезированы гели ПНИПА (размер частиц примерно 200 нм), проведено исследование методом спектрофотометрии этих гелей, инкубированных в водном растворе АЦС, и было сделано предположение о том, что размер частиц геля увеличивается за счет взаимодействия с АЦС (возможно в связи с образованием нитевидных структур АЦС, скрепляющих различные мелкие частицы).

Целью данной работы являлось экспериментальное исследование взаимодействия алцианового синего и геля ПНИПА в водном растворе методами оптической микроскопии на микроскопе Keyence VHX-5000, сканирующей электронной микроскопии на растровом электронном микроскопе Quanta 600, снабженном специальной охлаждающей камерой и рентгендифракционного анализа на дифрактометре Empyrean (PANalytical).

Образцы помещались на безотражательную кювету (монокристалл Si). Изучались образцы сухого красителя АЦС, а также смесь геля ПНИПА и АЦС, образовавшуюся в водном растворе. В дополнение было выполнено моделирование структуры молекулы АЦС с помощью программы VESTA.

Из оптической и электронной микроскопии видно, что структура частиц разного размера (от 1 до 200 микрон) геля ПНИПА в водном растворе алцианового синего одинаковая — основа из геля и длинные синие нитевидные параллельные структуры, расположенные как на поверхности геля, так и внутри него. Оптическая микроскопия показала, что хотя гель в целом окрашивался однородно, наблюдались области малых сгущений красителя. Сканирующая электронная микроскопия показала, что для больших частиц геля толщина нитей оценивается в 0.5–1 микрона, эти нити параллельны между собой и расположены на одинаковом расстоянии друг от друга по толщине геля.

Молекула АЦС является плоской, с большим количеством ароматических кольцевых элементов и наличием радикалов по боковым группам. Диссоциация АЦС в воде происходит только по боковым группам с образованием олигокатионов и соответствующих противоионов. В свою очередь, такие олигокатионы склоны к стекинг-взаимодействию [3], которое приводит к укладыванию молекул в «стопки», образующие нити.

Таким образом, мы обнаружили, что в водном растворе алцианового синего и геля ПНИПА, взаимодействие происходит в результате захвата частичек геля радикалами АЦС, а олигокатионы АЦС в результате стекинг-взаимодействия образуют длинные нити, в результате чего происходит увеличение размера частиц геля.

Научный руководитель: Новакова Алла Андреевна, профессор, физический факультет, кафедра физики твердого тела.

Литература

1. Anna Burmistrova, Marcel Richter, Michael Eisele, Cagri Üzüm and Regina von Klitzing. “The Effect of Co-Monomer Content on the Swelling/Shrinking and Mechanical Behaviour of Individually Adsorbed PNIPAM Microgel Particles” // *Polymers*, 2011, №3, С. 1575-1590.
2. Богдашкина Д.В., Махаева Е.Е., Хохлов А.Р. “Поведение термочувствительных полиэлектролитных гидрогелей N-изопропилакриламида в водных растворах алцианового синего” // *Высокомолекулярные соединения. Серия А*, 2015, том 57, № 6. С. 533-543
3. Джонатан Дж. Сид, Джерри Л. Этвуд. “Супрамолекулярная химия. Пер. с англ.: в 2т.”, 2007, том 1, С. 55-57

КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ, КВАНТОВЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА, ФАЗА БЕРРИ И СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В СИЛЬНОЛЕГИРОВАННОМ $\text{Bi}_2\text{Se}_3\text{Cu}_{0.15}$

Романова Т.А., Князев Д.А., Садаков А.В., Прудкогляд В.А.

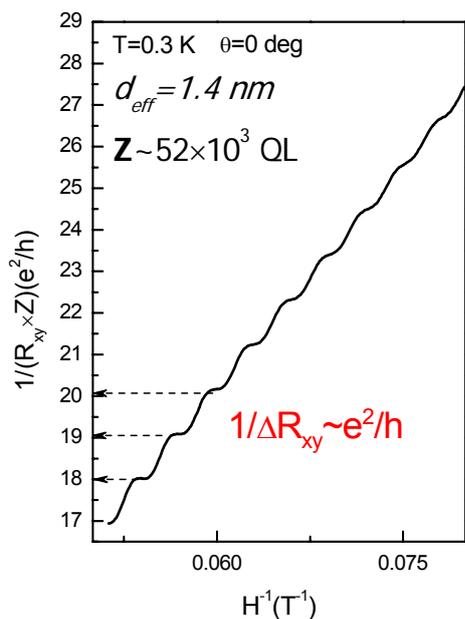
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской Академии наук, Москва, Россия

Одной из тем в физике конденсированного состояния, получившей бурное развитие в последние несколько лет, является открытие нового класса материалов, трехмерных топологических изоляторов (3D ТИ) и топологических сверхпроводников (ТС) [1].

Среди исследованных 3D ТИ на сегодняшний момент наибольший интерес вызывает слоистое соединение на основе Bi_2Se_3 , которое при интеркаляции медью между пятнадцатикратными слоями кристаллической структуры становится сверхпроводником ниже $T_c \sim 3.8$ К [2].

В 3D ТИ имеются поверхностные состояния, устойчивые по отношению к достаточно слабым взаимодействиям и разупорядочению. При этом вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия на поверхности возникает особое состояние 2D топологического металла, обусловленное наличием спин-поляризованных дираковских фермионов. В теории предполагается, что для дираковской линейной дисперсии в ТИ при обходе вокруг дираковской точки в импульсном пространстве волновая функция электрона при-

обретает фазу Берри $\gamma = \pi$ [3]. Однако в литературе отсутствуют однозначные экспериментальные данные.



В нашей работе при помощи изучения магнито-транспортных свойств, мы попытались разрешить вопрос об экспериментальном значении Берри фазы в 3D ТИ. Мы исследовали высококачественные монокристаллы $\text{Bi}_2\text{Se}_3\text{Cu}_x$ в сильных магнитных полях до 20 Тл и низких температурах до 0.3 К. Вращая образец в магнитном поле была подтверждена двумерная (2D) природа осцилляций Шубникова-де Гааза (ШдГ) в сильнолегированных образцах с металлическим поведением удельного сопротивления. Одним из возможных объяснений 2D осцилляций при больших объемных концентрациях может быть образование так называемых 2D проводящих каналов в объеме слоистого кристалла. Наконец, наблюдение квантового эффекта Холла (см. Рисунок) в трехмерном образце с эффективной толщиной двумерного слоя ~ 1 нм (соотносится с пятикратным слоем в кристаллической структуре) может быть также объяснено последним выводом.

Мы также исследовали второе критическое поле H_{c2} в сверхпроводящих монокристаллах $\text{Bi}_2\text{Se}_3\text{Cu}_{0.15}$. Наши данные свидетельствуют о том, что сверхпроводимость в 3D ТИ хорошо объясняется расширенной моделью Тинкхама для обычного тонкопленочного сверхпроводника [4].

Работа выполнена при поддержке Гранта РФФИ 16-32-00942.

Литература

1. M.Z. Hasan, C.L. Kane. Topological Insulators. Rev. Mod. Phys. 82, 3045 (2010). Xiao-Liang Qi, Shou-Cheng Zhang. Topological insulators and superconductors. Rev. Mod. Phys. 83, 1057 (2011).
2. Y.S. Hor et.al. Phys. Rev. Lett. 104, 057001 (2010)
3. G.P. Mikitik and Yu.V. Sharlai, Phys. Rev. Lett. 82, 2147(1999)
4. Веденев С.И., Князев Д.А., Прудкогляд В.А., Романова Т.А., Садаков А.В. //ЖЭТФ, 2015 г., Том 148, Вып. 1, стр. 75

РАСЧЕТЫ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ ЭФФЕКТИВНОЙ МАССЫ КРИСТАЛА TlInS_2

Исмайлова Н.А.

*Институт Физики Национальной Академии Наук Азербайджана
ismayilova_narmin_84@mail*

В данной работе представлены результаты расчетов из первых принципов в рамках теории функции плотности [1] электронных и дырочных эффективных масс плотности состояний и проводимости кристалла TlInS_2 . Расчеты были изучены с использованием программы Quantum Wise [3] в приближении LDA (Local Density Approximation) [2] с псевдопотенциалом FHI (Fritz Haber Institute). Были установлены электронные и дырочные эффективные массы в направлении координатных осей. В параллельной направлении оси OZ эффективная масса электронов $m_{ze}^* = 0.142m_e$ (эффективная масса дырок $m_{z\delta}^* = 0.192m_e$), в параллельной направлении оси OY эффективная масса электронов $m_{ye}^* = 0.339m_e$ (эффективная масса дырок $m_{y\delta}^* = 0.672m_e$) и в параллельной направлении оси OX эффективная масса электронов $m_{xe}^* = 0.283m_e$ (эффективная масса дырок $m_{x\delta}^* = 0.568m_e$). Выписывая в

формуле (1) и (2) эффективные массы рассчитанные в параллельной направлении оси OZ, OY, OX было вычислена эффективная масса плотности состояний и эффективная масса проводимости электронов и дырок:

$$m_{e,h,DOS}^* = M_{e,h}^2 (m_{e,h,x}^* m_{e,h,y}^* m_{e,h,z}^*)^{1/3} \quad (1)$$

$$m_{e,h,con}^* = \frac{3}{\frac{1}{m_{e,h,x}^*} + \frac{1}{m_{e,h,y}^*} + \frac{1}{m_{e,h,z}^*}} \quad (2)$$

вычисленная эффективная масса плотности состояний и проводимости для электронов и дырок соответственно было равно: $m_{e,DOS}^* = 0.24m_e$, $m_{h,DOS}^* = 0.41m_e$, $m_{e,con}^* = 0,221m_e$, $m_{h,con}^* = 0.355m_e$.

Литература

1. P. Hohenberg, W. Kohn. Inhomogeneous electron gas. Phys. Rev. B 136 (1964) B864 – B871.
2. W. Kohn. and L. Sham, Self –consistent equations including exchange and correlation Effects, Phys. Rev., 140 (1965) A1133 – A1138.
3. <http://quantumwise.com/>

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МУЛЬТИФЕРРОИКА ФЕРРИТА ВИСМУТА, ДОПИРОВАННОГО ПРАЗЕОДИМОМ И НЕОДИМОМ

Хасбулатов С.В., Павелко А.А.

*Южный федеральный университет, Росток на Дону, Россия
said_yahaevich@mail.ru*

В представленной работе продолжены исследования, проводимые в НИИ физики ЮФУ, высокотемпературного мультиферроика феррита висмута, BiFeO_3 , модифицированного редкоземельными элементами (РЗЭ) [1-5].

Особенностью феррита висмута является то, что его сегнетоэлектрические свойства сочетаются с антиферромагнитными в широком интервале температур. Кроме того, температура Кюри (1083К) и антиферромагнитная точка Нееля (643К) сравнительно высоки [6]. Необходимым условием возникновения магнитоэлектрического эффекта в BiFeO_3 считается разрушение его пространственно-модулированной спиновой структуры [7]. Такой эффект может быть достигнут, в частности, замещением ионов висмута РЗЭ [8].

Объектами выступили керамики состава $\text{Bi}_{1-x}\text{PЗЭ}_x\text{FeO}_3$ (РЗЭ- Pr, Nd; $x = 0.05\text{--}0.50$, $\Delta x = 0.05 \div 0.10$). Образцы получены двухстадийным твердофазным синтезом из оксидов Bi_2O_3 , Fe_2O_3 , $(\text{PЗЭ})_2\text{O}_3$ высокой степени чистоты (чда, осч) при температурах из интервала $T_{1,2\text{синт}} = (1143 \div 1183)\text{K}$ (в зависимости от состава), $\tau_{1,2\text{синт}} = 10$ ч с последующим спеканием по обычной керамической технологии при температурах, $T_{\text{сп}}$, равных (1223–1263)К (в зависимости от состава), $\tau_{\text{сп}} = 2$ ч. Рентгенографические исследования при комнатной температуре проводили методом порошковой дифракции с использованием дифрактометра ДРОН-3 (отфильтрованное $\text{Co}_{\text{K}\alpha}$ -излучение, схема фокусировки по Брэггу–Брентано). Экспериментальную ($\rho_{\text{эксп.}}$) плотность образцов измеряли методом гидростатического взвешивания в октане; расчет рентгеновской плотности ($\rho_{\text{рентг.}}$) производили по формуле: $\rho_{\text{рентг.}} = 1.66 \cdot M/V$, где M - вес формульной единицы в граммах; относительную плотность ($\rho_{\text{отн.}}$) рассчитывали по формуле $(\rho_{\text{эксп.}}/\rho_{\text{рентг.}}) \cdot 100\%$. Исследование поликристаллического (зёрненного) строения мультиферроиков проводили в отраженном свете на оптическом микроскопе Neophot 21 и инвертированном высокоточном микроскопе Leica DMI 5000M. Коэффициент теплового расширения (КТР, α) измерялся с помощью емкостного dilatометра, температуропроводность (χ) измерялась компенсационным методом – на установке LFA-457 "MicroFlash" немецкой фирмы

NEZSCH, теплоемкость (C_p) – с помощью дифференциального сканирующего калориметра DSC-204 F1 немецкой фирмы NEZSCH, теплопроводность вычислялась по формуле $\lambda = C_p \rho \chi$, где ρ – плотность образцов. Измерения теплофизических свойств осуществляли в интервале температур (300–1200) К. Действительная и мнимая части относительной диэлектрической проницаемости (ϵ'/ϵ_0 и ϵ''/ϵ_0) на частотах ($20\text{--}2 \cdot 10^6$) Гц исследовались на специальном стенде с использованием прецизионного LCR-метра Agilent E4980A в интервалах температур (300–900) К.

Рентгенографически установлено образование перовскитных структур с относительной плотностью (90–95)% от теоретической, что коррелирует с достаточно плотной зеренной структурой образцов с кристаллитами неправильной формы, размер которых зависит от количества вводимых модификаторов. Хорошо просматриваются зерна "серой" окраски, ответственные за кристаллизацию одновременно с модифицированным BiFeO_3 (базовым соединением) примесных фаз, как сопутствующих образованию чистого BiFeO_3 , так и связанных с присутствием РЗЭ.

Полученные диэлектрические спектры свидетельствуют как о крайней неоднородности объектов, вызывающей заметную дисперсию диэлектрических свойств, так и о повышенной электропроводности материалов. Показано, что введением РЗЭ удалось несколько стабилизировать макроотклики объектов. Зависимости теплофизических характеристик от концентрации вводимых модификаторов традиционны с минимумами и максимумами вблизи температуры Нееля [9].

Авторы выражают благодарность научному сотруднику НИИ физики ЮФУ Шилкиной Л.А. за проведение рентгенографических исследований и анализ полученных данных; научному сотруднику НИИ физики ЮФУ Алешину В.А. — за исследование микроструктуры, аспирантам и научным сотрудникам Института физики им. Х.И. Амирханова ДНЦ РАН Омарову З.М., Бакмаеву А.Г. и к.ф.-м.н. Гаджиеву Г.Г. – за проведение теплофизических исследований.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Электромагнитные, электромеханические и тепловые свойства твердых тел» при финансовой поддержке Минобрнауки РФ: Грант Президента РФ № МК-3232-2015-2; темы №№ 1927, 213.01-2014/012-ВГ и 3.1246.2014/К (базовая и проектная части Госзадания).

Литература

1. Вербенко И.А., Гуфан Ю.М., Кубрин С.П. и др. Структура, зёрненное строение и физические свойства твердых растворов $\text{Bi}_{1-x}\text{A}_x\text{FeO}_3$ ($\text{A} = \text{La}, \text{Nd}$) // Известия РАН. Серия физическая. 2010. Т. 74. № 8. С. 1192-1194.
2. Андриюшин К.П., Павелко А.А., Вербенко И.А., Разумовская О.Н., Шилкина Л.А., Алешин В.А., Резниченко Л.А. Термическая устойчивость и электропроводность мультиферроиков $\text{BiFeO}_3/\text{РЗЭ}$ // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 8. С. 1143-1145.
3. Хасбулатов С.В., Павелко А.А., Гаджиев Г.Г., Шилкина Л.А., Резниченко Л.А., Бакмаев А.Г., Алешин В.А., Омаров З.М. Фазовые переходы, теплофизические свойства и диэлектрическая спектроскопия феррита висмута с малоразмерными РЗЭ // Вестник Казанского технологического университета. Казань. 2014. Т. 17. № 20. С. 142-143.
4. Павелко А.А., Шилкина Л.А., Алешин В.А., Резниченко Л.А. Фазовый состав, микроструктура и электрофизические свойства нового поколения мультифункциональных экологически чистых магнитоэлектрических материалов на основе феррита висмута // Экология промышленного производства. 2015. № 1(89). С. 47-53.
5. С.В. Хасбулатов, А.А. Павелко, Л.А. Шилкина, В.А. Алешин, Л.А. Резниченко Структура, зеренное строение и диэлектрические свойства мультиферроиков $\text{Bi}_{1-x}\text{La}_x\text{FeO}_3$ ($x = 0.00\text{--}0.50$) // Инженерный вестник Дона. 2015. Т. 37. № 3. С. 11.
6. Смоленский Г.А., Чупис И.Е. Сегнетомагнетики // Успехи физических наук. 1982. Т. 137. № 3. С. 415-448.
7. Звездин К., Пятаков А. Фазовые переходы и гигантский магнитоэлектрический эффект в мультиферроиках // Успехи физических наук. 2004. Т. 174. С. 465.

8. Залесский А.В., Фролов А.А., Химич Т.А., Буш А.А. Концентрационный переход спин-модулированной структуры в однородное антиферромагнитное состояние в системе $\text{Bi}_{1-x}\text{La}_x\text{FeO}_3$ по данным ЯМР на ядрах ^{57}Fe // ФТТ. 2003. Т. 45. № 1. С. 134-138.
9. С.Н. Каллаев, С.А. Садыков, З.М. Омаров, А.Я. Курбайтаев, Л.А. Резниченко, С.В. Хасбулатов Диэлектрические свойства и теплоемкость мультиферроика $\text{Bi}_{1-x}\text{Sm}_x\text{FeO}_3$ // ФТТ, 2016, том 58, вып. 4. С. 664-666.

СТРУКТУРНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В НАНОПРОВОДАХ КОБАЛЬТА

Сыромятников А.Г.

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

E-mail: xtotdam@yandex.ru

Контроль над геометрическими, электронными и магнитными свойствами наноструктур является необходимой предпосылкой для понимания и создания новых материалов и устройств. К этой цели ведут два пути: первый, последовательная манипуляция одиночными атомами или молекулами с помощью сканирующего туннельного микроскопа или второй, создание структур путем самоорганизации. В свете непрекращающегося развития электроники и вычислительной техники растет нужда в непрерывной миниатюризации устройств-носителей информации. Используя в качестве носителей магнитные атомные провода на ступенчатых металлических поверхностях, плотность размещения информации возможно увеличить. Первостепенное преимущество использования ступенчатых поверхностей состоит в формировании на них одномерных упорядоченных образований благодаря самоорганизации при эпитаксиальном росте. В отличие от метода литографии, такой подход показывает себя более экономным. К сожалению, проблема создания подобных структур недостаточно хорошо изучена на текущий момент.

В представленной работе предлагается модель взаимодействия атомов кобальта на поверхности $\text{Cu}(111)$, с помощью которой объясняется формирование атомных проводов. Показано отличие взаимодействия адатома Co со ступенью на нижней и верхней террасах ступенчатой поверхности $\text{Cu}(111)$, которое обусловлено перераспределением заряда на краю ступени [1]. Исследования структуры атомных проводов кобальта показали наличие двух фаз. В одной из них провод состоит из димеров, в другой из равноудаленных атомов. Методом Монте Карло с помощью алгоритма Метрополиса[2,3] для модели Изинга[4] была смоделирован процесс фазового перехода в одномерной цепочке атомов. Рассчитана температура фазового перехода, равная $20,16 \pm 0,84$ К. Результаты моделирования позволили объяснить исчезновение эффекта димеризации атомных проводов Co на ступенчатой поверхности $\text{Cu}(111)$ при повышении температуры, которое было обнаружено экспериментально[5].

Литература

1. Сыромятников, А. Г., Клавсюк, А. Л., Салецкий, А. М. Исследование взаимодействия адатомов Co на вицинальной поверхности $\text{Cu}(111)$ // Письма в ЖЭТФ, 2014, 100, 24-27
2. Metropolis, N. et al. Equation of State Calculations by Fast Computing Machines // The Journal of Chemical Physics, 1953, 21, 1087-1092
3. Heerman W. Computer simulations methods in theoretical physics. Springer-Verlag, 1986.
4. Ising, E. Beitrag zur Theorie des Ferromagnetismus // Zeitschrift für Physik, 1925, 31, 253-258

5. Zaki, N. et al. Experimental observation of spin-exchange-induced dimerization of an atomic one-dimensional system // Phys. Rev. B, 2013, V. 87, P. 161406.

ЭНЕРГИИ ОБРАЗОВАНИЯ И КОНЦЕНТРАЦИИ КОМПЛЕКСОВ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В РАЗБАВЛЕННЫХ ТВЁРДЫХ РАСТВОРАХ ТИТАНА В ВАНАДИИ НА ОСНОВЕ КЛАССИЧЕСКИХ ПОТЕНЦИАЛОВ И МОДЕЛИ АССОЦИАТОВ

Картамышев А.И., Боев А.О.

Белгородский государственный национальный исследовательский университет, Белгород, Россия, E-mail: andrei_kart@mail.ru

Сплавы на основе ванадия и титана являются одними из кандидатов для применения в качестве материалов для первой стенки термоядерных реакторов, благодаря их оптимальным характеристикам, в частности, низкой активации, высокой теплопроводности, и высокой радиационной стойкости.

По сравнению с чистым ванадием, легирование титаном приводит к снижению радиационного распухания на несколько порядков при концентрации титана 4-5% [1]. Одним из предполагаемых механизмов подавления радиационного распухания, предложенным на основе анализа экспериментальных данных, является связывание вакансий, образующихся в результате каскадов атомных смещений, растворённым титаном. Действительно, с помощью теории функционала плотности было получено, что образование комплекса титан-вакансия в ванадии приводит к уменьшению полной энергии на 0.3 эВ [2]. При этом остается возможность для формирования более сложных комплексов, состоящих из нескольких вакансий и атомов титана, рассмотрение которых с помощью теории функционала плотности ограничено доступным для моделирования количеством атомов. В свою очередь, для объяснения механизма влияния титана на радиационное распухание ключевыми характеристиками являются концентрации соответствующих комплексов точечных дефектов.

В связи с этим, в настоящей работе для решения отмеченной проблемы используется метод молекулярной динамики и впервые разработанные классические потенциалы системы титан-ванадий, описывающие энергии образования дефектов в хорошем согласии с теорией функционала электронной плотности. Использование модельных потенциалов позволило выбирать достаточно большие ячейки (более 500 атомов), исключая взаимодействия между комплексами.

В работе рассмотрены следующие комплексы точечных дефектов: дивакансия, тривакансия, титан-вакансия ($TiVa$), и Ti_2Va_x , где x - номер координационной сферы, на которой располагается второй атом Ti относительно первого. При этом каждый из атомов Ti находится на первой координационной сфере относительно вакансии. Концентрации комплексов в зависимости от температуры и концентрации титана оценивались с использованием модели ассоциатов.

Полученные результаты используются для объяснения влияния титана на механизм радиационного распухания в ванадии.

Литература

1. Loomis B, Smith D, Garner F. Swelling of neutron-irradiated vanadium alloys // J. Nucl. Mater. 1991. V. 179-181. P. 771-774
2. Zhang C, Zhang P, Li R, Zhao J, Dong C. Stability and migration of vacancy in V-4Cr-4Ti alloy: Effects of Al, Si, Y trace elements // J. Nucl. Mater. 2013 V. 442 P. 370-376.

ЭВОЛЮЦИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ, ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ СИСТЕМЫ $(1-x)\text{NaNbO}_3-x\text{Sr}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$

Зубарев Я.Ю.

Южный Федеральный Университет, Ростов-на-ДонуРоссия

E-mail: yzubarev@sfedu.ru

Представлены результаты исследования диэлектрических свойств твердых растворов, ТР, бинарной системы $(1-x)\text{NaNbO}_3-x\text{Sr}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$ (в широких интервалах температур (300–973К) и частот (75 кГц–5 МГц)), неизоструктурность крайних компонентов которой может определить своеобразие кристаллической, зеренной структур, и, как следствие, макросвойств ТР.

NaNbO_3 — антисегнетоэлектрик со структурой типа перовскита[1] с ромбическим типом элементарной ячейки, принадлежащей к пространственной группе Pbma ; $\text{Sr}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$ — сегнетоэлектрик со слоистой перовскитоподобной структурой[2] с общей химической формулой $\text{A}_n\text{B}_n\text{O}_{3n+2}$ (n -толщина перовскитового слоя, равная количеству октаэдров BO_6), элементарная ячейка которого ромбически искажена и принадлежит к пространственной группе $\text{Cmc}2_1$.

На рис.1 представлена эволюция зеренного строения ТР системы. Видно, что микроструктура NaNbO_3 - изометрическая; кристаллиты имеют форму куба, вследствие чего на плоскости шлифа наблюдаются различные сечения куба; упаковка кристаллитов плотная, неоднородная(тип I). В $\text{Sr}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$ кристаллиты имеют игольчатую форму, хаотически ориентированы в пространстве(тип II) При повышении концентрации $\text{Sr}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$ в системе наблюдается переход от одного типа микроструктуры (I) к другому (II).

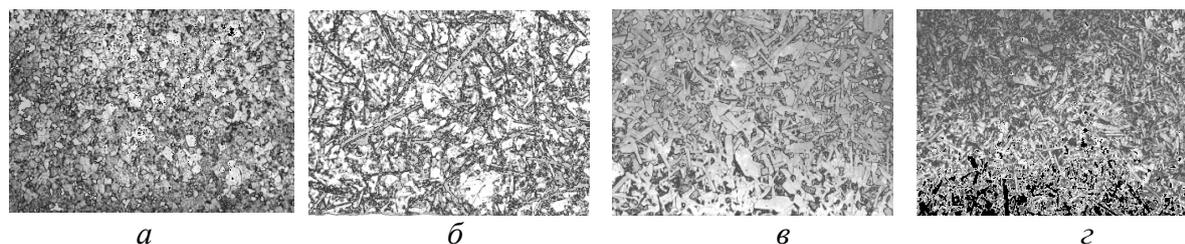
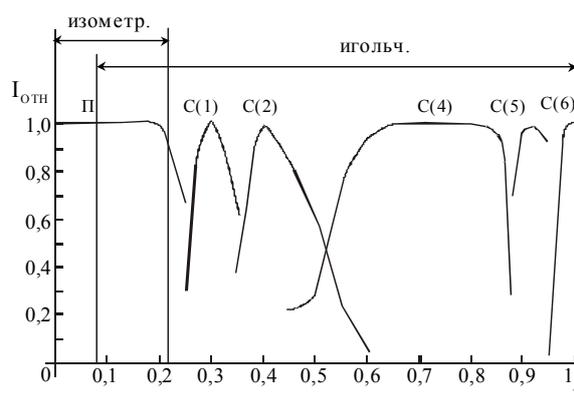


Рис. 1. Эволюция микроструктуры ТР $(1-x)\text{NaNbO}_3-x\text{Sr}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$. На рисунках $x=0,075$ (а), $x=0,20$ (б), $x=0,80$ (в), $x=1,0$ (г). Фотографии приведены с увеличением 300

Рис. 2. Фазовая диаграмма системы $(1-x)\text{NaNbO}_3-x\text{Sr}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$. Обозначения приведены в тексте.



На рис.2 представлена фазовая диаграмма исследованной системы, на которой отмечены типы микроструктур, наблюдавшиеся в керамиках. Определены области значений x , где сосуществуют оба типа I и II (“квасиморфотропные” области).

Заметим, что появление зерен игольчатой формы имеет место в однофазной перовскитовой области систем, простирающейся до $x=0,2$ [3]. Учитывая, что в интервале $0,2 \leq x \leq 1,0$ в системах последовательно кристаллизуются слоистые структуры, отвечающие формуле $\text{A}_n\text{B}_n\text{O}_{3n+2}$ с $n=12 \div 4$, можно предположить существование в перовскитовом поле кластеров слоистых структур, размер и количество которых увеличи-

ваются по мере продвижения “вглубь” систем. (На рис.2 обозначены слоистые структуры: C(1) – при $n=12$, C(2) – при $n=10$, C(4) – при $n=5$, C(5) – при $n=4.5$, C(6) – при $n=4$; П – перовскитовая фаза).

На рис.3 представлены результаты исследования диэлектрических характеристик. Детальный анализ показал, что диэлектрические спектры всех ТР характерны для сегнето-антисегнетоэлектрических веществ с максимумом ϵ/ϵ_0 в точке Кюри, T_K . С увеличением x значения ϵ/ϵ_0 и T_K снижаются в П-области, что объясняется развитием кристаллохимического беспорядка в системе.

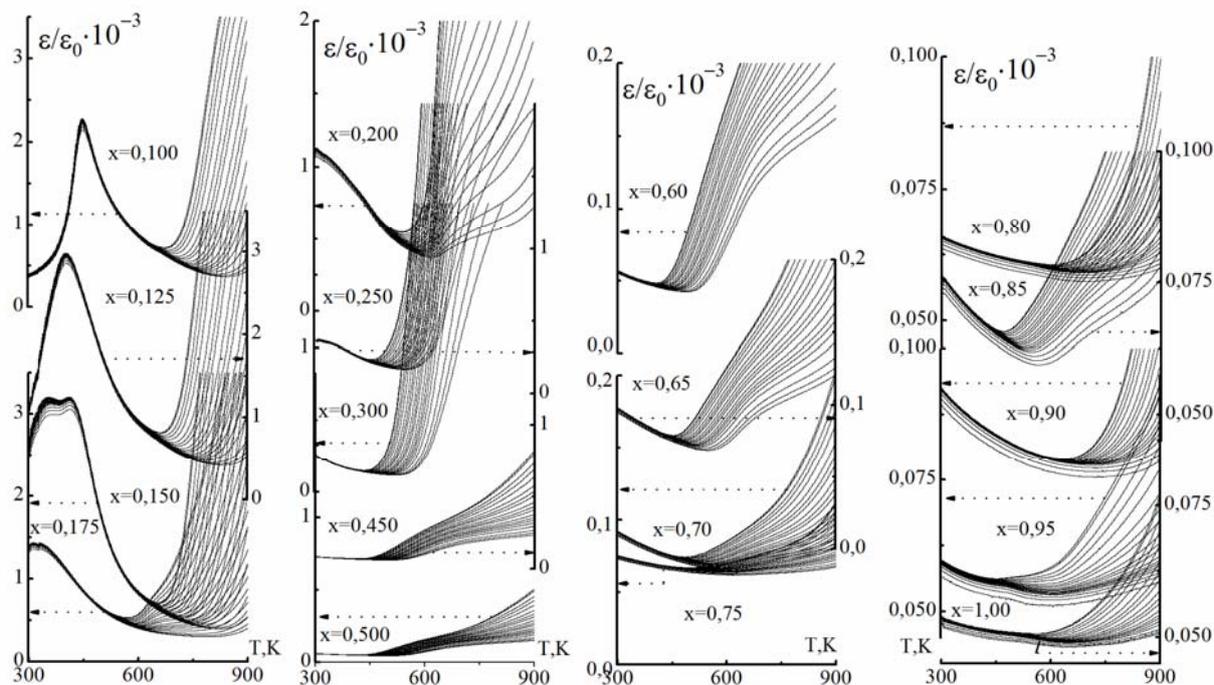


Рис.3. Зависимости относительной диэлектрической проницаемости, ϵ/ϵ_0 , ТР

Полученные данные необходимо использовать при разработке функциональных материалов с низкой ϵ/ϵ_0 для СВЧ-техники

Работы выполнены при финансовой поддержке МОН РФ (базовая и проектная части гос. задания: проекты №№ 1927, 213.01-2014/012-ВГ, и №3.1246.2014/К) на оборудовании центра коллективного пользования «Электромагнитные, электромеханические и тепловые свойства твердых тел» НИИ физики Южного федерального университета.

Литература

1. Megaw H.D. The seven phases of sodium niobate// *Ferroelectrics*. 1974. V.7. p. 87-89.
2. Brandon J.K. and Megaw H. D. On the crystal structure and properties of $\text{Ca}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$, “calcium pyroniobate” // *Phil. Mag.* 1970. №.21(169). p.189-194.
3. Резниченко Л.А., Разумовская О.Н., Шилкина Л.А. и др. Фазовые переходы и диэлектрические свойства твердых растворов с анионизбыточным компонентом//Труды Междунар. симпозиума “Порядок, беспорядок и свойства оксидов” (“ODPO-2002”). Б.Сочи. 2002. Т.2. С.70-80

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА И ОПТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ В ГИБРИДНЫХ ОРГАНО-НЕОРГАНИЧЕСКИХ ПЕРОВСКИТАХ

Воронин К. А.

Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

E-mail: voronin_ka@mail.ru

Использование гибридных органо-неорганических перовскитов MAPbX_3 , ($\text{MA}=\text{CH}_3\text{NH}_3$, $\text{X}=\text{Cl}$, Br , I) в качестве абсорберов солнечного излучения в фотовольтаических устройствах нового поколения приобрело в последние годы особую акту-

альность [1-3]. В многочисленных экспериментальных исследованиях обнаружены высокоэффективные поглощение фотонов солнечного спектра и транспортные свойства фотоиндуцированных носителей в гибридных перовскитах, что позволяет на их основе создавать солнечные элементы с высокой конверсионной эффективностью ~20%. В то же время, теоретическое изучение механизмов, ответственных за фотовольтаические свойства органо-неорганических перовскитов, находится на начальном этапе.

Представляемая работа посвящена теоретическому анализу электронной структуры $MAPbX_3$. В работе сформулирована мультиорбитальная модель, описывающая в приближении сильной связи (*tight binding approximation*) электронные свойства широкого семейства галогенидных перовскитов ABX_3 , где $A = Cs, NH_4, CH_3NH_3$; $B=Sn, Pb$; $X=Cl, Br, I$. Проведен теоретический анализ локальной электронной структуры и электронного зонного спектра отдельных представителей семейства. В этой связи установлены, во-первых, зависимости ветвей зонного спектра от фундаментальных параметров электронной структуры (*положение энергетических уровней ϵ электронных орбиталей в атомном пределе, параметров t межузельной орбитальной гибридизации и константы λ внутримузельного спин-орбитального взаимодействия*), и, во-вторых, конкретные формы электронных волновых функций у краев валентной зоны и зоны проводимости в окрестности R-точки зоны Бриллюэна. Показано, что высокая степень абсорбции оптических фотонов в органо-неорганических перовскитах обусловлена: (а) возможностью прямых межзонных переходов и (б) наличием нескольких ветвей электронного спектра вблизи потолка валентной зоны для волновых векторов окрестности R-точки зоны Бриллюэна.

Построенная модель направлена на описание универсальных характеристик электронного спектра в широком семействе галогенидных перовскитов ABX_3 ($A=Cs, NH_4, CH_3NH_3$; $B=Sn, Pb$; $X=Cl, Br, I$). Конкретная реализация модели для отдельных представителей семейства предполагает лишь количественные различия параметров (ϵ , t и λ). Такой подход позволяет в дальнейшем осуществить сравнительный анализ физических свойств указанного семейства перовскитов. Обсуждаются предварительные результаты расчета оптического поглощения.

Литература

1. Харрисон У. Электронная структура твердых тел. М.: Мир. 1983.
2. T. Umebayashi and K. Asai, T. Kondo, A. Nakao. Electronic structures of lead iodide based low-dimensional crystals. PHYSICAL REVIEW B, 155405. 2003.
3. Keith T. Butler, Jarvist M. Frost and Aron Walsh. Band alignment of the hybrid halide perovskites $CH_3NH_3PbCl_3$, $CH_3NH_3PbBr_3$ and $CH_3NH_3PbI_3$. Materials Horizons 28 October 2014.
4. Sigismund Teunis Alexander George Melissen, Frédéric Labat, Philippe Sautet, Tangui Le Bahers. Electronic properties of $PbX_3CH_3NH_3$ ($X=Cl, Br, I$) compounds for photovoltaic and photocatalytic applications. Phys. Chem. Chem. Phys., 2014,
5. Borriello I., Cantele G., Ninno D., Phys. Rev. B 77 , 235214. 2008.
6. Brivio F., Butler K.T., Walsh A., Phys. Rev. B 89, 155204. 2014.
7. Brivio F., Walker A.B., Walsh A., APL Mater. 1, 042111. 2013.
8. Even J., Pedesseau L., Jancu J.-M., Katan C., J. Phys. Chem. Lett. 4, 2999. 2013.
9. Giorgi G., Fujisawa J.-I., Segawa H., Yamashita K., J. Phys. Chem. Lett. 4, 4213. 2013.

ВЛИЯНИЕ МОРФОЛОГИИ ГРАДИЕНТНО-ПОРИСТЫХ СТРУКТУР НА КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ КРЕМНИЯ

Гостева Е.А.¹, Старков В. В.², Пархоменко Ю.Н.¹

¹НИТУ «МИСиС», Москва, Россия

²«Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН», Черноголовка Московской обл., Россия. E-mail: gos-3@mail.ru

В данной работе проведено исследование коэффициента отражения пористых кремниевых структур и сравнение полученных спектров с аналогичными спектрами наиболее распространенных антиотражающих покрытий. Пористый кремний имеет вы-

сокую квантовую эффективность, что позволяет эффективно использовать и преобразовывать не только видимый диапазон солнечного спектра, но также спектральные области от ультрафиолетовой до инфракрасной. Поэтому целесообразно использовать пористые структуры в качестве антибликовых покрытий в солнечной энергетике.

Для проведения исследования были использованы градиентно-пористые структуры с плавно изменяемой морфологией пор по глубине (ГПК-var). Структуры изготавливались методом глубокого анодного травления пластин кремния р-типа проводимости с удельным сопротивлением (1,5-80) Ω см, ориентация поверхности пластин (100). Травление осуществлялось при постоянной плотности тока 10 mA/cm^2 в растворе плавиковой кислоты в спирте $\text{HF} : \text{C}_2\text{H}_5\text{OH} : \text{ХЦМА} = 200 : 50 : 1$ (ХЦМА - хлорид цетилтриметил-амония). Время травления определялось необходимой глубиной травления [2]

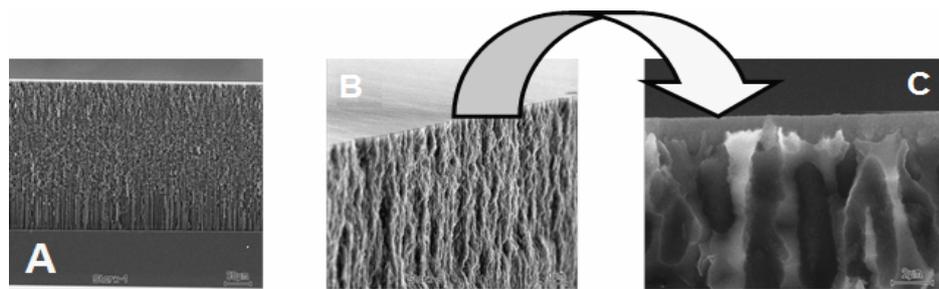


Рис. 1. СЭМ изображение ГПК-var структур

На рисунке 1 показано изображение скола пористой пленки (рис.1 b), сформированной на кремниевой подложке. Глубина пористого слоя (рис.1 a) составила 300 μm . Верхний слой представляет собой нанопористую структуру толщиной 1-2 μm (рис. 1c, показано фигурной стрелкой). В процессе анодного травления нанопористый слой трансформируется в макропористый губчатый слой, который составляет $\sim 2/3$ от всей глубины травления. Губчатые поры при последующем травлении трансформируются в столбчатую структуру (рис. 1a). Для изучения коэффициента отражения на структурах с разной морфологией пор, остатки непротравленного кремния удалялись механической шлифовкой.

На рисунке 2 показаны результаты испытания полученных образцов методом оптической спектроскопии (диффузное отражение света) на спектрофотометре Cary - 5000 с универсальной приставкой UMA (фирма «Agilent») в естественно-поляризованном свете диапазоне длин волн 0,2 – 2,5 μm при комнатной температуре. Образцы исследовались в аккредитованной испытательной лаборатории «Монокристаллы и заготовки на их основе» (ИЛМЗ) НИТУ «МИСиС».

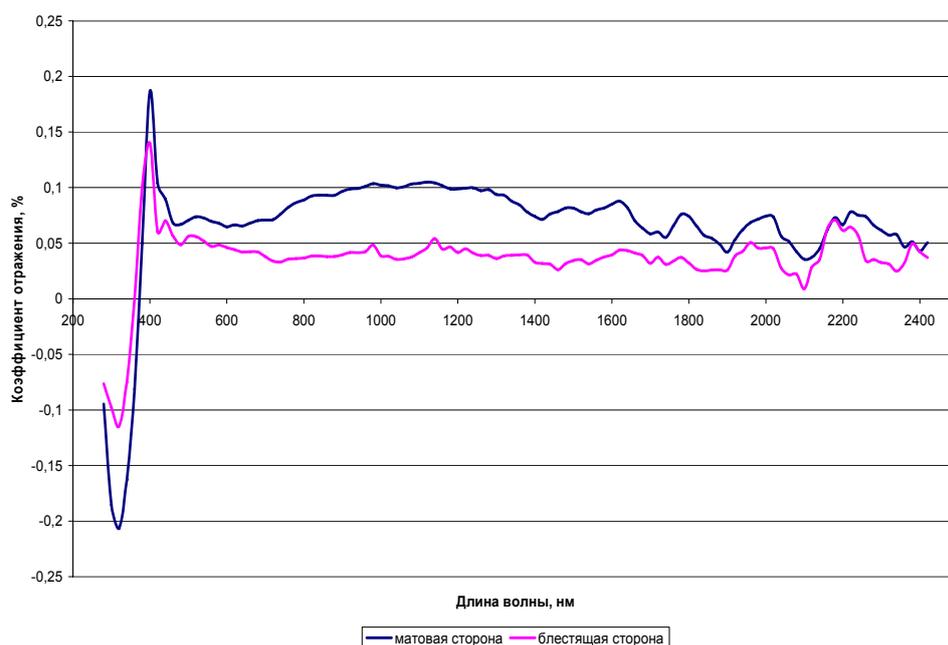


Рис.1. Спектры отражения ГПК-var структур

Как показывают результаты проведенных исследований, использование градиентно-пористых структур позволяет не только достигнуть низкого значения отражения в видимой и инфракрасной областях спектра, но и расширить его в коротковолновую (УФ) область спектра солнечного излучения. Следовательно, применение таких конструкций будет особенно эффективно в кремниевых солнечных элементах.

Литература

1. Зимин С.П. Пористый кремний – Материал с новыми свойствами. // Соросовский образовательный журнал. Том 8, 1, 2004 стр.101-107
2. Старков В.В., Седловец Д.М., Князев М.А., Редькин А.Н. Осаждение графеноподобных пленок в пористой структуре кремниевых электродов. // Физикохимия поверхности и защита материалов. (в печати)

ВЛИЯНИЕ МЕХАНИЧЕСКОЙ АКТИВАЦИИ НА СВОЙСТВА СЕГНЕТОКЕРАМИКИ ЦТС-21

Половинкин Б.С.¹, Нагаенко А.В.²

¹Южный федеральный университет, Научно-исследовательский институт физики,

²Южный федеральный университет, НКТБ «Пьезоприбор», Ростов-на-Дону, Россия
polo-sb@yandex.ru

ЦТС-21 – высокотемпературный пьезоэлектрический материал, который отличается высокими значениями точки Кюри и рабочих температур. Данный материал находит широкое применение во многих областях техники – в атомной энергетике, автомобиле-, авиа- и судостроении, радиотехнике и т.д.

Однако для его получения, как и для всех свинецсодержащих материалов, необходимы высокие температуры обжига, которые, как правило, превышают температуру возгонки свинца. Вследствие этих процессов в конечном продукте наблюдается нарушение стехиометрии и ухудшение электрофизических параметров. Таким образом, снижение температуры спекания ($T_{сп}$) промышленных материалов на основе твердых растворов системы ЦТС ($PbTi;ZrO_3$) является важной и актуальной задачей современного материаловедения.

Одним из наиболее эффективных и простых способов снижения температур синтеза и спекания является механоактивация. Настоящая работа посвящена установлению корреляционных связей между режимами механоактивации и характеристиками промышленного материала ЦТС-21.

Объекты, методы их получения

Все образцы получены твердофазным синтезом из оксидов PbO и ZrO_2 марки «ч», TiO_2 и Nb_2O_5 марки «осч» и Nd_2O_3 марки «х.ч». В результате экспериментального подбора режимы синтеза составили $T_1=950^\circ C$, $T_2=970^\circ C$, $\tau=5$ ч. Механоактивацию синтезированных продуктов осуществляли в шаровой планетарной мельнице АГО-2, время активации составило 10, 15 и 20 мин.

Температура спекания ($T_{сп}$) подбиралась экспериментально на серии проб. Для неактивированных составов $T_{сп}$ варьировалась от 1220 до 1390 $^\circ C$, при этом экспериментальная плотность ($\rho_{эксп}$) составила $\sim 6,0$ г/см³ ($T_{сп}=1260^\circ C$). После активации синтезированных составов, максимальная $\rho_{эксп}$ наблюдается у керамик со временем активации состава 20 мин ($T_{сп}=1260^\circ C$). Данное время было выбрано для дальнейших исследований. При изменении $T_{сп}$ образцов с выбранным временем активации было установлено, что с увеличением температуры $\rho_{эксп}$ уменьшается ($\sim 5\%$ $\rho_{эксп}$ на каждые 20 $^\circ C$).

Гранулометрический анализ материала показал, что в неактивированных составах (рис. 1а) размер частиц изменяется в широких пределах, что обуславливает невоспроизводимость свойств материала. При активировании в течение 20 минут (рис. 1б) в материале наблюдается сужение области среднего размера частиц, то есть фактически формируется монозёрная структура. Именно это, во многом, обуславливает улучшение

ние эксплуатационных параметров ЦТС-21. По результатам гранулометрического анализа материала было установлено, что в процессе технологического «передела» средний размер частиц экспоненциально уменьшается. Минимальное значение наблюдается при 20 минутной активации (рис. 2).

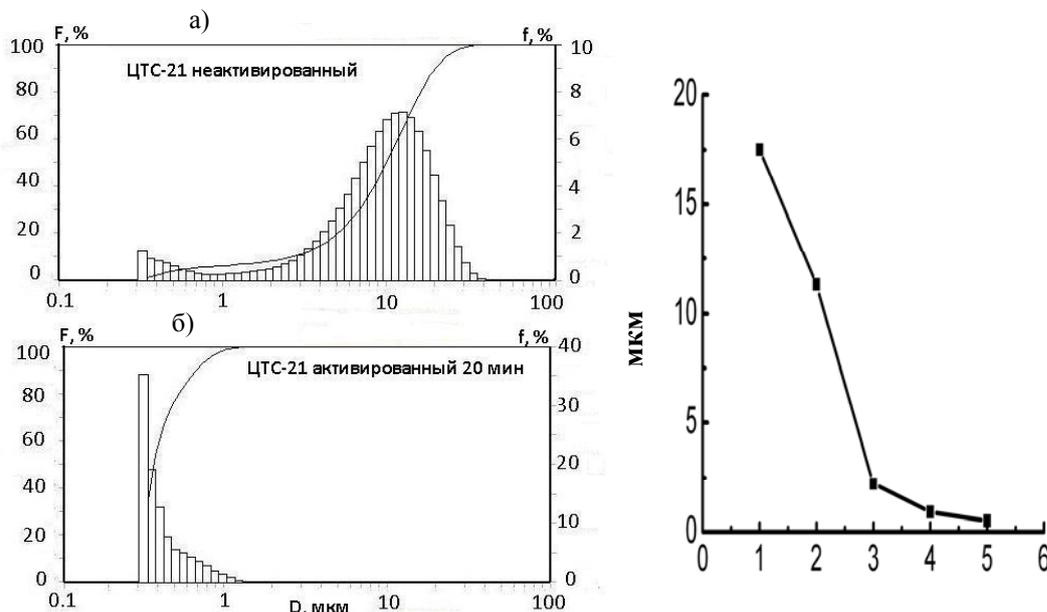


Рис.1. Интегральные функции распределения $F(D)$ и плотности распределения $f(D)$ частиц по размеру: а) без активации; б) с активацией

Рис. 2. Средний размер частиц на каждой стадии технологического процесса: 1 — первый синтез, 2 — второй синтез, 3 — активация в течение 10 мин, 4 — активация в течение 15 мин, 5 — активация в течение 20 мин

Работа выполнена на оборудовании Центра коллективного пользования «Электромагнитные, электромеханические и тепловые свойства твердых тел» НИИ физики Южного федерального университета. Работа выполнена при финансовой поддержке МОН РФ: базовая и проектная части гос. задания (тема № 1927, Задание № 3.1246.2014/К, проект № 213.01-2014/012-ВГ).

Выражаем благодарность н.с. Шилкиной Л.А. за проведение рентгенографического эксперимента, к.ф.-м.н. Вербенко И.А. за научное руководство работой.

Литература

1. Данцигер А.Я., Разумовская О.Н., Резниченко Л.А. и др. Высокоэффективные пьезокерамические материалы. Справочник. Ростов-на-Дону. 1994. – 14 с.

МЕССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ БАКТЕРИАЛЬНОГО ВОССТАНОВЛЕНИЯ АТОМОВ ЖЕЛЕЗА В СТРУКТУРЕ МАГНЕТИТА

Антонова А.В.

*МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
e-mail: angelina.antonova@gmail.com*

Диссимиляторные железовосстанавливающие бактерии способны получать энергию, восстанавливая различные соединения трехвалентного железа (в частности нерастворимые минералы), используя и органические, и неорганические субстраты роста. Настоящая работа посвящена исследованиям бактериального восстановления атомов железа в структурах синтетического и природного магнетита при различных условиях.

Магнетит – часто встречающийся в горных породах оксид железа. Он также является важным внеклеточным магнитным минералом биологического происхождения. Наноча-

стицы магнетита обладают такими свойствами как биосовместимость, низкая токсичность, химическая стабильность, что обеспечивает возможность их применения в лечении гипертермии, целевой доставке лекарств, и как контрастное вещество для магнито-резонансной томографии. Использование таких частиц для направленной доставки лекарств обеспечивает транспортировку точного количества препарата до конкретной пораженной ткани, не затрагивая здоровые ткани. Таким образом, уменьшается возможность побочных эффектов и передозировок. В настоящее время область применения данных магнитных наноматериалов расширена от биомедицины до магнито-электроники.

Для проведения исследований был синтезирован магнетит, и затем добавлен в среду бактериального роста алкалофильной диссимиляторной бактерии *Geoalkalibacter ferrihydriticus* (штамм Z-0531). Данная бактерия способна восстанавливать аморфный гидроксид Fe(III), антрахинон-2,6-дисульфонат (синтетический аналог гуминовых кислот), Mn(VI) и S0, окисляя ацетат [1]. В ряде экспериментов в среду роста культуры, содержащую синтетический магнетит, добавлялась сера. Кроме того, проводились исследования роста бактерии в присутствии природного магнетита. Мессбауэровские спектры были получены при комнатной температуре и при $T = 81$ K, а также во внешнем магнитном поле $B = 1.03$ Тл, приложенном перпендикулярно направлению пролета γ -квантов. Обработка спектров проводилась в рамках модельной расшифровки парциальных спектров с использованием программы SpectrRelax [2]. Для обработки полученных спектров была использована модель, состоящая из трех зеемановских секстетов в модели многоуровневой суперпарамагнитной релаксации и двух квадрупольных дублетов. Секстеты относятся к трем различным позициям атомов железа в структуре магнетита: два из них — атомам Fe³⁺ в тетраэдрическом и октаэдрическом кислородных окружениях соответственно, третий — атомам Fe^{2,5+} в октаэдрическом окружении. Квадрупольные дублеты относятся к двух- и трехвалентным атомам железа в структурах сидерита и гидроксида железа соответственно.

Исследования роста бактерии в присутствии синтетического магнетита показали, что наблюдается восстановление атомов Fe³⁺ с образованием новой фазы, содержащей атомы Fe²⁺ (сидерита), в первых пересевах культуры с ферригидрита. В последующих пересевах способность к восстановлению бактерии угасает (Рис.1). В процессе роста бактерии в присутствии синтетического магнетита и серы в среде образование сульфидов железа не было обнаружено.

Для изучения роста бактерии в присутствии природного магнетита были проведены исследования влияния среды роста бактерии на магнетит в отсутствие самой бактерии. Было выявлено, что среда не влияет на изменение структуры минерала магнетита. При росте бактерии в присутствии природного магнетита происходило восстановление атомов Fe³⁺ в структуре магнетита с образованием новых фаз, содержащих атомы как Fe²⁺, так и Fe³⁺.

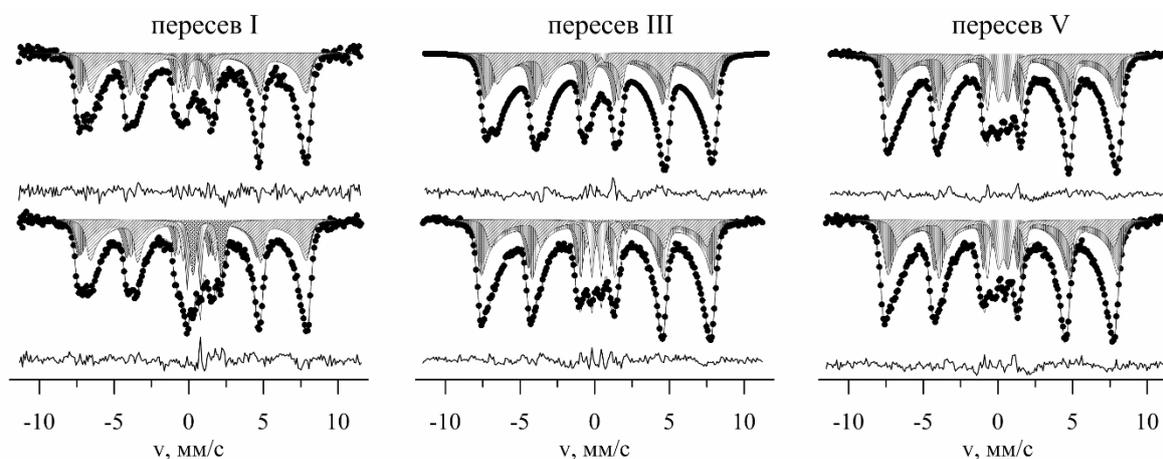


Рис. 1. Мессбауэровские спектры образцов, полученных после взаимодействия магнетита со средой роста бактерии (верхняя строка) и образцов, полученных в результате роста бактерии в среде в присутствии синтетического магнетита и в отсутствие ацетата (нижняя строка)

Литература

1. Zavarzina D. G., Kolganova T. V., Boulygina E. S., Kostrikina N.A., Tourova T. P., Zhilina T. N. Geoalkalibacter ferrihydriticus gen. nov. sp. nov., the first alkaliphilic representative of the family Geobacteracea, isolated from a soda lake // Microbiology, (2006), v.75, №. 6, pp 673-682
2. M.E. Matsnev and V.S.Rusakov. SpectrRelax: An Application for Mössbauer Spectra Modeling and Fitting // AIP Conference Proceedings, (2012), v.1489, pp 178-185

АТОМИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СУПЕРИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ В СТРУКТУРАХ ТИПА ФЛЮОРИТ UO_2 , UN_2 , TiH_2

Корнева М.А.

*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия
Московский физико-технический институт (государственный университет), Долго-
прудный, Россия
E-mail: marijakorneva@yandex.ru*

Известно, что в структурах типа флюорит может наблюдаться суперионный переход при температурах, близких к температурам плавления. С 1990г был проведен ряд экспериментальных и вычислительных работ, которые подтвердили наличие этого перехода в некоторых флюоритах. Характерной чертой данного перехода является резкий скачок теплоемкости и электрической проводимости.

Существует ряд проблем, возникающих при построении теории суперионных переходов. До сих пор остаются открытыми следующие вопросы: является ли суперионный переход фазовым переходом, к какому типу фазовых переходов относится данный переход и каковы необходимые условия существования данного перехода.

В данной работе представлены результаты атомистического моделирования суперионного перехода и плавления в стехиометрических UN_2 , UO_2 и TiH_2 . Для динитрида урана суперионный переход возможен только в метастабильном состоянии, а в диоксиде урана и дигидриде титана – в равновесных состояниях. Для последних двух соединений были получены температурные зависимости концентраций дефектов в кислородной и водородной подрешетках соответственно, а так же скачки теплоемкостей и коэффициента теплового расширения при суперионном переходе. Были получены РТ-диаграммы для всех трех соединений. Было показано, что суперионный переход в стабильной области может быть описан соотношением Эренфеста. Изучена возможность описания суперионного перехода в рамках теории фазовых переходов второго рода. Рассмотрены необходимые условия существования суперионного перехода.

ВЛИЯНИЕ ПАВ НА СВОЙСТВА КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CDS ПРИ МИКРОВОЛНОВОМ СИНТЕЗЕ

Шагинян А.Л.

*Южный федеральный университет,
МИЦ «Интеллектуальные материалы», Ростов-на-Дону, Россия
E-mail: annnuta008@yandex.ru*

Квантовые точки (КТ) – это полупроводниковые наночастицы размерности нуль, т.е. ведущие себя как отдельные атомы. Они обладают уникальными оптическими свойствами, и находят применение в качестве элементов дисплеев нового типа, солнечных батарей и светодиодов. Не менее увлекательно их применение в качестве люминесцентных маркеров в биологии и медицине для диагностики раковых опухолей. Для адресной доставки КТ в пораженные клетки используют сопряженные вещества – био-

логические молекулы и их фрагменты. Стабилизация и функционализация КТ достигается их покрытием поверхностно-активными веществами (ПАВ)[1].

В представленной работе мы синтезировали CdS КТ, покрытые двумя разными поверхностно-активными веществами, и исследовали их морфологические и оптические свойства. КТ были получены методом микроволнового нагрева реакционной смеси, позволяющем безопасно проводить синтез при большей температуре и скорости реакции, чем в случае обыкновенного гидротермального синтеза. В качестве ПАВ брались диоктил натрий сульфосукцинат (DS) и бипиридин (BP) в разных количествах для выявления возможного их влияния на свойства полученных CdS КТ.

Образцы синтезированных CdS КТ были охарактеризованы комплексом структурных и спектроскопических методов. Рентгенограммы порошковой дифракции позволили идентифицировать кристаллическую фазу и оценить размеры кристаллитов (по формуле Шеррера). Спектры в инфракрасном диапазоне[2] подтвердили наличие ПАВ в образцах, а ширина запрещенной зоны КТ была рассчитана по спектрам оптического поглощения. Метод рентгено-флуоресцентного анализа был использован для оценки процентного вклада элементов в полученные композиции. Изображения просвечивающего электронного микроскопа дали возможность выявить тенденции в размерах частиц и степени агломерации в зависимости от количества ПАВ. Также были измерены спектры флуоресценции полученных образцов.

По проведенным исследованиям были предложены возможные механизмы образования частиц и влияния ПАВ на их протекание. Обнаружено, что использование DS приводит к появлению преимущественно одиночных частиц, в то время как введение BP способствует агломерации. Отметим, что BP способен образовывать замкнутые циклические структуры с атомами кадмия, что может приводить к формированию в образцах с этим ПАВ объемных структур, не содержащих КТ. Полученные КТ имеют хороший потенциал для использования в биологии и медицине в качестве маркеров[3].

Работа выполнена при поддержке грантом Минобрнауки «Компьютерный нанодизайн, синтез и диагностика квантовых наноструктур», проектная часть госзадания No. 16.148.2014/К.

Литература

1. Васильев, Р.Б. Квантовые точки: синтез, свойства, применение/ Р.Б. Васильев, Д.Н. Дишин. - М: ФНМ МГУ, 2007.
2. Bel Haj Mohamed N., Haouari M., Zaaboub Z., Hassen F., Maaref H., Ben Ouada H. // J. Phys. Chem. Sol. 2014. V.75. P.936–944.
3. Santos J. C. C., Mansur A. A. P., Mansur H. S. // Molecules 2013. V.18, P.6550-6572.

ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ТОНКИХ ПЛЕНОК ПОИАНИЛИНА С НАНОЧАСТИЦАМИ КРЕМНИЯ

Ганеев А. Ш.¹, Малов В.В.², Мацукатова А. Н.¹

¹МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

²Институт физической химии и электрохимии им. А.Н.Фрумкина РАН, Москва, Россия
E-mail: azamat.ganeev@gmail.com

Перспективным направлением солнечной энергетики является создание солнечных элементов для наземного применения на основе полимеров. В последнее время появляются работы, в которых предлагается повысить эффективность чисто органических солнечных элементов с помощью добавления туда неорганических полупроводниковых наночастиц, в частности наночастиц кремния [1-3]. Однако таких работ относительно немного, а механизмы, определяющие свойства нанокompозитного материала на основе полимера с кремниевыми наночастицами, однозначно не установлены. Поэтому исследование таких систем представляют несомненный интерес.

В работе исследовались смеси полимера полианилина (ПАНИ) с кремниевыми наночастицами как p-, так и n-типа проводимости. Кремниевые наночастицы (НЧ) фор-

мировались стандартным методом электрохимического травления пластин монокристаллического кремния в растворе плавиковой кислоты. Полученные наночастицы помещались в растворитель и предварительно обрабатывались в ультразвуковой ванне в течение 20 минут. Далее добавлялся раствор полианилина, и полученную смесь затем ещё раз 20 минут обрабатывали ультразвуком для однородного распределения наночастиц в полимере. Образцы изготавливались методом полива на стеклянную подложку с нанесённым ИТО, служившей одним из электрических контактов. Второй электрод из алюминия напылялся на образовавшуюся на ИТО пленку ПАНИ.

Было обнаружено, что введение в ПАНИ наночастиц кремния размером ~ 7 нм приводит к изменению спектральных характеристик поглощения. При добавлении в пленку нанокompозита НЧ кремния в количестве 7,5% (масс.) наблюдается bathochromное смещение максимума спектра (около 22 нм), который далее не изменяет своего положения при увеличении содержания НЧ вплоть до 30%. При введении НЧ в количестве 60 % наблюдается дальнейшее смещение спектра в красную область (на 39 нм по сравнению со спектром собственно ПАНИ). При введении аналогичных количеств НЧ кремния ~ 30 нм не наблюдается значительного смещения спектров. Однако поглощение растёт с увеличением концентрации наночастиц. Данный факт может быть использован для повышения эффективности солнечных элементов.

Электропроводность нанокompозитов ПАНИ с наночастицами кремния практически не зависит от концентрации кремниевых наночастиц и остается порядка проводимости ПАНИ, не содержащего наночастиц.

Литература

1. Roland Dietmueller, Andre R. Stegner, Robert Lechner, Sabrina Niesar, Rui N. Pereira, Martin S. Brandt, André Ebbers, Martin Trocha, Hartmut Wiggers, and Martin Stutzmann: Light-induced charge transfer in hybrid composites of organic semiconductors and silicon nanocrystals // Published by the AIP Publishing. 2009.
2. Sabrina Niesar, Roland Dietmueller, Helmut Nesselwetter, Hartmut Wiggers and Martin Stutzmann: Silicon/organic semiconductor heterojunctions for solar cells // Published online. 25 November 2009.
3. Vladimir Svrcek: Hybrid Optoelectronic and Photovoltaic Materials based on Silicon Nanocrystals and Conjugated Polymers // Published online. 19 April 2011.

РАСЧЕТ МЕТОДОМ АТОМИСТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ФАЗОВОЙ ДИАГРАММЫ ЦИРКОНИЯ

Гордеев И.С.

МФТИ, Москва, Россия

E-mail: gordeevilu@gmail.com

Цирконий и его сплавы являются одними из главных конструкционных материалов в энергетике. Тем не менее фазовая диаграмма циркония остается не полностью изучена. В данной работе представлены результаты по расчету методом молекулярной динамики фазовой диаграммы циркония в широком интервале давлений и температур. Методом прямого двухфазного моделирования рассчитана кривая плавления вплоть до давления в 20 ГПа. Суть метода заключается в создании в расчетной ячейке двух сосуществующих фаз: расплава и ОЦК-фазы при фиксированном давлении и температуре.

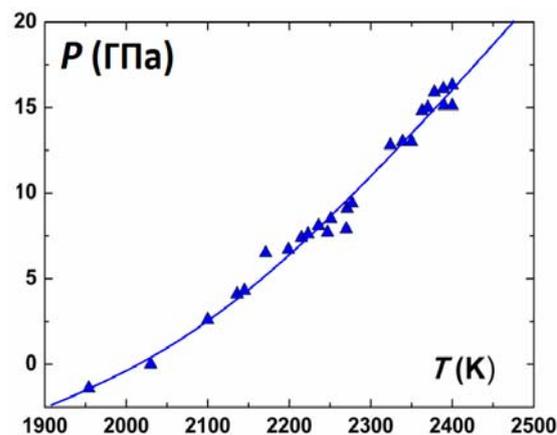


Рис. 1. Рассчитанная кривая плавления

По движении фазовой границе делается вывод о стабильности той или другой фазы. Также в работе представлены результаты по расчету области стабильности ГПУ и ОЦК фаз с учетом их перехода в ω -фазу. В работе проводится сравнение полученных результатов с имеющимися экспериментальными данными.

ОСОБЕННОСТИ АТОМНОГО И ЭЛЕКТРОННОГО СТРОЕНИЯ МНОГОСЛОЙНОЙ НАНОСТРУКТУРЫ $[(\text{CoFeB})_{60}\text{C}_{40}/\text{SiO}_2]_{200}$

Буйлов Н.С., Домашевская Э.П.

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

E-mail: nik-bujlov@yandex.ru

Многослойные структуры (МНС), представляющие собой чередование металлосодержащих (Me) слоев с диэлектрическими прослойками (Д) толщиной в несколько нанометров вызывают интерес благодаря ряду таких свойств, как гигантское магнитосопротивление (ГМС), аномальный эффект Холла и других. Совокупность этих свойств делает многослойные наноструктуры чрезвычайно привлекательными материалами для применения их в микроэлектронике и спинтронике.

Исследуемая многослойная наноструктура (МНС) $[(\text{CoFeB})_{60}\text{C}_{40}/\text{SiO}_2]_{200}$ была получена ионно-лучевым распылением двух мишеней на вращающуюся ситалловую подложку по методике [1]. Одна мишень представляла собой металлическую пластину сплава $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ с расположенными на ней вставками из графита таким образом, чтобы предполагаемый атомный состав нанокompозита $(\text{CoFeB})_{60}\text{C}_{40}$ содержал 40 ат.% атомов углерода С. Вторая мишень представляла собой пластину кварца SiO_2 . Ввиду наличия градиента толщины бислоев (Me+Д) от центра ситалловой подложки к ее краю, пластинка с МНС была поделена на 3 части размером 15*15 мм. Полученные образцы были пронумерованы в сторону утолщения бислоев, №1, 2, 3 соответственно.

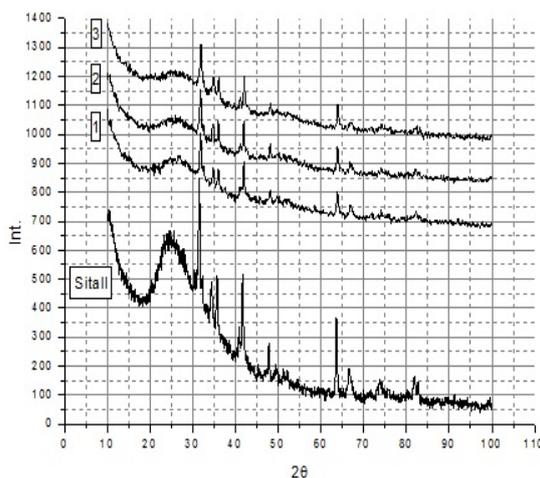


Рис. 1. Дифрактограммы образцов № 1,2,3 $[(\text{CoFeB})_{60}\text{C}_{40}/\text{SiO}_2]_{200}$.

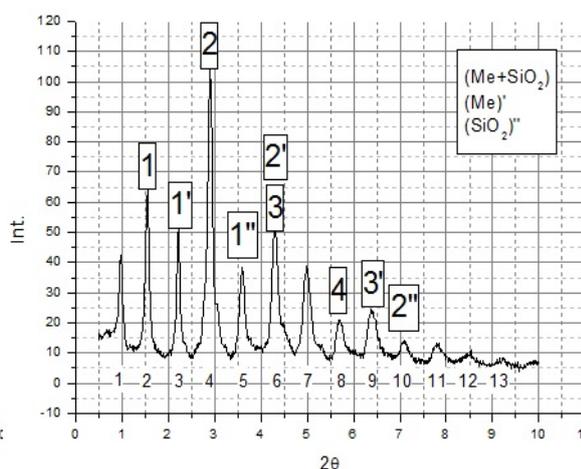


Рис. 2. Малоугловая дифракция МНС $[(\text{CoFeB})_{60}\text{C}_{40}/\text{SiO}_2]_{200}$.

На обзорных дифрактограммах (Рис.1) исследуемых образцов все линии принадлежат ситаллу, за исключением дополнительного слабого гало от МНС в диапазоне углов $2\Theta=45-60^\circ$, интенсивность которого немного возрастает с увеличением толщины слоев МНС. Появление этого гало свидетельствует об аморфном состоянии всех компонент исследуемой МНС.

Для определения толщин слоев МНС, содержащих Me слои толщиной d_1 , чередующиеся с диэлектрическими SiO_2 прослойками d_2 , была использована малоугловая

дифракция на дифрактометре ARL X'TRA с медным Cu K α -излучением в геометрии параллельного пучка в режиме Θ - Θ . Дифрактограмма исследуемого образца МНС [(CoFeV)₆₀C₄₀/SiO₂]₂₀₀, близкого по толщине слоев к образцу №3, полученная в интервале углов 1-10° (2 Θ), приведена на Рис.2, на котором внизу цифрами обозначены номера последовательных дифракционных отражений от периодической МНС. Расчет максимумов дифракционных отражений от МНС производился в соответствии с формулой Вульфа–Бреггов $2d \cdot \sin\Theta = n \cdot \lambda$. n соответствует порядку отражения и на Рис. 2: цифрами над максимумами линий указаны отражения от бислоев, цифрами с одним штрихом над максимумами линий указаны отражения от границ Ме слоев d₁, цифрами с двумя штрихами над максимумами линий указаны отражения от границ Д прослоек d₂. Результаты расчетов показали, что дифрактограмма МНС на малых углах содержит 4 порядка отражений от бислоев толщиной около 6 нм (линии с номерами 2,4,6,8); 4 порядка отражения от границ металлосодержащих Ме слоев (CoFeV)₆₀C₄₀ толщиной d₁ около 4 нм (линии с номерами 3,6,9,12) и 2 порядка отражений от границ диэлектрических SiO₂ слоев толщиной d₂ около 2 нм (линии с номерами 5,10). Полная толщина МНС из 200 бислоев составляет 1200 нм.

Далее для определения фазового состава аморфных диэлектрических прослоек из оксида кремния мы использовали неразрушающий метод ультрамягкой рентгеновской эмиссионной спектроскопии (УМРЭС) путем регистрации Si L_{2,3}-спектров кремния, отражающих распределение плотности занятых (s+d) -состояний в валентной зоне, при варьировании ускоряющего напряжения на рентгеновской трубке спектрометра РСМ-500 от 1 кВ до 6 кВ. (Рис.3). При анализе спектров были использованы алгоритм и разработанная нами математическая методика анализа сложной формы рентгеновского эмиссионного спектра валентной полосы образца путем сравнения моделированного спектра из нескольких эталонных спектров кремния Si L_{2,3} от известных фаз эталонных образцов с экспериментальным [2].

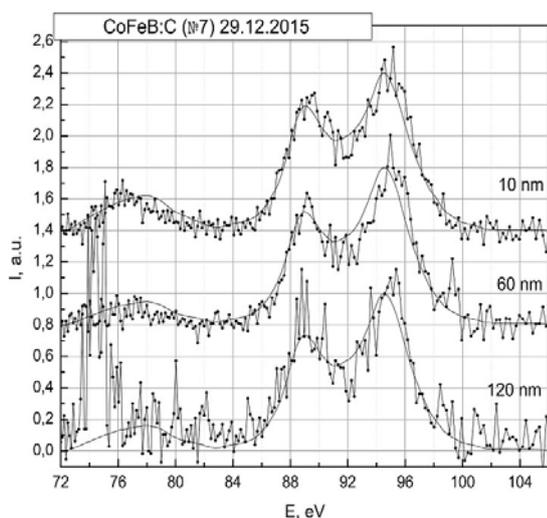


Таблица 1. Результаты исследования методом УМРЭС

Глубина анализа	SiO _{1,3}	SiO ₂	Погрешность
10 нм (1 кВ)	70%	30%	20%
60 нм (3 кВ)	50%	50%	30%
120 нм (6 кВ)	70%	30%	30%

Рис.3. Si L_{2,3}-спектры кремния от МНС, зарегистрированная при различных напряжениях на рентгеновской трубке спектрометра: 1кВ (10 нм), 3кВ (60 нм) и 6 кВ (120 нм)

Результаты исследования методом УМРЭС (Таблица 1) указывают на существенное отклонение стехиометрического состава диэлектрических прослоек МНС от стехиометрии распыляемого кварца в сторону уменьшения кислорода с образованием субоксида SiO_{1,3}.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания ВУЗам в сфере научной деятельности на 2014-2016 годы. Проект № 757. Задание № 3.1868.2014/К

Литература

1. О.В.Стогней, Ю.Е.Калинин, А.В.Ситников. ФММ 91, 21 (2006).
2. Мануковский Э. Ю. Электронная структура, состав и фотолюминесценция пористого кремния: Дис. Канд. физ.-мат. наук. 01.04.10. Воронеж.ВГУ, 2000. 129 с.

МЁССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ БИОГЕННОГО ВОССТАНОВЛЕНИЯ АТОМОВ ЖЕЛЕЗА В СТРУКТУРЕ ПРИРОДНОГО ГЛАУКОНИТА

Пчелина Д.И.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
e-mail: di.pchelina@physics.msu.ru

Важность биохимического восстановления железа в анаэробных пресноводных и морских системах обусловлена тем, что восстановление атомов Fe^{3+} функционирует как завершающая ступень в анаэробной деградации материи. Процессы восстановления атомов железа бактериями используются для получения энергии и синтеза АТФ, а при определённых условиях сопровождаются образованием минеральных фаз [1].

В работе методами мёссбауэровской спектроскопии был исследован процесс бактериального преобразования структуры глауконита в процессе роста и жизнедеятельности диссимильаторной железовосстанавливающей бактерией *Carboxydocella thermauto-trophica*. Представители рода *Carboxydocella* – строгие анаэробы и термофилы. Все виды *Carboxydocella* хемолитотрофно растут на 100% СО в газовой фазе, образуя CO_2 и водород. Образцы для исследования были получены в процессе роста бактерии *Carboxydocella thermautotrophica*, выделенной из керна породы на Восточном термальном поле кальдеры вулкана Узон на Камчатке. Рост бактерии отслеживался путем прямого счета клеток. В среду роста бактерии добавлялся природный минерал – глауконит. Время культивации варьировалось от 5,5 до 960 часов.

Мёссбауэровские исследования проводились при комнатной температуре с использованием источника ^{57}Co в матрице Rh на спектрометре MC1101Э, работающем в режиме постоянных ускорений. Обработка спектров проводилась в рамках модельной расшифровки парциальных спектров с использованием программы SpectrRelax [2]. Мёссбауэровские спектры исходного образца и образца, полученного в результате роста бактерии в течение 960 часов, представлены на рис.1. Для обработки мёссбауэровских спектров использовалась модель, представляющая собой суперпозицию четырёх квадрупольных дублетов, три из которых соответствовали позициям двух и трёхвалентным атомам железа в структуре глауконита, а четвёртый дублет – позициям атомов Fe^{2+} в структуре сидерита. Проведенные исследования показали, что в процессе роста бактерии можно выделить два этапа. На первом этапе практически не происходит изменений относительных интенсивностей всех парциальных спектров в пределах погрешностей измерений. При этом замечен активный рост бактерии, в течение которого наблюдалось окисление СО и выделение H_2 . Преобразование глауконита происходит на втором этапе роста бактерии после полного исчерпания СО. Начиная со времени культивации 78 часов, наблюдается образование новой фазы, являющейся сидеритом FeCO_3 . При этом с увеличением времени культивации бактерии относительное содержание квадрупольного дублета, соответствующего двухвалентным атомам железа в структуре сидерита возрастает. Кроме того, наблюдается возрастание относительного содержания двухвалентных атомов железа и уменьшение относительного содержания трехвалентных атомов железа в структуре самого глауконита

Таким образом, анализ полученных мёссбауэровских спектров показал, что в результате роста бактерии *Carboxydocella thermautotrophica* наблюдается восстановление атомов железа в структуре глауконита. При этом формируется новая фаза, являющаяся сидеритом FeCO_3 , относительное содержание которой увеличивается с возрастанием времени культивации бактерии. Кроме того, возрастает относительное содержание атомов Fe^{2+} в структуре самого глауконита.

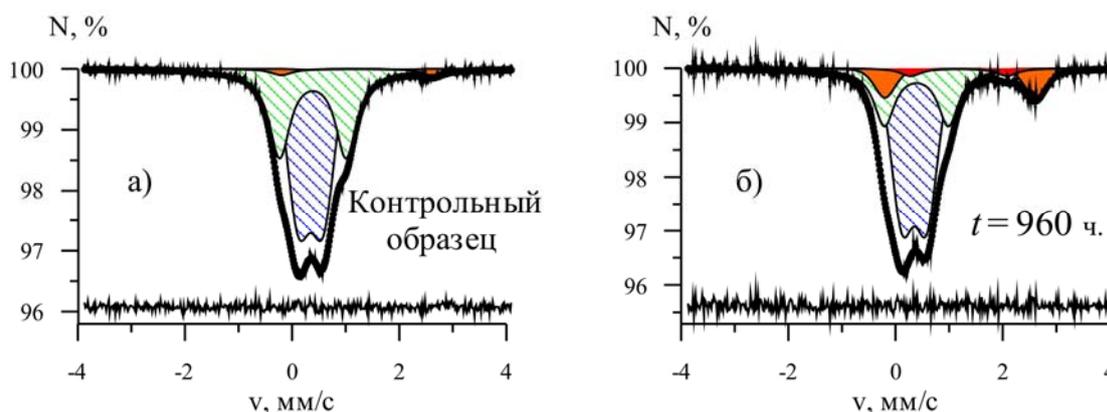


Рис. 1. Мёссбауэровские спектры а) исходного глауконита (контрольный образец) и б) образца, полученного в результате роста бактерии *Carboxydocella therrautotrophica* на глауконите в течение 960 часов

Литература

1. Lovley D.R., Stolz J.F., Nord G.L.Jr., Phillips E.J.P. Anaerobic production of magnetite by a dissimilatory iron-reducing microorganism. *Nature* V. 330, pp. 252-254 (1987).
2. М. Е. Matsnev and V. S. Rusakov, AIP Conf. Proc. 1489, 178 (2012).

МЕТАЛЛО-ИНДУЦИРОВАННАЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ПЛЕНОК a-Si:H, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ «ГОРЯЧЕЙ ПРОВОЛОКИ»

Попов С.В.¹, Скворцов Н.П.²

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
¹E-mail: gnote1993@gmail.com, ²E-mail: herrnikson@gmail.com

Тонкие пленки микрокристаллического кремния широко используются в последние годы при создании тонкопленочных солнечных батарей и тонкопленочных полевых транзисторов. Одним из методов формирования тонких пленок микрокристаллического кремния является метод металло-индуцированной кристаллизации (МИК) пленок аморфного гидрированного кремния (a-Si:H) [1]. Метод основан на том, что температура кристаллизации пленок аморфного кремния в контакте с металлом меньше, чем в отсутствие этого контакта. При использовании метода МИК используются различные металлы: Ni, Pd и Al. В последние годы наибольшее внимание привлекает к себе Al, поскольку помимо «катализатора» кристаллизации он может проявлять себя в качестве легирующей примеси.

В представленной работе была исследована индуцированная Al кристаллизация пленок a-Si:H, осажденных на кварцевом стекле методом «горячей проволоки». Данный метод позволяет формировать пленки a-Si:H с меньшей концентрацией дефектов в пленке по сравнению с методом плазмохимического осаждения из газовой фазы [2]. Процедура кристаллизации состояла в напылении Al на поверхность пленки a-Si:H, отжига данной структуры при температуре T_a и последующее стравливание слоя Al. В работе, исследовано влияние величины T_a и продолжительности отжига (t) пленок аморфного гидрированного кремния, осажденных на кварцевом стекле и покрытых пленкой из Al, на их электрические, фотоэлектрические и оптические свойства. Данные параметры исследовались после стравливания слоя Al с поверхности пленок и напыления на поверхности пленок контактов.

Толщина кристаллизуемых пленок a-Si:H составляла 180-190 нм. Температура отжига изменялась в пределах 140-280 °С. Время отжига варьировалось от 5 до 720 минут.

При малом времени отжига (5 мин.) для всех использованных $T_a = (140-280 \text{ }^\circ\text{C})$ значения проводимости пленок (σ_d) были близки друг другу, а энергия активации их температурной зависимости в интервале температур 300-430 К составляла 0.8-0.9 эВ, что

характерно для пленок нелегированного a-Si:H. В случае $T_a = 140^\circ\text{C}$ отжиг пленок в течение 12 часов не приводил к существенному изменению их проводимости, что свидетельствует об отсутствии металло-индуцированной кристаллизации пленок при данной температуре. В тоже время в результате отжига пленок в течение 30 минут при $T_a = 200^\circ\text{C}$ и в течение 15 минут при $T_a = 280^\circ\text{C}$ значение их проводимости при комнатной температуре возрастало на 10 порядков, а энергия активации температурной зависимости σ_d уменьшалась до 0.12 эВ.

Наблюдаемое существенное увеличение проводимости связано с металло-индуцированной кристаллизацией пленок при $T_a = 200^\circ\text{C}$ и $T_a = 280^\circ\text{C}$. Это подтверждают проведенные измерения спектров рамановского рассеяния. На спектрах пленок, демонстрирующих большие значения проводимости, помимо максимума при 480 см^{-1} наблюдается максимум при 520 см^{-1} , соответствующий кристаллической фазе кремния, что можно наблюдать на рис.1, где показаны результаты рамановской спектроскопии образцов с $T_a = 140^\circ\text{C}$, 200°C и 280°C . На основе анализа измеренных рамановских спектров нами была определена объемная доля кристаллической фазы в структуре кристаллизованных пленок, которая составляла 32-33% у образцов, отожженных при $T_a = 200^\circ\text{C}$ в течение $t = 30$ минут и при $T_a = 280^\circ\text{C}$ в течение $t = 15$ минут.

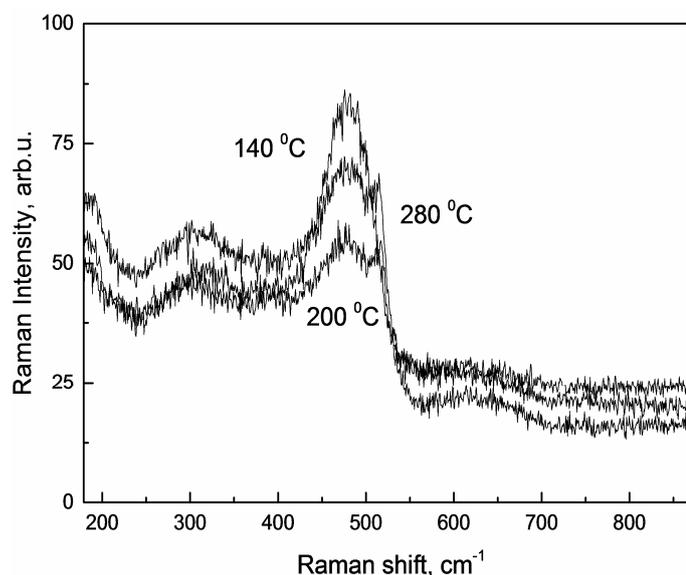


Рис. 1. Рамановские спектры образцов, полученных в результате отжига в течение 30 минут при различных температурах, указанных на рисунке

Малое значение энергии активации температурной зависимости σ_d пленок после их кристаллизации указывает на то, что помимо металло-индуцированной кристаллизации пленок a-Si:H происходит их легирование алюминием. Действительно известно [3], что энергия активации температурной зависимости σ_d нелегированных пленок микрокристаллического кремния составляет 0.4-0.6 эВ. Поэтому значение 0.15 эВ может соответствовать сильно легированной пленке микрокристаллического гидрированного кремния.

Литература

1. Dimova-Malinovska D. // Polycrystalline Si films prepared by Al- and Ni- induced crystallization // Journal of Optoelectronics and Advanced Materials, Vol. 7, No. 1, February 2005, p. 99 – 106.
2. Veen M., Schropp R. // Amorphous silicon deposited by hot-wire CVD for application in dual junction solar cells // Thin Solid Films. 202. Vol. 403–404. P. 135–138.
3. Yoon S.Y., Park S.J., Kim K.H., Jang J. // Metal-induced crystallization of amorphous silicon // Thin Solid Films, vol. 383, pp 34, 2001.

ВЛИЯНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ФОРМЫ ПУСТЫХ И ЗАПОЛНЕННЫХ ПОР НА ПРОЧНОСТЬ ТРЕКОВЫХ МЕМБРАН И КОМПОЗИТОВ ПОЛИМЕР/МЕТАЛЛ НА ИХ ОСНОВЕ

Ковалец Н.П., Абдурашидова Г.С., Бедин С.А., Гумирова В.Н., Разумовская И.В.)
МПГУ, Институт физики, технологии и информационных систем, Москва, Россия
E-mail: gumirova_v@mail.ru

Матричный синтез является одним из перспективных методов получения композитов. Трековые мембраны (ТМ) в качестве матрицы имеют ряд преимуществ, прежде всего одинаковый размер пор в каждой партии образцов и возможность в достаточно широких пределах варьировать этот размер, а также концентрацию пор. Композит наследует геометрическую структуру ТМ, и соответственно его функциональные свойства можно менять за счет типа наполнителя и его концентрации, размеров частиц и их ориентации (система пор может быть направлена по-разному по отношению к поверхности полимерной пленки). В нашей работе использовались ТМ, изготовленные в Лаборатории ядерных реакций (ОИЯИ, Дубна). Поверхностная плотность пор варьировалась от $4 \times 10^4 \text{ см}^{-2}$ до $2 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$. Диаметр пор определялся режимом травления, что позволило менять его от 0,22 до 1,60 мкм. Исследовались образцы с тремя типами ориентации системы цилиндрических пор по отношению к поверхности пленки. Металл (медь или никель) вводился в поры методом гальванического осаждения на специальной установке. Прочность определялась в режиме одноосного растяжения со скоростью 2 мм/мин на растяжной машине Autograph AGS фирмы «Shimadzu».

Ранее в работе [1] было показано, что для ТМ на прочность влияет не столько тривиальное уменьшение рабочего сечения за счет пористости, сколько концентрация напряжения на порах и взаимодействие полей упругих напряжений вокруг пор. При этом важным фактором оказалась эволюция формы пор при растяжении, что сказывалось на коэффициенте концентрации напряжения. Эти же факторы действуют в случае композитов на базе ТМ. Взаимодействие полей упругих напряжений начинает сказываться, когда (в соответствии с теорией) расстояние между соседними порами (заполненными металлом) в среднем превышает пять их диаметров (Рис.1). Уменьшение прочности композита по сравнению с прочностью исходной ТМ можно объяснить другими условиями эволюции поры, заполненной металлом: металл не дает превращаться поре в «безопасную щель». Существенно, что снятие остаточных напряжений в композите после заполнения пор металлом увеличивает его прочность.

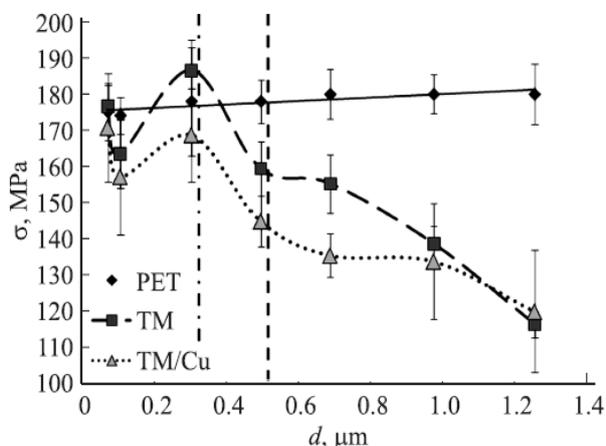


Рис. 1. Зависимость прочности ТМ и композита от диаметра пор при плотности пор $1,2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$. Справа от пунктирной прямой среднее расстояние между порами больше пяти диаметров. Справа от штрихпунктирной прямой среднее наименьшее расстояние между соседними порами меньше пяти диаметров

Литература:

1. В.Н. Гумирова, Г.С. Абдурашидова, С.А. Бедин, Н.П. Забалуева, М.А. Кувайцева, И.В. Разумовская, *Физика твердого тела*, 2015, том 57, 328-331.

ИЗУЧЕНИЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА, ВЫЗВАННОГО ПОВЫШЕНИЕМ ДАВЛЕНИЯ
В НИТРИДЕ УРАНА МЕТОДОМ АТОМИСТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Цепляев В.И.

*МФТИ, Долгопрудный, Россия;
Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия
vazykic@mail.ru*

Нитрид урана (UN) является перспективным топливом для атомных реакторов четвертого поколения. UN обладает большой температурой плавления и теплопроводностью, что открывает новые возможности перед конструкторами атомных реакторов. Однако на данный момент нитрид урана остается наименее изученным из перспективных ядерных топлив. В то же время метод атомистического моделирования является мощным инструментом исследования и способен дать необходимую информацию о физических свойствах вещества.

В данной работе при помощи атомистического моделирования исследуется фазовый переход из кубической фазы низкого давления в ромбоэдрическую фазу высокого давления. Для определения наиболее устойчивой структуры были использованы термодинамическое и механическое условия равновесия системы. По результатам работы были сделаны оценки энтальпии различных структур, по которым установлено, что при низких температурах фазовый переход происходит при давлении около 29 ГПа, что хорошо согласуется с экспериментальным значением [1,2]. Так же получена фазовая диаграмма конденсированного UN в широком диапазоне температур и давлений. Результаты расчетов сравниваются с доступными экспериментальными [1-2] и теоретическими [3-4] данными.

Автор выражает благодарность Старикову С.В. за полезные обсуждения.

Литература

1. T. Le Bihan, et al. New investigation of pressure-induced rhombohedral distortion of uranium nitride // *Journal of Alloys and Compounds*. 2003. V. 358. P. 120–125.
2. J. S. Olsen, et al. A New High- Pressure Phase of Uranium Nitride Studied By X-Ray Diffraction and Synchrotron Radiation // *Journal of Applied Crystallography*. 1985. V. 18. P. 37-41.
3. Z.-G. Mei, M. Stan. Pressure-induced phase transitions in UN: A density functional theory study // *Journal of Alloys and Compounds*. 2014. V. 588. P. 648–653.
4. P. Modak, A. K. Verma. First-principles investigation of electronic, vibrational, elastic, and structural properties of ThN and UN up to 100 GPa // *Physical Review B*. 2011. V. 84. 024108.

ГИДРОТЕРМАЛЬНЫЙ СИНТЕЗ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ MoS₂
НА ПОВЕРХНОСТИ УГЛЕРОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ.

Кузнецова И.В.

*Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,
Институт неорганической химии СО РАН, Новосибирск, Россия.
Kirina92@rambler.ru*

Наноматериалы могут применяться при решении таких проблем как преобразование солнечной энергии, катализ, медицина, очистка воды, а также для создания новых нано-девайсов. Композиты на основе углерода обладают хорошей проводимостью и

могут использоваться в новом поколении гибкой электроники, такой как сворачивающиеся дисплеи, портативная электроника и другие мобильные устройства.

В связи с хорошей проводимостью углеродных материалов (С) и достаточно большими полостями в слоистой структуре полупроводникового MoS_2 для интеркаляции-деинтеркаляции лития гибридный материал MoS_2/C является перспективным компози-том для использования его в качестве анода в литий-ионных батареях. Также данные наноконкомпозиты MoS_2 и углеродных наноматериалов могут использоваться как электродный материал суперконденсаторов.

В настоящей работе производилось осаждение наночастиц MoS_2 гидротермальным методом на углеродные материалы такие, как дырявый графит, массивы углеродных нанотрубок и терморасширенный графит, и на те же углеродные материалы, обработанные в потоке водорода. В качестве исходных реагентов брали водные растворы тиомочевины и молибдата аммония.

Состав и структура образцов были исследованы с помощью сканирующей электронной микроскопии и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, и спектроскопии комбинационного рассеяния света.

Композитные материалы были протестированы как электродный материал для суперконденсаторов и анодов литий-ионных батарей. Были отработаны методики изготовления электродов и сбора ячеек.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОКСИДОВ ИНДИЯ И ЦИНКА

Фантина¹ Н.П., Ильин¹ А.С., Иким² М.И.

¹ МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

² Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН

E-mail: fannastya@mail.ru

Пленки нанокристаллических оксидов металлов являются перспективными материалами, которые имеют широкое применение в разных областях науки и техники [1-3]. Свойства этих материалов сильно зависят от структуры и методов приготовления. Например, характер температурных зависимостей проводимости пленок нанокристаллических оксидов индия (In_2O_3) и цинка (ZnO) в значительной мере определяется условиями, при которых они были синтезированы, а также интервалом температур, в котором проводятся измерения. В частности, температурные зависимости проводимости пленок на основе оксида цинка в зависимости от метода получения, структуры и диапазона температур могут быть активационными с одной энергией активации [4], или иметь два участка с разными энергиями активации [5], или даже проводимость может уменьшаться с ростом температуры в некотором интервале температур [5, 6]. Также много усилий ученых направлено на исследование фотопроводимости пленок наноструктурированных оксидов металлов, в которых наблюдается долговременный спад фотопроводимости, продолжающийся в течение нескольких суток [4, 6]. Однако однозначного объяснения механизмов, определяющих температурную зависимость проводимости и релаксацию фотопроводимости пленок нанокристаллических оксидов металлов на данный момент не предложено. В данной работе были изучены электрические и фотоэлектрические характеристики пленок нанокристаллических оксидов индия и цинка с целью установления общих закономерностей переноса и рекомбинации носителей заряда в нанокристаллических оксидах металлов.

Наноструктурированные пленки оксидов индия и цинка были приготовлены из концентрированных водных суспензий, нанесенных на поверхность кварцевого стекла

и высушенных в определенном режиме. Для измерений на пленки были нанесены золотые контакты с помощью термического напыления.

Было установлено, что проводимость пленок In_2O_3 намного выше, чем проводимость ZnO . На температурных зависимостях проводимости пленок нанокристаллических ZnO и In_2O_3 , измеренных в диапазоне от 20 °С до 180 °С, можно выделить два активационных участка, причем для обоих оксидов при температурах выше 100 °С энергия активации больше, чем при температурах ниже 100 °С. Для объяснения полученных экспериментальных данных была предложена модель двух эффективных донорных уровней в запрещенной зоне оксидов. Согласно предложенной модели, меньшая энергия активации при низких температурах объясняется ионизацией мелкого донорного уровня, тогда как при высоких температурах увеличение энергии происходит за счет ионизации глубокого донорного уровня.

Наличие двух уровней, определяющих проводимости исследованных нанокристаллических оксидов индия и цинка, позволяет интерпретировать и наблюдаемую в них медленную релаксацию фотопроводимости. Спад фотопроводимости в исследованных образцах может быть описан суммой двух экспонент. Аппроксимация позволяет выделить медленную и быструю части спада, причем быстрый спад объясняется рекомбинацией неравновесных носителей заряда через более глубокий уровень, а медленный – рекомбинацией через более мелкий уровень.

Литература

1. А.С. Ильин, Н.П. Фантина, М.Н. Мартышов, П.А. Форш, А.С. Воронцов, М.Н. Румянцева, А.М. Гаськов, П.К. Кашкаров. Влияние напряжения на чувствительность нанокристаллического оксида индия к диоксиду азота в условиях ультрафиолетовой подсветки // Письма в ЖТФ. 2015, том 41, вып. 5, с. 97-102.
2. O. Lupan, V.V. Ursaki, G. Chai, L. Chow, G.A. Emelchenko, I.M. Tiginyanu, A.N. Gruzintsev, A.N. Redkin. Selective hydrogen gas nanosensor using individual ZnO nanowire with fast response at room temperature // Sensors Actuators B: Chem. 2010, 144 (1), 56.
3. L. Li, T. Zhai, Y. Bando, D. Golberg. Recent progress of one-dimensional ZnO nanostructured solar cells // Nano Energy. 2012, 1, 91.
4. S.A. Studenikin, N. Golego, and M. Cocivera. Carrier mobility and density contributions to photoconductivity transient polycrystalline ZnO films // J. Appl. Phys. 2000, Vol. 87, No. 5, 2413-2421.
5. Н.А. Воробьева, М.Н. Румянцева, П.А. Форш, А.М. Гаськов. Проводимость нанокристаллического $\text{ZnO}(\text{Ga})$ // Физика и техника полупроводников. 2013, том 47, вып. 5, с.637–641.
6. S.E. Burreuel-Ibarra, C.Cruz-Vazquez, R.Bernal, R.Aceves, V.R.Orante-Barron, H.Grijalva-Monteverde, T.M.PitersandV.M. Castano.Study on the Conductance and Photo-Conductance of ZnO Thin Films at Different Temperatures in Air and N2-Atmosphere. Journal of electronic materials. 2016, Vol. 45, No. 1, p. 771-778.

ИССЛЕДОВАНИЕ РНЕМТ-СТРУКТУР НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОГО ВОЛЬТ-ФАРАДНОГО ПРОФИЛИРОВАНИЯ

Яковлев Г.Е., Фролов Д.С., Зубков В.И.

*Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»
им. В.И. Ульянова (Ленина) Санкт-Петербург, Россия
E-mail: geyakovlev@etu.ru*

При разработке эпитаксиальных структур для изготовления псевдоморфных транзисторов с высокой подвижностью электронов (рНЕМТ) важно соблюдать баланс меж-

ду концентрацией примеси в сильнолегированном слое, определяющем 2D-концентрацию в канале, и толщиной нелегированного слоя, определяющего подвижность носителей заряда и быстродействие прибора [1, 2]. В противном случае, существует вероятность шунтирования канала сильнолегированными областями. Поэтому очень важно при разработке рНЕМТ-структур контролировать перераспределение основных носителей заряда (ОНЗ) между двумерным каналом и соседними неоднородно легированными широкозонными барьерами [3, 4].

Целью работы было измерение профилей распределения ОНЗ по глубине рНЕМТ структур на основе GaAs, контроль положения сильнолегированных эмиттерных областей и концентрации ОНЗ в квантовой яме (КЯ). Для этого мы использовали метод электрохимического вольт-фарадного профилирования (ECV) [5, 6]. Отличительной чертой метода является возможность измерения профиля концентрации в процессе постепенного травления образца, а также упрощение процедуры создания контактов к образцу. Распределение концентрации с использованием современного ECV профилометра может быть измерено в широком диапазоне (от 10^{12} до 10^{21} см⁻³) с разрешением по глубине вплоть до 1 нм [7].

В работе исследовались рНЕМТ-гетероструктуры на основе соединений InGaAs/GaAs/AlGaAs с одно- и двухсторонним легированием КЯ. Электрохимические вольт-фарадные измерения проводились на установке ECVPro (Nanometrics). В качестве электролита использовался водный раствор 0.2M NaOH с добавлением этилендиаминтетрауксусной кислоты (EDTA), в количестве 20% от объема раствора.

По результатам ECV измерений были определены толщины и положение сильнолегированных эмиттерных слоев, а также концентрация ОНЗ в КЯ. Показано, что для корректного определения параметров структуры следует проводить измерение вольт-фарадной характеристики после каждого цикла травления, интегрируя результат в единый профиль. Использование ECV-метода для контроля рНЕМТ структур с двухсторонним легированием КЯ позволяет подобрать оптимальную толщину верхнего слоя, подлежащего утонению при формировании затвора, что, как ожидается позволит существенно повысить концентрацию ОНЗ в КЯ по сравнению с аналогичной структурой с одиночным легированием.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки по Соглашению № 14.582.21.0010 от 14.10.2015 в рамках ФЦП ИР 2014-2020, уникальный идентификатор проекта RFMEFI58215X0013.

Литература

1. M. Daoudi, I. Dhifallah, A. Ouerghi, R. Chtourou. Si-delta doping and spacer thickness effects on the electronic properties in Si-delta-doped AlGaAs/GaAs HEMT structures // Superlattices and Microstructures. 2012. V. 51 (4). P. 497-505
2. D. Frolov, G. Yakovlev, V. Zubkov. Investigation of delta-doped рНЕМТ InGaAs/GaAs/AlGaAs structures by the electrochemical capacitance-voltage technique // Journal of Physics: Conference Series. 2016. V. 690 (1). 012015.
3. П.Н. Брунков и др. Электрохимическое вольт-емкостное профилирование концентрации свободных носителей заряда в HEMT-гетероструктурах на основе соединений InGaAs/AlGaAs/GaAs // Физика и техника полупроводников. 2011. Т. 45. В. 6. С. 829-835.
4. И.С. Васильевский и др. Электрофизические и структурные свойства двусторонне delta-легированных рНЕМТ-гетероструктур на основе AlGaAs/InGaAs/AlGaAs // Физика и техника полупроводников. 2008. Т. 42. В. 9. С. 1102-1109.
5. T. Ambridge, M. Faktor. An automatic carrier concentration profile plotter using an electrochemical technique // Journal of applied electrochemistry. 1975. V. 5. P. 319-328.
6. Д.С. Фролов, Г.Е. Яковлев, В.И. Зубков, А.Л. Дудин, А.В. Соломникова, Е.С. Кунашик. Диагностика морфологии и электронного спектра рНЕМТ гетероструктур // Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2016. No. 2. С. 7-13.
7. V. Zubkov, O. Kucherova, D. Frolov, A. Zubkova. Electrochemical profiling of heterostructures with multiple quantum wells InGaN/GaN // Phys. Stat. Sol. C, 2013, v.10, N 3, p.342–345.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ВРЕМЕНИ ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННОГО
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ
ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Сафoshкин А.С.

Рязанский государственный радиотехнический университет, Рязань, Россия,
safoshkin.a.s@rsreu.ru

Работа направлена на выяснение вклада внутриволновой и межволновой электрон – электронной релаксации в затухание квантования Ландау осцилляций поперечного магнитосопротивления. Для сильнолегированного гетероперехода, аппроксимированного треугольным потенциальным профилем, когда заполнены основная и возбужденная подзоны размерного квантования, получены выражения параметрических зависимостей от температуры, которые объясняют экспериментальные зависимости [1]. Рассмотрим процесс взаимодействия частиц с импульсом \mathbf{k} и \mathbf{p} . В результате взаимодействия получаются частицы с импульсами $\mathbf{k} + \mathbf{q}$ и $\mathbf{p} - \mathbf{q}$. Вероятность такого процесса пропорциональна интегралу столкновений

$$\sum_{\mathbf{k}, \mathbf{p}} \delta(E_j(\mathbf{k} + \mathbf{q}) + E_l(\mathbf{p} - \mathbf{q}) - E_i(\mathbf{k}) - E_k(\mathbf{p})) f_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{p}} (1 - f_{\mathbf{k} + \mathbf{q}}) (1 - f_{\mathbf{p} - \mathbf{q}}), \quad (1)$$

где f — функция распределения Ферми — Дирака. Индексы i, j, k, l обозначают следующее: электрон, находящийся в состоянии i взаимодействует с электроном в состоянии k , в результате чего происходят переходы соответственно в состояния j и l . С точностью до второго члена разложения внешнего возмущающего потенциала теории возмущений выражение для времени электрон-электронного взаимодействия может быть представлено в виде

$$\frac{1}{\tau_{ij}^{ee}} = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \sum_{k, m} \sum_{\mathbf{q}} |V_{tot}^{ijkl}(\mathbf{q}, \omega)|^2 \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{p}} \delta(E_j(\mathbf{k} + \mathbf{q}) + E_l(\mathbf{p} - \mathbf{q}) - E_i(\mathbf{k}) - E_k(\mathbf{p})) \times \\ \times f_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{p}} (1 - f_{\mathbf{k} + \mathbf{q}}) (1 - f_{\mathbf{p} - \mathbf{q}}), \quad (2)$$

где $V_{tot}^{ijkl}(\mathbf{q}, \omega)$ — матричный элемент полного потенциала экранирования. В ряде экспериментальных работ по исследованию особенностей осцилляций поперечного магнитосопротивления Шубникова – де Гааза (ШдГ) в широком диапазоне температур и магнитных полей для объемных 3D и двумерных 2D электронов обнаружены некоторые аномалии, имевшие определенную общность в качественном сходстве, но и существенные различия. Например, была обнаружена осциллирующая зависимость температуры Дингла, а, следовательно, и времени малоугловой релаксации, от температуры [2]. Эти осцилляции были обнаружены для сильнолегированных гетеропереходов ($n_s > 8.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$), в которых заполнена основная и вторая возбужденная подзона размерного квантования. Была установлена однозначная связь этих аномалий с сильным (для вырожденных 3D и 2D электронов) электрон - электронным взаимодействием.

Для качественного и количественного объяснения наблюдаемых эффектов необходимо рассмотрение каналов электрон - электронных взаимодействий в сложной системе 2D вырожденных электронов. Окончательные зависимости времени электрон-электронного взаимодействия рассчитывались в соответствии с правилом Маттиссена.

В [3] представлено сравнение экспериментальных и рассчитанных кривых времени разрушения квантования Ландау для нескольких гетероструктур в которых заполнены только две нижние зоны размерного квантования. Можно отметить, что при низких температурах ($T < 5K$) затухание квантования Ландау определяется n_s -электронами, а численный анализ разложения поляризационных функций показывает появление немо-

нотонностей $\tau_{ee}^{th}(T, n_s)$ при $n_m > 8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ и $T > 5\text{K}$. Это позволяет утверждать, что характерные осцилляции $\tau_{ee}^{th}(T)$ возникают только после заполнения электронами второй подзоны размерного квантования и отклика на температурное воздействие при $T > 5\text{K}$. Вторым результатом – это роль n_n – сателлита в возбуждении осцилляций, при этом независимо от того, какой компонент 2D электронной системы воспринимает возмущение. Непосредственно это видно, если предположить $n_n = 0$ и тогда, только $\tau_{mm}^{intra}(T)$ и $\tau_{dd}^{intra}(T)$ будут отличаться от нуля и осцилляции $\tau_{ee}^{th}(T)$ не возникают. Таким образом, экспериментально наблюдаемые зависимости $\tau_{ee}^{exp}(T)$ при $T < 5\text{K}$ связаны только с внутривозонными переходами. При более высоких температурах реализуется смешанный механизм разрушения квантования Ландау:

$$\tau_q^{exp}(T) \approx \tau_{ee}^{(3)} \left[\left(\tau_{ee}^{mn} \right)^{-1} = \left(\tau_{mm}^{intra} \right)^{-1} + \left(\tau_{mm}^{inter} \right)^{-1}; \left(\tau_{ee}^{nd} \right)^{-1} = \left(\tau_{nn}^{intra} \right)^{-1} + \left(\tau_{nd}^{inter} \right)^{-1} \right]$$

Для сильнолегированного гетероперехода, аппроксимированного треугольным потенциальным профилем, когда заполнены основная и возбужденная подзоны размерного квантования, получены выражения параметрических зависимостей от температуры, которые объясняют результаты эксперимента [4,5].

Автор выражает благодарность зав. каф. высшей математики РГРТУ, доц. Бухенскому К.В., к.ф.-м.н., доц. Кучерявому С.И. и научному руководителю, к.ф.-м.н., доц. Дюбуа А.Б.

Литература

1. Аверкиев Н.С., Монахов А.М., Саблина Н.И., Кoenraad Р.М.. Об обработке экспериментальных данных по осцилляции магнетосопротивления в двумерном электронном газе. – Физика и техника полупроводников. – 2003. – Том 37, вып. 2. – С. 169-172.
2. Пайнс Д., Нозьер Ф. Теория квантовых жидкостей. – М.: Мир, 1967. – 382 с.
3. Дюбуа А.Б., Зилотова М.А., Кучерявый С.И., Сафoshкин А.С. – Кинетические процессы в умеренно легированном гетеропереходе. – Вестник РГРТУ. – 2013. – №3(45). – С. 88-92.
4. Ambartsumyan V.A., Andryushchenko E.A., Bukhenskiy K.V., Dubois A.B., Dvoretzkova E.A., Gordova T.V., Kucheryavyy S.I., Mashnina S.N., Safoshkin A.S. – Channels of electron-electron interactions in highly doped heterojunction. – Nanosystems: physics, chemistry, mathematics. – 2014. – Vol. 5, Issue 3. – pp 343-353.
5. Bukhenskiy K.V., Dubois A.B., Gordova T.V., Kucheryavyy S.I., Mashnina S.N., Safoshkin A.S. – Electron-electron interactions in highly doped heterojunction. – Physics Procedia. – 2015. – Vol. 71. – pp. 359 – 363.

САМОСОГЛАСОВАННОЕ РЕШЕНИЕ ИНТЕГРО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ШРЕДИНГЕРА И ПУАССОНА

Баскакова А.В., Бауков А.А., Грачев М.В., Щигорев Е.Ю.

Рязанский государственный радиотехнический университет, Рязань, Россия

nusha.baskakova@mail.ru

Рассмотрен расчет зонной структуры гетероперехода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}/\text{GaAs}$ самосогласованным решением уравнений Шредингера и Пуассона. Также приведена аппроксимация профиля потенциальной ямы гетероперехода, которая используется в расчете времени электрон-электронного взаимодействия.

Зонные диаграммы исследованных наноструктур рассчитаны методом самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + E(z) \right] \psi_j(z) = E_j \psi_j(z); \quad -\frac{d^2 V}{dz^2} = \frac{4\pi\rho(z)}{\chi} \quad (1)$$

с граничными условиями

$$\psi_j(0) = 0, \quad \psi_j(\infty) = 0, \quad V(z = \infty) = 0, \quad eV(z = 0) = E_0 \quad (2)$$

Самосогласованное решение системы (1) с граничными условиями (2) представляет определенные трудности из-за неопределенности распределения плотности заряда $\rho(z)$. В ряде работ предприняты попытки расчета зонных структур гетеропереходов, однако авторы ограничились численным методом и не получили аналитического решения. Кроме того, в решении системы (1) могут возникнуть разного рода расходимости, существенно влияющие на конечный результат. Так как суммарный интеграл:

$$Q = \int_0^{\infty} \rho(z) dz = 0, \quad (3)$$

то в первом приближении в яме должны существовать две области положительного и отрицательного зарядов: $z < D$ и $z > D$ с условием $\rho(z = D) = 0$. Так как $\rho(z = 0) = eN_0^{3/2}$ (N_0 - уровень легирования), то простейшая аппроксимация, позволяющая получить численный результат, удобный для интегрирования интегро-дифференциального уравнения Больцмана, имеет вид:

$$\begin{cases} \rho(z) = eN_0^{3/2} \left(1 - \frac{z}{D} \right), & z < D, \\ \rho(z) = -A(z - D) \exp(-(z - D)/a), & z > D. \end{cases} \quad (4)$$

Подставляя систему (4) в (3) и интегрируя, получим: $A = \frac{eN_0^{3/2} D}{2a}$.

Далее, подставив (4) в (1), и после простых преобразований [1] получим распределение потенциала:

$$V(z) = -\frac{2\pi}{\chi} \left[eN_0^{3/2} \left(z^2 - \frac{z^3}{3D} \right) \right] + \frac{4\pi e N_0^{3/2}}{\chi} \left(\frac{1}{3} D^2 + \frac{1}{2} Da \right), \quad z < D, \quad (5)$$

$$V(z) = \frac{2\pi e N_0^{3/2} D}{\chi} a \exp(-(z - D)/a), \quad z > D. \quad (6)$$

Моделирование потенциала имеет существенный недостаток: «произвол» в определении постоянных a и D . Кроме того, используя метод, не удастся решить уравнение Шредингера (1). В определенной мере произвол можно снять граничным условием (2).

$$E(0) = -eV(z = 0) = -\frac{4\pi e^2 N_0^{3/2} \left(\frac{1}{3} D^2 + \frac{1}{2} aD \right)}{\chi}. \quad (7)$$

Откуда следует связь $a = \frac{\chi E(0)}{2\pi e^2 N_0^{3/2} D} + \frac{2}{3} D$.

Для дальнейшего использования расчетов необходима аппроксимация профиля потенциальной ямы. Для этого решение системы может быть получено в виде:

$$V(z) = -V_0 \left(\sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \beta^n e^{-(n+1)\lambda z} \right) \cdot \left(\sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \beta^n \right)^{-1}. \quad (8)$$

где λ и β - некоторые подгоночные параметры [2].

Очевидно, что ряд в (8) является равномерно сходящимся, поэтому с точностью до 2 члена разложения имеем:

$$V(z) \cong -\frac{V_0}{1-\beta} (e^{-\lambda z} - \beta e^{-2\lambda z}). \quad (9)$$

Аппроксимация может быть использована для дальнейших расчетов времени электрон-электронного взаимодействия [1].

Авторы выражают благодарность зав. каф. высшей математики РГРТУ, доц. Бухенскому К.В., к.ф.-м.н., доц. Кучерявому С.И., к.ф.-м.н., доц. Дюбуа А.Б. и научному руководителю, асс. Сафошкину А.С.

Литература

1. Дюбуа А.Б., Зилотова М.А., Кучерявый С.И., Сафошкин А.С. – Кинетические процессы в умеренно легированном гетеропереходе. – Вестник РГРТУ. – 2013. – №3(45). – С. 88-92.
2. Ambartsumyan V.A., Andryushchenko E.A., Bukhenskiy K.V., Dubois A.B., Dvoretzkova E.A., Gordova T.V., Kucheryavyu S.I., Mashnina S.N., Safoshkin A.S. – Channels of electron-electron interactions in highly doped heterojunction. – *Nanosystems: physics, chemistry, mathematics*. – 2014. – Vol. 5, Issue 3. – pp 343-353.
3. Bukhenskiy K.V., Dubois A.B., Gordova T.V., Kucheryavyu S.I., Mashnina S.N., Safoshkin A.S. Electron-electron Interactions in Highly Doped Heterojunction. – *Physics Procedia*. – 2015. – Vol. 71. – pp. 359-363.

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ ПРОПУСКАНИЯ НАНОСТРУКТУР ЙОДИДА СЕРЕБРА И СЕЛЕНИДА ЦИНКА

Пржиялковский Д.В., Лактаев И.Д.

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

E-mail: dimon-494@yandex.ru

В последнее время становится возможным создание наноразмерных структур методом лазерной абляции. Лазерная абляция представляет собой один из способов получения тонких пленок различных материалов, который заключается в испарении вещества с поверхности мишени посредством лазерного излучения с последующим осаждением вещества на подложку [1]. Представляется важным контроль за параметрами роста таких полупроводниковых наноструктур.

При исследовании образцов селенида цинка (ZnSe) и йодида серебра (AgI), полученных путём лазерной абляции, были измерены спектры пропускания, представленные на Рис. 1 и Рис. 2. При анализе полученных данных на спектрах пропускания образцов были обнаружены минимумы (то есть максимумы поглощения), характерные для дискретных энергетических спектров полупроводниковых наноструктур [2]. Наблюдаемые минимумы спектров пропускания (обозначены стрелками $h\nu$ на рис. 1 и 2) сдвинуты в коротковолновую область относительно края поглощения объёмного полупроводникового материала (обозначены стрелками E_g на рис. 1 и 2), что соответствует увеличению ширины эффективной запрещённой зоны образцов. В свою очередь, уширение запрещённой зоны образцов указывает на наличие размерного квантования за счет сдвига нижнего электронного и верхнего дырочного уровней размерного квантования от дна зон проводимости и валентной, соответственно.

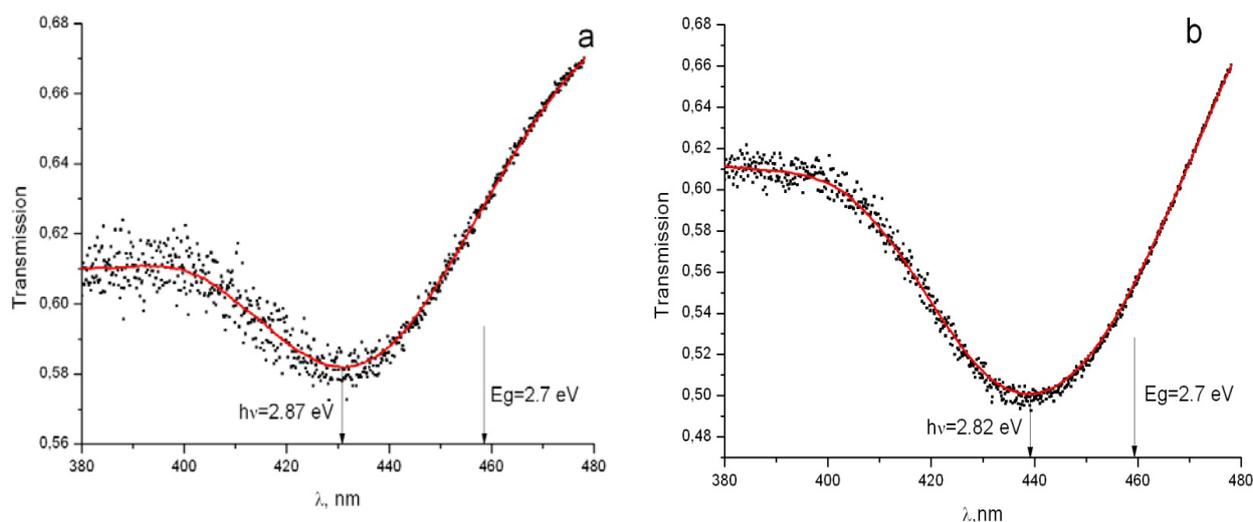


Рис. 1. Спектры пропускания двух образцов ZnSe, полученных путём лазерной абляции

По спектрам пропускания оценены квантово-механические добавки в энергию запрещенной зоны (разрыва энергетических уровней размерного квантования): $\Delta E = hv - E_g$. Для селенида цинка они составили 170 и 120 мэВ для рис 1. а и б соответственно. Для йодида серебра сдвиги составили 80 и 90 мэВ для рис 2. а и б соответственно.

Для образца ZnSe наблюдается значительное уширение (десятки мэВ) наблюдаемых спектров поглощения (Рис. 1), что обусловлено большой дисперсией размеров образованных наноструктур. Кроме того, для образца “а” сдвиг минимума пропускания в коротковолновую область сильнее (на 50 мэВ), чем у образца “б”, что обуславливает меньшие размеры образованных наноструктур селенида цинка у образца “а” по сравнению с образцом “б”.

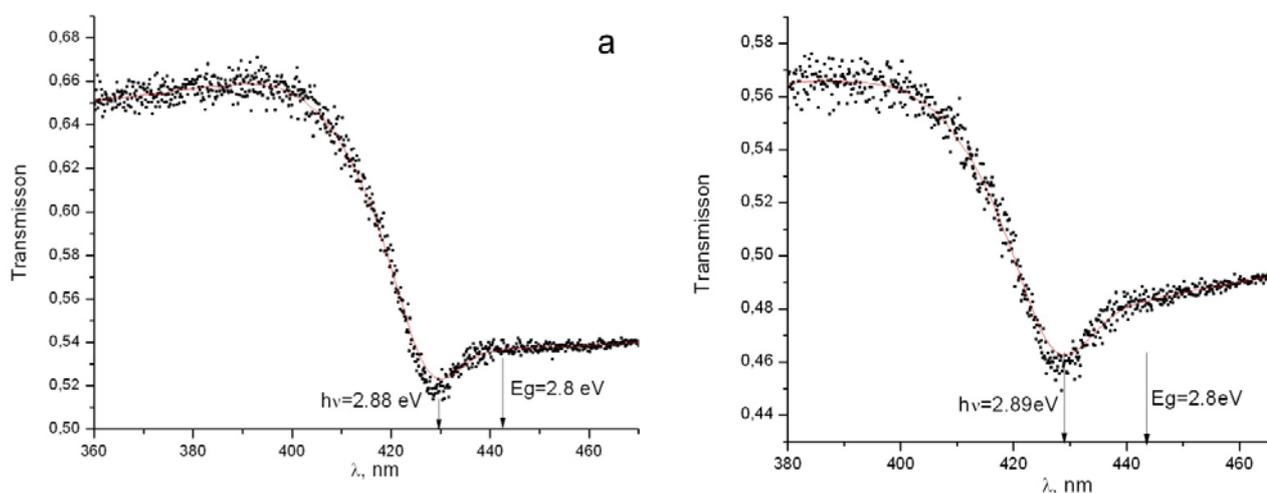


Рис. 2. Спектры пропускания двух образцов AgI, полученных путём лазерной абляции.

В спектрах пропускания образцов AgI (Рис. 2) наблюдаются аналогичные изменения: появление минимума пропускания, уширение линии поглощения и сдвиг от края поглощения объемного полупроводника. Однако, сдвиги энергетических уровней образцов “а” и “б” отличаются не так значительно (на 10 мэВ), что означает меньшие различия в размерах образовавшихся наноструктур йодида серебра. По-видимому наноструктуры AgI обладают и меньшей дисперсией по размерам.

В работе применены спектральные способы определения параметров наноструктур селенида цинка и йодида серебра, полученных путём лазерной абляции. Показаны возможности создания методом лазерной абляции полупроводниковых наноструктур различных размеров и дисперсий размеров.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 14-02-00305.

Литература

1. Emil N., Sobol P.E. Phase Transformations and Ablation in Laser-treated Solids // New York: John Wiley and son, 1995, 332 P.
2. A.I.Ekimov, F.Hache, M.C.Schanne-Klein, D.Ricard, C.Flytzanis, I.A.Kudryavtsev, T.V.Yazeva, A.V.Rodina, and A.L.Efros. Absorption and intensity-dependent photoluminescence measurements on CdSe quantum dots: assignment of the first electronic transitions // J. Opt. Soc. Am. B. 2008. V. 10. P. 100-107.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДЕСОРБЦИИ ВОДОРОДА ДЛЯ ПОРИСТОГО МАТЕРИАЛА $Mn(BH_4)_2$ МЕТОДАМИ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И СПЕКТРОСКОПИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ — XANES

Панкин И.А., Гуда А.А.

Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

E-mail: ilya-loko399@yandex.ru

В работе исследуется реакция термического разложения борогидрида марганца $Mn(BH_4)_2$, которая сопровождается обильным выделением водорода, что в свою очередь приводит к аморфизации материала и нарушению цикличности реакции. Проведен анализ изменения атомной структуры в результате десорбции водорода, определены вероятные продукты реакции разложения.

Объект исследования — борогидрид марганца $Mn(BH_4)_2$, имеющий пористую структуру типа цеолита [1], рассматривается в качестве перспективного материала для хранения водорода [2]. Благодаря уникальным термодинамическим свойствам и высокой объемной и гравиметрической плотности хранения водорода, $Mn(BH_4)_2$ способен выделять до 10 масс. % водорода при температуре порядка 140 °С. Использование твердотельных систем хранения водорода в совокупности с водородными топливными элементами способно привести к технологическому прорыву в области мобильных приложений водородной энергетики.

В рамках настоящего исследования на линии SNBL-01b Европейского центра синхротронных исследований ESRF были проведены измерения рентгеновских порошковых дифрактограмм XRPD (X-ray Powder Diffraction), а также спектров рентгеновского поглощения XANES (X-ray Absorption Near Edge Structure) за К-краем Mn в режиме in-situ при нагревании исследуемого образца – $Mn(BH_4)_2$.

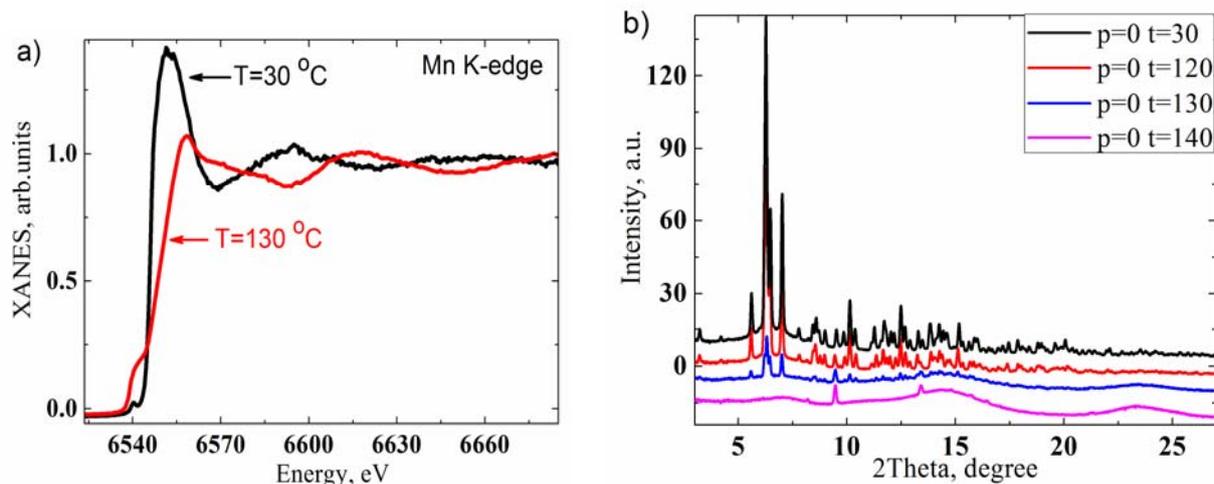


Рис. 1. Изменения а) в спектрах XANES за К-краем Mn б) в рентгеновских порошковых дифрактограммах в результате нагрева образца.

При температуре порядка 120 °С наблюдается существенное уширение дифракционных максимумов до полного исчезновения при дальнейшем нагревании образца. В температурном интервале от 110 °С до 140 °С также прослеживаются существенные изменения в спектрах рентгеновского поглощения XANES за К краем Mn. В аналогичном температурном интервале наблюдается скачкообразное уменьшение массы образца (около 10 %). Совокупность экспериментальных данных указывает на фазовый переход, индуцированный нагревом образца, сопровождающийся обильным выделением водорода и аморфизацией каркасной структуры, что приводит к деградации исходного материала.

С целью анализа изменения локальной атомной структуры исследуемого материала в процессе десорбции водорода проведена геометрическая оптимизация для моделей элементарной ячейки $Mn(BH_4)_2$ с различной концентрацией атомов водорода в рамках теории функционала плотности DFT (density functional theory). В качестве начальных структур рассмотрены модели, содержащие 100% и 0% атомов водорода в ячейке, соответствующие асимптотическим приближениям (“до” и “после” десорбции водорода), а также 50% атомов водорода в качестве промежуточной модели.

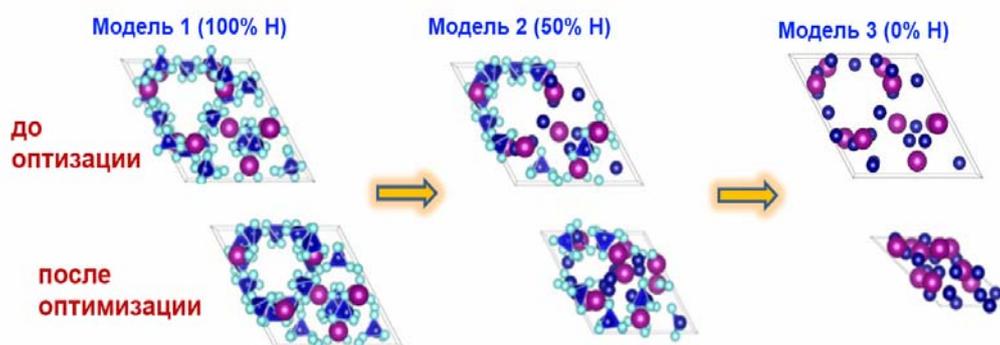


Рис. 2. Оптимизация атомной структуры для моделей с различной концентрацией водорода.

По результатам оптимизации атомной структуры наблюдается существенное уменьшение объема ячейки, сопровождающееся коллапсом пористой структуры. По мере уменьшения концентрации водорода наблюдается тенденция к уменьшению меж-атомных расстояний в ближайшей координации атомов Mn.

	Межатомные расстояния Mn-B (Å)	Межатомные расстояния Mn-Mn (Å)	Объем элементарной ячейки (Å ³)
XRD данные	$2,44 \pm 0,02$	$4,80 \pm 0,01$	1021.8
DFT. Модель 1 (100%Н)	$2,41 \pm 0,01$	$4,77 \pm 0,01$	998.7
DFT. Модель 2 (50%Н)	$2,28 \pm 0,09$	$3,88 \pm 0,21$	474.9
DFT. Модель 3 (0%Н)	$2,17 \pm 0,05$	$2,72 \pm 0,18$	216.3

На следующем этапе для оптимизированных структурных моделей с различной концентрацией атомов водорода проведено моделирование спектров XANES за К-краем Mn. Изменение интенсивности и энергетического положения основных особенностей (A, B, A*, B*) спектров рассчитанных для моделей до (100% H) и после десорбции водорода (0% H) в точности воспроизводят тенденции, наблюдаемые для экспери-

ментальных спектров, полученных до (30 °C) и после (140 °C) нагрева образца, что демонстрирует правильность результатов оптимизации атомной структуры.

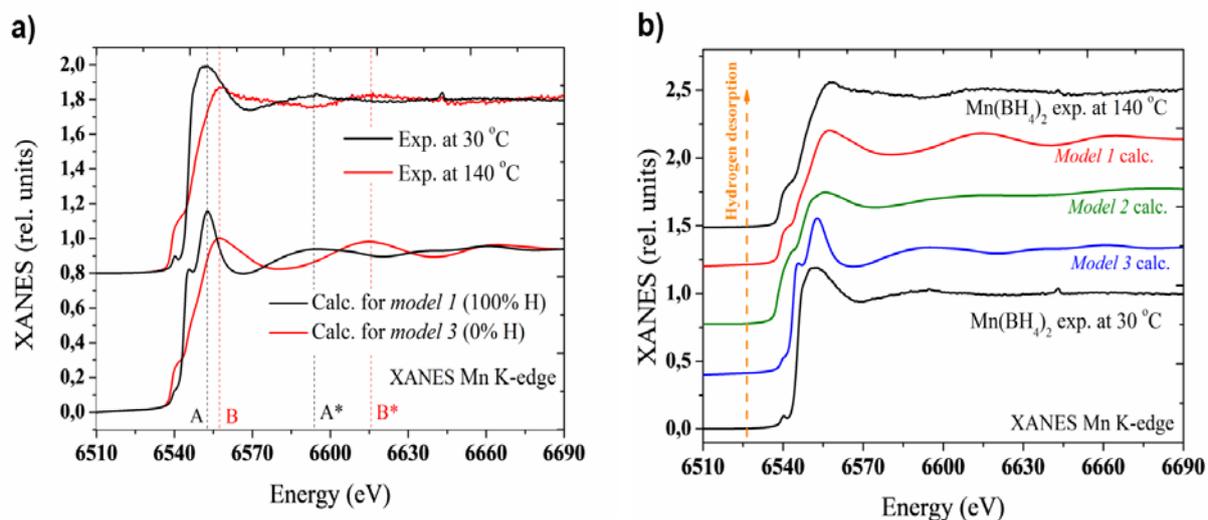


Рис. 3. Эволюция спектров XANES, рассчитанных для моделей с различной концентрацией водорода, в сравнение с экспериментальными кривыми до и после нагрева образца

Методом эволюционного алгоритма, реализованного в программном комплексе USPEX [3], получены наиболее стабильные структурные модели для системы Mn-B. В настоящее время проводится моделирование спектров XANES для данных моделей.

Литература

1. R.A. Varin, L. Zbronic, M. Polanski, Y. Filinchuk, and R. Černý, *International Journal of Hydrogen Energy* 37 (2012) 16056.
2. L.S.A. Züttel, *Hydrogen storage materials for mobile appl.*, *NATURE* 414 (2001)
3. A.R. Oganov and C. W. Glass, *The Journal of Chemical Physics* 124 (2006) 244704

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВЫХ КОЛЕБАНИЙ АТОМОВ НА РАСТВОРИМОСТЬ КРЕМНИЯ В ГПУ ТИТАНЕ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКУЮ СТАБИЛЬНОСТЬ ФАЗЫ Ti₃Si

Полетаев Д.О., Картамышев А.И.

*Белгородский государственный национальный исследовательский университет,
Белгород, Россия. E-mail: darken_rhal@mail.ru*

Кремний добавляется в ряд псевдо α и $\alpha+\beta$ титановых сплавов для авиационной промышленности (например, BT-9, Ti-834, Ti-6242S, Ti-1100) в целях повышения их жаропрочности и стойкости к окислению. Кроме того, добавление кремния в качестве легирующего элемента является перспективным для титановых сплавов медицинского назначения, так как он не оказывает вредного влияния на организм человека и позволяет улучшать механические характеристики таких сплавов, а также их коррозионную стойкость.

При разработке сплавов, легированных кремнием, для получения оптимальных характеристик важно получить нужное распределение кремния между твердым раствором и силицидами. Для этого требуется знать линию или поверхность сольвуса по отношению к силицидам на многокомпонентной фазовой диаграмме для конкретного сплава. Обычно фазовые диаграммы для многокомпонентных систем, соответствующих составу сплавов, строятся на основании термодинамических функций для одно- и двухкомпонентных систем. В данном случае критическую важность имеет система Ti-Si. Однако даже для двухкомпонентной системы Ti-Si фазовая диаграмма требует

уточнения в области малых концентраций кремния. Одной из проблем в богатой титаном области бинарной фазовой диаграммы Ti-Si является малое количество экспериментальных данных о растворимости кремния в ГПУ титане, на основании которых строится линия сольвуса. Экспериментальные данные о растворимости кремния в ГПУ титане доступны только при температурах, близких к температуре эвтектоидной реакции (1140 К). При низких температурах кривая сольвуса нуждается в уточнении. Проблема растворимости также тесно связана с вопросом о стабильности фазы Ti_3Si при низких температурах. Экспериментально её образование в титан-кремниевых сплавах наблюдали только после долгих выдержек при достаточно высоких температурах от 670 К до 1443 К. С другой стороны, данные первопринципных расчетов указывают на нестабильность фазы Ti_3Si при 0 К [1,2].

Учитывая противоречия между первопринципными данными при 0 К и экспериментальными данными при высоких температурах, в настоящей работе с помощью первопринципных расчетов силовых постоянных проводится исследование влияния энтропии тепловых колебаний атомов на стабильность фазы Ti_3Si и на растворимость кремния в ГПУ титане. Учет вклада тепловых колебаний атомов позволяет объяснить стабильность фазы Ti_3Si при высоких температурах и сделать прогноз растворимости в лучшем согласии с экспериментальными данными, чем без него.

Полученные результаты могут быть использованы при уточнении фазовой диаграммы Ti-Si в богатой титаном области.

СОДЕРЖАНИЕ

Подсекция**НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКИ**

Применение фемтосекундного УФ лазерного излучения для детектирования тонких пленок нефтепродуктов на водной поверхности Сунчугашева Е.С., Мокроусова Д.В.	3
Генерация суперконтинуума в режиме филаментации мощными фемтосекундными лазерными импульсами в сверхкритическом ксеноне и диоксиде углерода Рагульская А.В., Мареев Е.И.	4
Лазерно-ультразвуковой контроль изделий из полимерных композитных материалов Соколовская Ю.Г.	6
Создание и диагностика сверхкритической микроплазмы, инициируемой парой встречных остросфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов в объеме плавленого кварца Безсуднова Ю. И., Старостин В.М., Мареев Е.И.	7
Исследование процесса образования фрактальных кристаллических структур при воздействии импульсного лазерного излучения. Бурцев А.А.	8
Компенсация материальной дисперсии для синхронной генерации второй оптической гармоники в одномерных фотонных кристаллах в геометрии Лауэ Новиков В.Б.	9
Генерация гармоник высокого порядка в газах, взаимодействующих с двухчастотным лазерным полем: переход от одноатомной модели к среде Пудов А.А., Андреев А.В., Стремоухов С.Ю.	11
Нелинейное поглощение при стационарном резонансном возбуждении основного экситонного перехода в коллоидных квантовых точках CdSe/ZnS: зарядово-индуцированный эффект Штарка и эффект заполнения состояний Голинская А.Д., Стебакова Ю.В.	13
Параметры подобия и световые пули фемтосекундного ИК-филамента Залозная Е.Д.	15
Теория параметрических осцилляций диполяритонов В микрорезонаторе Васильева О.Ф.	16
Влияние упругого рассеяния света на эффективность комбинационного рассеяния света в случайно-неоднородной среде Соколовская О.И., Ткаченко Н.Б.	18
Новые режимы филаментации и генерации оптических гармоник высокого порядка субтераваттных фемтосекундных импульсов среднего инфракрасного диапазона в атмосфере Рожко М.В.	19
Влияние несинхронных процессов при нелинейно-оптической регистрации квазинепрерывного терагерцового излучения Корниенко В.В., Китаева Г.Х.	21
Филаментация кольцевых пучков с фазовой сингулярностью в плавленом кварце на длине волны 800 нм Васильев Е.В., Шленов С.А.	22
Компактный терагерцовый спектрометр на основе перестраиваемых диодных лазеров Мищенко М.Д.	24
Генерация второй гармоники в кремниевых наноструктурах с электрическим и магнитным откликом Кройчук М.К.	25
Модуляция пропускания света в твист-ячейке, обусловленная ориентационной оптической нелинейностью нематического жидкого кристалла Швецов С.А.	26
Ускорение электронов и генерация позитронов под действием фемтосекундного лазерного импульса релятивистской интенсивности Горлова Д.А., Цымбалов И.Н., Доронин И.	27
Исследование температурной зависимости нелинейно-оптического отклика в кристалле сегнетоэлектрика-полупроводника Sn ₂ P ₂ S ₆ методом временной спектроскопии Гришунин К.А., Брехов К.А.	29

Запись волоконных брэгговских решеток фемтосекундными лазерными импульсами Черников А.С., Хорьков К.С.	30
Лазерная обработка материалов в режиме множественной филаментации Чкалов Р.В., Хорьков К.С.	31
Оптические эффекты в двумерных слоях дихалькогенидов переходных металлов Шестакова А.П., Лавров С.Д.	32
Генератор фемтосекундного затравочного излучения в среднем ИК диапазоне (3–5 мкм) для усилителя на основе среды Fe ²⁺ :ZnSe Мигаль Е.А.	34
Оптические свойства массивов плазмонных наночастиц Самойлова И.А.	35
Квантовое распределение ключа через свободное пространство при временном кодировании Агапов Д.П.	37
Сверхбыстрые процессы в полупроводниках на основе низкотемпературного LT-GaAs Хусяинов Д.И., Буряков А.М.	37
Распространение оптического излучения по наведённому пучком фемтосекундных филаментов волноводу в воздухе Панкратов В.В., Шипило Д.Е., Яндульский М.М.	39

Подсекция

ОПТИКА

Генерация терагерцового излучения фемтосекундными лазерными импульсами при создании микроплазмы Синько А.С., Бородин А.В., Есаулков М.Н., Солянкин П.М., Шкуринов А.П.	41
О некоторых особенностях исследования потоков жидкой среды фотометрическими методами Вологдин В.А.	42
Эффективное рассеяние света в ансамблях кремниевых нанонитей Колчин А.В., Пугачев Д.Ю.	43
Расчет интенсивностей колебательно-вращательных линий полосы $\nu_1+\nu_2+\nu_3$ диоксида азота Егоров О.В.	45
Влияние наличия мишени на временную картину генерации твердотельных лазеров с неустойчивыми типами резонаторов Лакатош Б.В., Головин Д.О.	46
Нелинейно-оптический отклик планарных и сферических нанокристаллов CdSe Коршунов В.М., Селюков А.С., Кацаба А.В.	48
Перспективы использования коллоидных нанокристаллов различной геометрии в органических светоизлучающих диодах Соловей В.Р., Селюков А.С., Ващенко А.А., Амброзевич С.А.	50
Разработка эталонных светодиодов и исследование их оптических характеристик Туркин А.Н.; Широков С.С.; Тищенко Е.В.	51
Связывание каналов генерации при продольной секционированной накачке твердотельных лазеров Мамонов Д.Н., Комаров Н.С.	52
Полупроводниковый дисковый лазер с длиной волны генерации 1320 нм и его вторая гармоника Подмазов С.В.	54
Исследования размеров частиц и концентрации водной взвеси с помощью метода оптической микроскопии Эккердт К.Ю.	56
Исследование спектроскопических характеристик монокристаллических плёнок (Pb,Gd) ₃ (Al,Ga) ₅ O ₁₂ :Ce и (Pb,Gd) ₃ (Al,Ga) ₅ O ₁₂ :Ce,Eu выращенных методом жидкофазной эпитаксии Васильев Д.А.	57
Об особенностях флуктуационной структуры излучения в случайно неоднородных средах Павлов Н.Н., Красулин А.А.	58
Особенности расчета параметров воспринимающего элемента волоконно-оптического датчика расхода жидкости Шачнева Е.А.	59
Органические светоизлучающие устройства на основе ряда новых электролюминесцентных комплексов тербия Горячий Д.О., Ващенко А.А., Уточникова В.В.	60

Эффект Магнуса для малых чисел Рейнольдса Щелкунов Н.М., Ромодина М.Н.	62
Исследование сверхбыстрой динамики релаксации таммовских плазмон-поляритонов методом фемтосекундной кросс-корреляционной спектроскопии Попкова А.А., Афиногенов Б.И.	63
Подложки для сенсоров, работающих на эффекте гигантского комбинационного рассеяния, на основе фотонных кристаллов. Дорофеев А.В., Богинская И.А., Сиразов Р.А.	64
Влияние гамма облучения на ИК спектры поглощения кристаллов GaS Асадов Ф.Г.	65
Влияние фотонной запрещенной зоны на эффективность переноса энергии между молекулами красителей Строкова Ю.А.	66
Фотолюминесценция кристаллов $\text{Ca}_4\text{Ga}_2\text{S}_7$: Eu^{2+} Гусейнов И.Т.	67
Комбинационная спектроскопия наночастиц серебра боргидридного золя на поверхности пористых стекол Константинова Е.И., Зюбин А.А., Слежкин В.А.	68
Эволюция фазовой структуры сингулярных пучков, распространяющихся в одноосном кристалле Соколенко Б.В., Полетаев Д.А.	70
Увеличение разрешения люминесцентного сигнала от наноалмазов в сканирующем ближнеполевом оптическом микроскопе с апертурным зондом Самойленко С.Р.	72
Эллипсометрия серебряных поверхностей различной степени шероховатости Цибульникова А.В., Слежкин В.А., Брюханов В.В.	73
Определение поляризации оптического ближнего поля с помощью фоточувствительных азо-полимеров Дмитриева М.Д.	74
Безызлучательный перенос энергии к двухчастичному экситон-плазмонному нанокластеру во внешнем магнитном поле Теренина Л.В.	75
Люминесценция свинцовых активных центров в стеклах SiO_2 в видимой и ближней ИК области Харахордин А.В., Соколов В.О., Плотниченко В.Г., Лаптев А.Ю., Гурьянов А.Н.	77
Исследование антистоксовой люминесценции ионов гольмия во фторидных кристаллах со структурой флюорита при возбуждении на уровень 5I5 Меркулов А.П., Ляпин А.А.	78
Ближнее поле двухслойного наноцилиндра с проводящей оболочкой или сердцевиной во внешнем магнитном поле Налбандян В.М., Коловертнов Г.С.	79
Методика диагностики мягкого рентгена при взаимодействии субтераваттных субпикосекундных УФ импульсов с низкоплотными мишенями Рябчук С.В., Гончаров С.А.	81
Измерение вращательной постоянной ($3p_1$) $^3\Pi_1$ ридберговского уровня молекулярного кислорода Гончаров С.А., Рябчук С.В.	82
Доплеровские измерения разлета дисперсной фазы при ударно-волновом воздействии: эксперимент и теория. Кондратьев А.Н.	84
Использование магнитофотонного интенсивностного эффекта в магнитоплазмонном кристалле для детектирования магнитного поля Рогачев А.Е.	85
Комбинационное рассеяние молекул родамина 6Ж, усиленное локализованными плазмонами наночастиц серебра в пленке поливинилового спирта Константинова Е.И., Зюбин А.А., Петровская Ю.А., Слежкин В.А., Брюханов В.В.	86
Оптические свойства р-допированных одностенных углеродных нанотрубок Ерёмин Т.В.	87
Исследование зависимости оптических свойств кристаллов LiNbO_3 :Mg от концентрации примеси магния методом терагерцовой спектроскопии временного разрешения Германский С.А., Кузнецов К.А., Китаева Г.Х.	88

Спектроскопия комбинационного рассеяния света полупроводниковой и металлической фракций одностенных углеродных нанотрубок Ерёмина В.А.	90
Магнитооптический модулятор света с управлением намагниченностью за счет магнитоэлектрического эффекта Храмова А.Е., Хохлов Н.Е., Пятаков А.П., Белотелов В.И.	91
Подсекция	
РАДИОФИЗИКИ	
Подавление параметрической неустойчивости в лазерных гравитационных детекторах при помощи модифицированных резонаторов Фабри-Перо Поплавский М. В.	93
Многолучевой клистрон S-диапазона для ЦЕРН'а Егоров Р. В.	94
Акустический пинцет в виде конфокального акустического резонатора Лесик М. В.	95
Комбинированная оптико-акустическая и лазерно-ультразвуковая томография биологических тканей Бычков А.С.	97
Лазерно-ультразвуковая профилометрия Зарубин В.П.	98
Влияние давления на нелинейные упругие свойства границы двух плоских шероховатых сред Кокшайский А. И., Ширгина Н. В.	99
Экспериментальное исследование закрученного ультразвукового пучка Терзи М.Е., Цысарь С.А., Юлдашев П.В., Карзова М.М., Сапожников О.А.	101
Возбуждение стоячих волн в вязкоупругом резонаторе при наличии статической деформации сдвига Асфандияров Ш.А., Крит Т.Б.	103
Фазовая и групповая скорость плоских акустических волн при отражениях в сильно анизотропных кристаллах Иванова П. А., Поликарпова Н. В.	104
Пьезоэлектрический эффект в кристалле дигидрофосфата калия Кононин И.А., Юхневич Т.В.	106
Нелинейные упругие свойства плоской границы двух твёрдых тел Ахматгалиев В.А.	107
Экспериментальное исследование быстрой и медленной динамики в поликристаллической меди Хегай С. С., Кокшайский А. И.	109
Использование леммы Лоренца для оценки напряжённости электромагнитного поля в затенённых зонах лабиринтных систем Сорокин Б. С.	111
Экспериментальное исследование влияния нагрузки на распространение клиновых волн Кокшайский А. И., Агафонов А. А.	112
Экспериментальное определение коэффициента затухания сигнала в мелком водоеме Дорофеева А.А.	113
Визуализатор магнитных полей Гребеникова Н. М., Логунов С. Э.	115
Экспериментальное исследование влияния амплитуды крутильных волн на их скорость в поликристаллической меди Асеев Е. М., Хегай С. С., Кокшайский А. И.	116
Изучение эффектов нагрева и акустической кавитации при облучении водных суспензий кремниевых наночастиц сфокусированным ультразвуком Фесенко И.К., Свиридов А.П.	118
Способ моделирования взаимодействия шаровой молнии с оконными стеклами Бикмухаметова А. Р.	120
Разработка и снятие характеристик устройства на основе синхронного детектирования Световидов А.А., Насертдинов Р.Р., Исаева А.Г., Кириллов Р.С., Петровнин К.В.	121

Определение параметров крутильной системы по модулю сдвига и коэффициенту гистерезисных потерь Самсонов Д. А.	122
---	-----

Подсекция

СВЕРХПРОВОДЯЩИХ И ЭЛЕКТРОННЫХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Анизотропия параметров порядка в сверхпроводящем пниктиде Ва-122, оптимально допированном никелем Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А.	124
Спектры люминесценции и электрические свойства ультрафиолетовых и фиолетовых светодиодов Волков В. В.	125
Исследование электронных, упругих и тепловых свойств MgB_2 Неустроева А. В.	126
Особенности механизма пиннинга вихрей в железосодержащих сверхпроводниках системы 11. Власенко В.А.	126
Spin-charge competition in a model cuprate Yu.D. Panov, A.A. Chikov, A.S. Moskvin	128
Исследование электронных свойств гетероинтерфейсов на базе оксидов переходных металлов с помощью расчётов из первых принципов Варламова И.И., Пиянзина И.И.	129
Влияние внутренней структуры и допирования ВТСП-2 на зависимость величины критического тока от ориентации внешнего магнитного поля Сычугов В. В., Дегтяренко П.Н., Овчаров А.В.	130
СТМ-СТС исследования гибридных структур сверхпроводник–топологический изолятор Баранов Д.С.	131

Подсекция

ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

Бетавольтаический преобразователь на кремниевой P-I-N-структуре Загитов А. Б.	134
Разработка гибридных устройств. Солнечный элемент – супер конденсатор Саранин Д.С., Потапова К.А., Крюков А.Ю., Десятов А.В.	134
Моделирование бетавольтаического элемента с трёхмерным гетеропереходом Шулежко В. В., Сибатов Р. Т.	136
Исследование физико-химических процессов формирования высокоселективных газочувствительных наноструктурированных пленок ZnO Агеев О.А., Замбург Е.Г., Шипулин И.А., Чередниченко Д.И.	137
Формирование нанокристаллов германия путем направленного отжига тонких пленок GeOx Гарахин С.А., Грачев Д.А.	138
Тепловое уширение энергетических уровней и плотность состояний квазиодномерного электронного газа А.Г. Гулямов, А.Б. Давлатов	139
Электрические характеристики переключения проводимости элементов резистивной памяти на основе нестехиометрического оксида кремния Захаров П.С.	140
Изучение распределения носителей заряда на поверхности полупроводника в МОП-транзисторах наноразмерного масштаба при введении единичного заряда в оксидный слой или на границу оксид-полупроводник Сапаров Х. Ш., Халиллоев М. М., Каримов М. К.	142
Электронный транспорт в гранулированных системах Al_2O_3 Магомедова А. А., Никитский Н.А., Черноглазов К.Ю.	143
Теоретическое исследование свойств электрической проводимости нанокристаллов тетраподов CdTe/CdSe Захаров Р. В.	144
Отрицательная дифференциальная проводимость в гетероструктурах на основе нанополупроводника Грушин М. А.	146
Исследование поперечного среза гетеронаноструктур Ge/Si и GaAs/Ge Сушков А.А., Шенгуров В.Т., Денисов С.А., Чалков В.Ю., Павлов Д.А.	147

Моделирование кинетики релаксации фотолюминесценции слоёв нанокристаллов кремния, полученных лазерной абляцией Мананков А. А., Гонгальский М. Б.	148
Эмиссия и транспорт электронов в структурах металл–диэлектрик–полупроводник Завидовский И.А.	149
Изготовление нанозазора в «подвешенном» металлическом нанопроводе с помощью электромиграции Гайдамаченко В.Р., Сапков И.В.	151
Исследование нанонитей карбида кремния оптическими методами Янситов К.К.	152
Дрейф зонда атомно-силового микроскопа при реализации TERS–эффекта Толкач Н. М.	153
Структурные и оптические свойства галлузитных нанотрубок с осажденными наночастицами серебра Кондакова А.В., Куралбаева Г.А., Исакулов А.Б.	154
Виртуальное моделирование процессов осаждения тонкопленочных покрытий Сягишева Л.Ф.	155
Исследование параметров экспонирования электронного резиста AR-P 6200 ионным пучком для литографии наноразмерных затворов транзисторов Лаврентьев К.К., Никольская В.В.	157
Магнитооптические свойства Ми-резонансных диэлектрических наноструктур Барсукова М.Г.	159
Разработка метода сухой электронно-лучевой литографии для формирования наноструктур на существенно неровных поверхностях Жарик Г.А., Дагесян С.А., Галстян А.Г.	160
Использование полевого транзистора с каналом-нанопроводом в качестве сверхчувствительного биосенсора Круглов Д.Д., Божьев И.В., Преснов Д.Е., Крупенин В.А.	161
Разработка и исследование характеристик матричного фотоприемника на основе глеродных нанотрубок Полохин А. А.	162
Исследование фазового состава тонких пленок полиморфного кремния методом рамановской спектроскопии Кошевой В.Л., Белорус А.О., Левицкий В.С., Пшелко Н.С.	164
Исследование внутренней структуры матриц-носителей для локальной доставки лекарств на основе порошков пористого кремния методом капиллярной конденсации Белорус А.О., Кошевой В.Л., Спивак Ю.М., Мошников В.А.	165
Формирование динамического одномерного фотонного кристалла в коллоидном растворе квантовых точек CdSe/ZnS Колобов А.В., Тихонов И.В.	166

Подсекция

ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Квантовая электроемкость свободного графена Хабибулаева А.М., Рустамова Д.М.	168
Переходное излучение «назад» ускоренных ионов при потере электронов на границе раздела двух сред Иванова И.А.	169
Гигантское магнетосопротивление в гетероструктуре на основе графена Мусаев Г.М., Магомедов Б.М.	170
Двунаправленная квантовая телепортация на одиночном состоянии Белла Попов А.А., Киктенко Е.О., Фёдоров А.К.	171
Структура квантовых поправок N=1 СКЭД, регуляризованной с помощью размерной редукции Алешин С.С.	173
Решение нестационарной системы уравнений Навье–Стокса для описания колебаний плотности цилиндрического вихря в вязком теплопроводном газе Петрова Т.А.	175
Поправка к теории ионизационного торможения Н.Бора Антонов М.А.	176

Вклад духов Нильсена–Каллош в β -функцию $N=1$ суперсимметричной теории Янга–Миллса при использовании BRST-инвариантной версии регуляризации высшими ковариантными производными Скопцов М.Б.	177
Оптические свойства квантовой точки, взаимодействующей с графеном Нухов А.К., Мусаев Г.М., Агаларов А.М.	179
Пертурбативные и непертурбативные подходы в одномерных и двумерных моделях квантовой теории поля Иванов А.С.	181
Двумерная модель Изинга с дефектами структуры Мостовой С.Д.	182
Движение электронов в 3-мерном магнитном поле плоского ондулятора Галченкова М.А.	183
Применение BRST-инвариантной регуляризации высшими ковариантными производными для вычисления перенормировки квантового калибровочного поля в $N=1$ суперсимметричной теории Янга–Миллса Казанцев А.Е.	185
Квадратичная линдбладовская эволюция гауссовских состояний Теретёнков А. Е.	187
Термодинамические свойства спинового льда на квадратной решетке в рамках модели точечных магнитных диполей Капитан В.Ю.	189
Модель инфлатона как псевдоГолстоуновского бозона Балицкий Я.В., Киселев В.В.	191
Квантовые поправки к массе фотино в $N=1$ суперсимметричной квантовой электродинамике с мягким нарушением суперсимметрии Нарцев И.В.	191
Точная средняя энергия основного состояния одномерной модели с замороженным беспорядком Вомпе Ф.А.	193
Связанный двухсекционный симметричный пружинный маятник Штацкая Н.С.	195
Эффекты 2D- диссипативного туннелирования с учетом влияния двух локальных фононных мод матрицы среды-термостата Кревчик П.В., Скоросова И.К., Мойко И.М., Султанов М.А., Волкова Е.С., Валаа А.Д.	196
Распространение электромагнитных волн в плазме с пылевой компонентой намагниченных частиц Самухина Ю.В.	197

Подсекция

ФИЗИКИ МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

О возможности определения состава жидких сред, биологических растворов и медицинских суспензий при экспресс-контроле их состояния методом ядрено-магнитной спектроскопии. Рукин Е.В., Мязин Н.С.	199
Механические свойства магнитореологических эластомеров Алехина Ю.А., Макарова	200
Исследование потерь энергии при частотном перемагничивании магнитомягких магнитопластов Милов Е.В., Милов В.Н., Балан И.А., Андреев А.С., Сипин И.А.	201
Исследования необратимостей магнитокалорического эффекта сплавов $La(Fe,Si)_{13}$ в процессе моделирования рабочих режимов магнитных тепловых насосов Востров Н.В., Балбихина О.В., Айриян Э.Л., Карпенков А.Ю.	202
Применение методов сканирующей зондовой микроскопии для исследования наноструктуры постоянных магнитов $SmZrCoCuFe$ Макушкин А.Л.	204
КВАДРУПОЛЬНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ЭФФЕКТЕ СПИНОВОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ В НАНОМОЛЕКУЛЕ Mn_{12} Абдиев Э.Ш.	205

Применение нового метода определения коэффициентов электрического и магнитного взаимодействия элементов метаматериала в ГГц диапазоне Петров П.С.	207
Исследование возможности контроля электромагнитных полей при помощи сверхпроводников Галияхметова Д.И.	209
Исследование взаимодействия элементов магнитных метаматериалов с преобладающим электрическим взаимодействием в ГГц диапазоне Кирюшечкина С.В.	210
Магнитоиндуктивные волны в 2D магнитных метаматериалах в МГц диапазоне Вакуленко А.Ю.	212
Влияние магнитно-структурных неоднородностей на термоэдс, магнетотермоэдс, электросопротивление и магнитосопротивление $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ манганита Баташѐв И.К.	214
Особенности температурной зависимости магнитной восприимчивости магнитных жидкостей с различным распределением частиц по размерам Испирян А.Г., Кунякин С.А., Бекетов А.А.	215
Исследования магнитных и магнитооптических свойств тонкопленочных Co/Cu/Co систем Макаров А.В., Харламова А.М.	216
Исследование температурной, релаксационной и деформационной зависимости электрических свойств магнитных эластомеров Русакова Т. С., Макарова Л.А.	218
Исследование магнитных свойств порошков чистого гексаферрита бария и монокристаллов Mn-замещѐнного гексаферрита бария Каландия М.Р.	220
Зависимость коэффициента электрического взаимодействия от способа описания взаимодействия метаатомов в ГГц диапазоне Иванюкович М.М., Сацкий А.В.	221
Зависимость коэффициента регрессии между межпланетным и магнитосферным полем Ин от критериев выбора базы данных Лукин А.С., Петрукович А.А.	223
Шум в латеральной спин-вентильной структуре Лобачев А.В.	224
Вращение капли магнитной жидкости как результат вращений содержащихся в ней намагниченных агрегатов коллоидных частиц Коробов М.И.	225
Киральные спиновые структуры и связанные с ними магнитные поля Вылегжанин А.Г.	227
Изменение температур магнитных фазовых переходов в сплаве Tb_9La_1 под действием быстрой закалки из расплава Звонов А.И., Цвик Я., Карпенков Д.Ю., Смаржевская А.И.	228
Монте-Карло моделирование магнитоэлектрического взаимодействия и фазовых переходов в нанопленках мультиферроиков Юлдашева А.Р., Нугуманов А.Г.	231
Изменение магнитной энтропии в сплавах Гейслера, допированных бором вблизи фазовых переходов Блинов М.И.	231
Магнитооптический эффект Керра в системе $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$, полученной методом ионной имплантации с последующим лазерным отжигом Зыков Г.С.	232
Магнитотранспортные свойства сплавов Гейслера на основе Ni-Mn-In, допированных четвертым элементом Пристинская Н.Ф.	234

Подсекция ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Исследование структурных характеристик подложек КЦТ, предназначенных для выращивания ГЭС КРТ Пряникова Е.В., Мирофянченко А.Е., Бурлаков И.Д.	237
---	-----

Nature of heavy fermion state in R _{0.01} La _{0.99} B ₆ (R=Ce, Ho)	
Anisimov M.	237
Исследование зависимости упругих характеристик от удельного количества водородных связей в олигомерах пропиленгликоля под давлением	
Данилов И.В.	238
Особенности структурно-фазовых превращений в сплаве Pd-25 ат.% Ni после гидрогенизации	
Белоусова А. А.	240
Мёссбауэровские исследования процессов железоредукции в щелочных условиях	
Грачева М.А.	242
Рост и исследование электронных свойств гетероструктур SnSe ₂ /Bi ₂ Se ₃	
Кибирев И.А.	243
Структура многокомпонентных магнитных сплавов Tb-Dy-Ho-Co-Fe	
Дудкин Д.С., Чжан В.Б.	245
Ab initio расчет зонной структуры InAs	
Черосов М.А.	246
Влияние ударных послекаскадных волн на межфазную границу биметаллов Ni-Al, Ni-Fe	
Захаров П.В., Маркидонов А.В., Ерёмин А.М., Обидина О.В.	246
Получение и свойства квазидвумерных алмазных кристаллов	
Алексеев А.М., Малыхин С.А.	247
Особенности проявления электрических свойств (проводимость, диэлектрическая проницаемость) в кристаллах и полимерах со слабыми водородными связями OH-O	
Воробьев А.В.	247
Одномерные фотонные кристаллы на основе трехмерных дираковских полуметаллов	
Киселев А.А., Котов О.В., Лозовик Ю.Е.	248
Влияние размера и геометрии металлгидридной засыпки на РСТ-диаграммы десорбции водорода	
Пыхтина А.И., Романов И.А.	249
Исследование взаимодействия графена с поверхностью меди (111) методом молекулярной динамики	
Сидоренков А.В.	250
Устройства накопления электрической энергии на основе магнитоэлектрического эффекта	
Федулов Ф.А., Фетисов Л.Ю., Чашин Д.В.	251
Исследование структуры высокочистого гадолиния методом атомно-силовой микроскопии	
Четырбоцкий В.А., Чжан В.Б.	252
Теоретическое исследование формирования поверхностного сплава платина-медь	
Докукин С.А.	253
CoFeMg нанотрубки: синтез, структурные и проводящие свойства	
Мейримова Т.Ю., Козловский А.Л.	254
Исследование влияния кислотности электролита на скорость осаждения Ni-нанотрубок	
Ибрагимова М.А.1, Козловский А.Л.	255
Исследование кристаллической структуры Cu-нанотрубок	
Калиекперов М.Е., Козловский А.Л.	255
Синтез и термостимулированная люминесценция кристалла Ca(Al _x Ga _{1-x}) ₂ S ₄ :Eu ₂₊	
Асадов Э.Г.	256
Effect of the external influences on photoluminescence efficiency and decay of pr ³⁺ doped calcium thioallate	
Naghiyev T.G., Leanenia M.S.	257
Синтез кристалла типа CaGa ₂ S ₄ :Nd	
Судейманова Н.А.	258
Классификация феноменологических моделей фазовых переходов методами эквивариантной теории катастроф C L=C3V	
Лукьянова А.А.	258
Структура и трибологические свойства алмазоподобных покрытий, легированных металлами via группы Шальнов	
С.А.	259
Влияние режимов механоактивации на структуру, микроструктуру, свойства и возможные применения Bsn-керамик	
Глазунова Е.В.	261

Структура И механические свойства полиуретанового композита с пространственно стабилизированными ферромагнитными частицами Кабанов В.М.	262
Квантово-химическое исследование 2d Ctn: электронные и магнитные свойства Шостак С.А., Куклин А.В.	263
Демонстрация Работоспособности первой параболической алмазной преломляющей линзы для передачи изображений и фокусировки рентгеновского излучения Жолудев С.И.	265
Энергии связи атомов замещения титана и хрома с вакансиями и межузельными атомами в ОЦК ванадии Боев А.О., Картамышев А.И., Аксёнов Д.А.	265
Изучение взаимодействия красителя алцианового синего и геля поли(п-изопропилакриламид) в водном растворе Манджиева Ю.Б., Балуюн Т.Г.	266
Квантовые осцилляции, квантовый эффект холла, фаза берри и сверхпроводимость в сильнолегированном $\text{Bi}_2\text{Se}_3\text{Cu}_{0.15}$ Романова Т.А., Князев Д.А., Садаков А.В., Прудкогляд В.А.	267
Расчеты из первых принципов эффективной массы кристалла TlInS_2 Исмайылова Н.А.	268
Диэлектрические и теплофизические свойства мультиферроика феррита висмута, допированного празеодимом и неодимом Хасбулатов С.В., Павелко А.А.	269
Структурный фазовый переход в нанопроводах кобальта Сыромятников А.Г.	271
Энергии образования и концентрации комплексов точечных дефектов в разбавленных твёрдых растворах титана в ванадии на основе классических потенциалов и модели ассоциатов Картамышев А.И., Боев А.О.	272
Эволюция микроструктуры, фазовая диаграмма и диэлектрические спектры системы $(1-X)\text{NaNbO}_3\text{-}X\text{Sr}_2\text{Nb}_2\text{O}_7$ Зубарев Я.Ю.	273
Электронная структура и оптические переходы в гибридных органо-неорганических перовскитах Воронин К. А.	274
Влияние морфологии градиентно-пористых структур на коэффициент отражения кремния Гостева Е.А., Старков В. В., Пархоменко Ю.Н.	275
Влияние механической активации на свойства сегнетокерамики ЦТС-21 Половинкин Б.С., Нагаенко А.В.	277
Мессбауэровские исследования процессов бактериального восстановления атомов железа в структуре магнетита Антонова А.В.	278
Атомистическое моделирование суперионных переходов в структурах типа флюорит UO_2 , UN_2 , TiN_2 Корнева М.А.	280
Влияние пав на свойства квантовых точек CDS при микроволновом синтезе Шагинян А.Л.	280
Оптическое поглощение и электропроводность тонких пленок полианилина с наночастицами кремния Ганеев А. Ш., Малов В.В., Мацукатова А. Н.	281
Расчет методом атомистического моделирования фазовой диаграммы циркония Гордеев И.С.	282
Особенности атомного и электронного строения многослойной наноструктуры $[(\text{CoFeB})_{60}\text{C}_{40}/\text{SiO}_2]_{200}$ Буйлов Н.С., Домашевская Э.П.	283
Мессбауэровские исследования процессов биогенного восстановления атомов железа в структуре природного глауконита Пчелина Д.И.	285
Металло-индуцированная кристаллизация пленок a-si:h, полученных методом «горячей проволоки» Попов С.В., Скворцов Н.П.	286
Влияние эволюции формы пустых и заполненных пор на прочность трековых мембран и композитов полимер/металл на их основе Ковалец Н.П., Абдурашидова Г.С., Бедин С.А., Гумирова В.Н., Разумовская И.В.	288

Изучение фазового перехода, вызванного повышением давления в нитриде урана методом атомистического моделирования Цепляев В.И.	289
Гидротермальный синтез композитов на основе MoS ₂ на поверхности углеродных носителей Кузнецова И.В.	289
Исследование электрических и фотоэлектрических свойств пленок нанокристаллических оксидов индия и цинка Фангина Н.П., Ильин А.С., Иким М.И.	290
Исследование R _{hemit} -структур на основе арсенида галлия методом электрохимического вольт-фарадного профилирования Яковлев Г.Е., Фролов Д.С., Зубков В.И.	291
Температурные зависимости времени электрон-электронного взаимодействия в полупроводниковых низкоразмерных гетероструктурах Сафошкин А.С.	293
Самосогласованное решение интегро-дифференциальных уравнений Шредингера и Пуассона Баскакова А.В., Бауков А.А., Грачев М.В., Щигорев Е.Ю.	294
Особенности спектров пропускания наноструктур йодида серебра и селенида цинка Пржиялковский Д.В., Лактаев И.Д.	296
Исследование процесса десорбции водорода для пористого материала Mn(Bh ₄) ₂ методами компьютерного моделирования и спектроскопии рентгеновского поглощения — XANES Панкин И.А., Гуда А.А.	298
Влияние тепловых колебаний атомов на растворимость кремния в гпу титане и термодинамическую стабильность фазы Ti ₃ Si Полетаев Д.О., Картамышев А.И.	300