

Министерство образования и науки
Российской Федерации
Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова

Международный молодежный научный форум
«Ломоносов»

XX международная конференция
студентов, аспирантов и молодых ученых
«Ломоносов»



Сборник тезисов докладов
Электронная версия

Секция «Физика»

Москва, 2013 г.

Подсекция «Астрофизика»

АНАЛИЗ ТРАНЗИТНЫХ КРИВЫХ БЛЕСКА ДВОЙНЫХ СИСТЕМ С ЭКЗОПЛАНЕТАМИ. КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОТЕМНЕНИЯ ЗВЕЗД К КРАЮ

Абубекеров Марат Керимович

Гостев Николай Юрьевич

Старший научный сотрудник, кандидат физ.-мат. наук

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт имени П.К. Штернберга, Москва, Россия

E-mail: marat@sai.msu.ru

Весьма часто, анализируя затменные кривые блеска двойных систем с экзопланетами, основной акцент делают лишь на геометрических параметрах двойной (см. например [1]). Потемнению же звездного диска к краю уделяется недостаточное внимание. Хотя именно в точных и надежных значениях коэффициентов потемнения косвенным образом заложена информация о распределении температуры и плотности в атмосфере звезды.

Важным преимуществом затмений звезд экзопланетами для определения коэффициентов потемнения диска звезды к краю является пренебрежимая малость эффектов отражения и эллипсоидальности, а также кольцевой характер затмения при относительно малом радиусе затмевающей планеты. Поэтому, несмотря на то, что относительная точность кривых затмения составляет около 0.1 -1% по отношению к глубине затмения, перечисленные благоприятные обстоятельства позволяют уверенно находить коэффициенты потемнения как в линейном, так и в нелинейном законе потемнения.

С использованием разработанного нами универсального алгоритма вычисления транзитных кривых блеска двойных систем с экзопланетами (доступного по адресу <http://lnfm1.sai.msu.ru/~ngostev/algorithm.html>) [2] выполнена интерпретация двойных систем транзитных кривых блеска систем: Kepler-7, Kepler-12, Kepler-14, Kepler-15, Kepler-17. Получены надежные значения коэффициентов потемнения звезд к краю в линейном и квадратичном законе. Оценка ошибок искомых параметров выполнена методом дифференциальных поправок и методом доверительных областей [3,4,5]. Получена эмпирическая зависимость коэффициентов потемнения звезд к краю от эффективной температуры поверхности звезды. Положено начало массовой интерпретации транзитных кривых блеска с целью определения надежных эмпирических значений коэффициентов потемнения звезд к краю. Работа продолжает цикл статей посвященный исследованию потемнения к краю звезд в двойных звездных системах с экзопланетами [6,7,8].

Литература:

1. J. Southworth, Mon.Not.R.Astron.Soc v.426 p.1291 (2012)
2. М.К. Абубекеров, Н.Ю. Гостев, А.М. Черепашук, Астрон. журн., том.87, стр.1199 (2010).
3. M. Lampton, B. Margon, S. Bower 1976 Astrophys.J. v.208. p.177.
4. А.В. Гончарский, С.Ю. Романов, А.М. Черепашук, Конечнопараметрические обратные задачи в астрофизике (М: МГУ) (1991)
5. М.К. Абубекеров, Н.Ю. Гостев, А.М. Черепашук, Астрон. журн., том.86, стр.778 (2009).
6. М.К. Абубекеров, Н.Ю. Гостев, А.М. Черепашук, Астрон. журн., том.88, стр.1139 (2011).
7. М.К. Абубекеров, Н.Ю. Гостев, А.М. Черепашук, Астрон. журн., том.88, стр.1139 (2011).
8. Н.Ю. Гостев, Астрон. журн., том.88, стр.704 (2011).

ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОТОКА МЮОНОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВБЛИЗИ МАКСИМУМА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

*Астапов И.И. *, Барбашина Н.С., Дмитриева А.Н., Мишутина Ю.Н.,
Шутенко В.В., Яковлева Е.И.*

**Ассистент*

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Научно-образовательный центр НЕВОД, Москва, Россия

E-mail: IAstapov@mephi.ru

Активные процессы на Солнце являются основным источником возмущений в межпланетном пространстве. Однако, несмотря на большое внимание, уделяемое данной проблеме, полной картины возникновения и распространения возмущений в гелиосфере, а также их влияния на условия жизнедеятельности нет. Решение этой проблемы необходимо для мониторинга и своевременного прогнозирования опасных явлений в околоземном пространстве и атмосфере Земли.

Важное место в этих исследованиях занимают комические лучи, которые пронизывают межпланетное пространство, и поэтому могут быть использованы как источник информации о процессах в гелиосфере и магнитосфере Земли. Частицы первичных космических лучей, попадая в атмосферу, взаимодействуют с ядрами атомов воздуха и генерируют вторичную компоненту, основную часть которой на поверхности Земли составляют мюоны. Мюоны с хорошей точностью сохраняют направление движения первичных частиц, что позволяет проводить изучение пространственно-угловых вариаций космических лучей в околоземном пространстве. Создание мюонных годоскопов, позволяющих регистрировать мюоны космических лучей на поверхности Земли одновременно со всех направлений верхней полусферы с разрешением $\sim 1^\circ$, позволило проводить эти исследования на более высоком уровне.

В работе приводятся результаты наблюдений потока мюонов комических лучей, регистрируемых широкоапертурным мюонным годоскопом УРАГАН [1], вблизи максимума 24-го цикла солнечной активности. Проведен сравнительный и корреляционный анализ пространственно-угловых вариаций потока мюонов с уровнем солнечной активности, параметрами межпланетного магнитного поля и солнечного ветра, получаемых из базы данных OMNI2 [2], которая содержит характеристики межпланетной среды, измеряемые спутниковыми и наземными детекторами. Представлены результаты апробации разработанных подходов к мониторингу и прогнозированию развития гелиосферных и магнитосферных возмущений.

Работа проведена с использованием уникального экспериментального комплекса НЕВОД при финансовой поддержке Минобрнауки России (государственный контракт № 14.518.11.7049).

Литература

1. Барбашина Н.С., Кокоулин Р.П., Компаниец К.Г. и др. Широкоапертурный мюонный годоскоп большой площади УРАГАН // ПТЭ. 2008. № 2. С. 26–32.
2. ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/spacecraft_data/omni/ (База данных OMNI2)

ДИНАМИКА И СТРУКТУРА СЕВЕРНОЙ ВЫСОКОШИРОТНОЙ ГРАНИЦЫ ВНЕШНЕГО РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА ПО ДАННЫМ НИЗКООРБИТАЛЬНЫХ СПУТНИКОВ КОРОНАС-ФОТОН И МЕТЕОР-М№1 2009-2012

Барина В.О., Калезаев В.В.

м.н.с.; зав. отделом, д.ф.-м.н.;

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет/НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

E-mail: alisawera@gmail.com

С марта 2009 по май 2012 года исследовалась глобальная структура и динамика высокоширотной границы внешнего радиационного пояса магнитосферы Земли по данным измерений потоков заряженных частиц. Для анализа были использованы данные прибора "Электрон-М-Песка" [1,2] на спутнике "Коронас-Фотон" с марта по конец ноября 2009 года в канале электронов с энергиями более 200 кэВ, и прибора МСГИ [3] спутника Метеор-М №1 с ноября 2009 по июль 2012 года в канале электронов с энергиями более 100кэВ. Обсуждение первых результатов, полученных по данным этих двух приборов, проведено в работе 2011 г. [4]. Высокоширотная магнитосфера в окрестности полярного овала контролируется как внешними (магнитосферными), так и внутриземными источниками магнитного поля. Исследовалось влияние этих факторов на положение границы внешнего радиационного пояса. С этой целью был проведен статистический анализ базы данных пересечений границы орбитами спутников Коронас-Фотон и Метеор-М №1, сформированной автоматически с помощью специально разработанного алгоритма. Продолжительный период экстремально-спокойного состояния магнитосферы в 2009 году позволил выделить эффект влияния главного геомагнитного поля на фоне факторов магнитосферного происхождения. Было установлено, что в спокойной магнитосфере высокоширотная граница внешнего радиационного пояса вращается вместе с Землей и, одновременно, смещается в ночную сторону примерно на 1.5 градуса (в зависимости от времени суток) под влиянием крупномасштабных магнитосферных токов. Полученные статистические закономерности были подтверждены расчетами размеров области захваченной радиации в модели магнитосферного магнитного поля A2000 и экспериментальными данными полученными в периоды спокойных условий в течение 2009-2012гг. Также установлено, что в геомагнитно-возмущенные периоды 2009-2012 гг. высокоширотная граница внешнего радиационного пояса смещается к экватору. Смещение коррелирует с Dst-индексом геомагнитной активности, что соответствует наблюдательным данным о расширении овала полярных сияний во время магнитной бури. На основе проведенного анализа получены аналитические выражения для положения границы на уровне ионосферы, учитывающие ее суточное вращение с Землей и зависимость от Dst-индекса.

[1] Денисов Ю.И., с соавт. *Астрономический вестник*, 3, 1524, 2011.

[2] <http://smdc.sinp.msu.ru/index.py?nav=coronas-photon&switchdiv=Overview>, 2013.

[3] <http://smdc.sinp.msu.ru/index.py?nav=meteor m&switchdiv=Overview>, 2013.

[4] Barinova et. al. *The Earths Magnetosphere Features During the Quiet 20092010 Epoch WDS'11 Proceedings of Contributed Papers, Part II*, 5660, ISBN 978-80-7378-185-9 MATFYZPRESS, 2011.

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В ПРОТУБЕРАНЦАХ И ЛИМБОВЫХ ВСПЫШКАХ ПО ДАННЫМ СПЕКТРАЛЬНО-ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Ботыгина Ольга Александровна

Сотрудник

Астрономическая обсерватория Киевского Национального Университета имени Тараса Шевченко, botygina86@gmail.com

Измерения магнитных полей протуберанцев и солнечной короны трудны, поскольку на них налагаются очень строгие технические условия измерительных приборов, они требуют глубокого понимания механизма формирования поляризационного расщепления линии в намагниченной плазме. Важную роль для интерпретации данных играет количество линий, но линии для хорошей диагностики протуберанцев и корональных магнитных полей ограничены – в спектрах протуберанцев светится гораздо меньше линий, чем видно фраунгоферовых линий в спектре фотосферы и поэтому подобрать подходящие линии практически невозможно. Для протуберанцев лучший выбор сводится к двум линиям – широким линиям гелия и водорода. Эти две линии использовались в разное время для изучения магнитных полей протуберанцев.

Представлены данные спектрально-поляризационных наблюдений трех активных протуберанцев 12 июля 2004 г. (8:48:50 UT), 24 июля 1999 г. (6:49 UT), 24 июля 1981 г. (6:30 UT), четырех спокойных протуберанцев 26 сентября 2011 г. (11:23:25 UT), 20 октября 2011 г. (09:15:25 UT), 7 ноября 2011 г. (11:55:25 UT), 9 ноября 2011 г. (11:26:17 UT; 11:28:35 UT) и двух мощных лимбовых вспышек 14 июля 2005 г. (11:51, 12:02, 12:07 и 12:10 UT) и 19 июля 2012 г. (6:45:50, 06:57:20 и 6:58:25 UT) по спектральным магниточувствительным линиям $H\alpha$ и $D3\ HeI$. Цель настоящей работы – измерения магнитных полей в перечисленных активных событиях по спектральным магниточувствительным линиям $H\alpha$ и $D3\ HeI$. Эти линии интересны тем, что имеют сильно различающиеся температурные чувствительности (линия гелия светится при более высокой температуре, чем линия водорода), тогда как магнитная чувствительность у них почти одинакова ($g = 1.05$ и 1.06 , соответственно). Наблюдения проводились на горизонтальном солнечном телескопе (ГСТ) Астрономической обсерватории Киевского национального университета им. Тараса Шевченко. Телескоп снабжен эшелльным спектрографом, фотогидом и спектрогелиоскопом [1].

Измерения амплитудных значений локальных полей показали, что магнитные поля в спокойных протуберанцах были в пределах от 0 до 1240 Гс для линии $H\alpha$ и от 0 до 1220 Гс для линии $D3\ HeI$. Амплитудные значения локальных магнитных полей оценивались по расщеплению бисекторов центральных частей профилей линий на уровне интенсивности 0.9 от максимальной. В активных протуберанцах и лимбовых вспышках наблюдаются значительные относительные расщепления профилей $I \pm V$ линий $H\alpha$ и $D3\ HeI$, до 100-150 мÅ. Для лимбовой вспышки 14 июля 2005 г. обнаружен весьма характерный эффект – противоположная наблюдаемая поляризация магнитного поля по линиям водорода и гелия. Наблюдаемые в лимбовых вспышках профили $I \pm V$ линий $H\alpha$ и $D3\ HeI$ имеют те же особенности, что и в активных протуберанцах [3]. Диапазон измеренных напряженностей (до 1220 Гс) также примерно тот же, что в активных протуберанцах. Наблюдаемые особенности $I \pm V$ профилей (а именно, локальные экстремумы расщепления бисекторов) подтверждают сделанный ранее вывод [2] о том, что вспышки состоят из мелкомасштабных эмиссионных элементов с большой оптической толщей, имеющих повышенную плотность плазмы.

1. Курочка Е.В., Курочка Л.Н., Лозицкий В.Г. и др. Горизонтальный солнечный телескоп Астрономической обсерватории Киевского университета // Вестник Киевского ун-та. Астрономия. 1980. Вып. 22. С.48–56.

2. Курочка Л.Н., Остапенко В.А. Учет неоднородности объектов при расчетах контуров линий // Солнечные данные. 1975. № 7, 96. С. 96-102.

3. Лозицкий В.Г., Ботыгина О.А. Сопоставление магнитных полей в активных протуберанцах, измеренных по линиям $D3\ HeI$ и $H\alpha$ // Письма в Астрономический журнал. 2012. Том 38. №6. С. 431-438.

РОБОТИЗИРОВАННОЕ ИЗГОТОВЛЕНИЕ ГЛАВНОГО ЗЕРКАЛА ТЕЛЕСКОПА - РЕФЛЕКТОРА НА БАЗЕ МИКРОКОМПЬЮТЕРА NXT

Волков Дмитрий Владимирович

Педагог дополнительного образования

Чебоксарский дворец детского и юношеского творчества, Россия, Чебоксары

E-mail: vdmvcheb@mail.ru

Самое важное при изготовлении главного зеркала телескопа – рефлектора добиться точности обработки оптической поверхности, для решения этой задачи в настоящее время актуально и доступно использовать методы автоматизации производственных процессов и процессов управления. На базе блока микрокомпьютера NXT собирается робот для шлифовки и полировки главного зеркала телескопа. Процесс обработки и контроля обрабатываемой поверхности программно реализуется в LabVIEW National Instruments. Применение LabVIEW оправдано, т. к. требуется сбор сложно структурированной информации, ее сложная обработка и управление системой на основе обработанных данных. Блок микрокомпьютера NXT по своим техническим характеристикам не уступает контроллерам для промышленных применений. Является 32 разрядным микрокомпьютером – с процессором AT91SAM7S256 (256K Flash, 64K RAM, 48 MHz), сопроцессором Atmega 48 (4K Flash, 512 byte RAM, 8 MHz), интерфейсами: интерфейсы - USB 2.0, Bluetooth, i2C; RS-485. Входные порты конфигурируемы индивидуально в один из трех режимов - порт АЦП, порт i2C или порт RS-485. Выходные порты NXT контроллера содержат двухполярные ЦАПы и каналы ввода импульсных сигналов от датчиков угловых перемещений.

Принцип шлифовки вогнутого зеркала удивительно прост. Если укрепленный плоский стеклянный диск тереть другим, таким же диском, предварительно положив между ними немного смоченного водой абразива, то сошлифовывающиеся поверхности обоих дисков начнут приобретать кривизну: нижний диск будет постепенно становиться все более выпуклым, верхний вогнутым. Причина этого: когда мы сдвигаем верхний диск с нижнего, то давление от веса самого диска и укрепленного на нем шагового двигателя смонтированного на металлической оси (шаговый двигатель и система точного перемещения частично используется с механизма матричного принтера) сосредоточивается на все меньшей площади и при том распределяется неравномерно. Характер движения верхнего диска по нижнему, на техническом языке называется штрихами. Также необходимо обеспечить поворачивание одного диска, относительно другого, для получения фигуры вращения. Соответствующие движения программируются в LabVIEW, точность движений обеспечивается применением шаговых двигателей и креплений механических узлов. Готовые алгоритмы движения штрихов, применяемые в LabVIEW, для движения стеклянного диска целесообразно и важно применять из книги: М. С. Навашина - Телескоп Астронома – любителя. В целом именно благодаря этой книге, изготавливаются мощные телескопы – рефлекторы с диаметром главного зеркала от 150 мм до 500 мм. Установка на качественно изготовленный телескоп – рефлектор, системы наведения и ПЗС матрицы, делает его не только инструментом любителя, но и профессионала, в особенности, если удалось добиться диаметра главного зеркала порядка от 350 мм до 450 мм.

В настоящее время автором статьи на базе микрокомпьютера NXT, среды LabVIEW National Instruments, с использованием шаговых двигателей, дорабатываемого механизма движения печатной головки матричного принтера, реализуются штрихи движения зеркала при шлифовке и полировке. Вместо микрокомпьютера NXT можно применить плату АЦП/ЦАП. Но огромная распространенность в образовательной среде, роботов на микрокомпьютере NXT, делает доступным практическое применение его в сфере обучения телескопостроению, т. к. многочасовую однообразную работу изготовления главного зеркала телескопа, делает робот – давая уверенность в точности изготовления главного зеркала, будущего, собственного телескопа-рефлектора.

СОДЕРЖАНИЕ HCl В АТМОСФЕРЕ ВЕНЕРЫ ПО ДАННЫМ СПЕКТРОМЕТРА SOIR МИССИИ «ВЕНЕРА-ЭКСПРЕСС»

Евдокимова Дарья Геннадьевна

Студент

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Институт космических исследований РАН

E-mail: dashaevdoki@rambler.ru

Венера окружена очень плотной атмосферой со сложной динамикой. Исследование вертикальной структуры атмосферы имеет важное значение для изучения эволюции климата планеты.

Один из методов, который позволяет провести детальный анализ вертикального распределения атмосферных газов и аэрозолей атмосферы — метод солнечного просвечивания, или метод затмений. Наиболее надежный результат можно получить, наблюдая затмения непосредственно с орбиты планеты. Метод затмений с орбиты Венеры был впервые применен в ходе миссии Европейского Космического Агентства «Венера-Экспресс».

Прибор для солнечного просвечивания, используемый на космическом аппарате «Венера-Экспресс» — эшелле-спектрометр SOIR (Solar Occultation in the InfraRed); разрешающая способность ~ 25000 , спектральный интервал — 2.2-4.2 мкм [1]. Конструкция прибора дает возможность измерять спектры атмосферного пропускания параллельно в разных интервалах спектра.

По измеренным спектрам была проделана работа по восстановлению вертикальных профилей концентрации соляной кислоты (HCl) и углекислого газа (CO₂) в мезосфере Венеры (высоты 70-110 км). Несмотря на малое содержание газа HCl в атмосфере — менее 1 ppt (частиц на миллион), — он играет важную роль в химии планеты, активно участвуя в фотохимических реакциях. Для восстановления концентраций CO₂ и HCl использовались инфракрасные спектры в полосах поглощения этих газов: ~ 3.43 мкм (HCl) и ~ 3 мкм, ~ 4 мкм (CO₂).

Вертикальные профили рассчитаны для трех сеансов наблюдений на разных орбитах, в которых проводились измерения во всех трех спектральных интервалах одновременно. Относительная концентрация HCl была получена как отношение восстановленных концентраций HCl к CO₂, поскольку углекислота является преобладающим газом в атмосфере Венеры ($\sim 96\%$).

К настоящему времени в результате проделанной работы получено 6 профилей относительной концентрации HCl. Для диапазона высот 70-110 км она составила 0.2-0.8 ppt в единице объема. Эти результаты хорошо согласуются с существующими моделями [2,3] и с данными, полученными в результате наблюдений в субмиллиметровом диапазоне с наземного телескопа [4].

Дальнейшая работа будет направлена на уточнение полученных данных, исследование динамики вертикальных профилей и исследование зависимости содержания HCl от широты. Это возможно благодаря большому количеству уникальных данных, переданных прибором с орбиты Венеры.

Литература

1. Mahieux A. et al. In-flight performance and calibration of SPICAV/SOIR on-board Venus-Express. // *Applied Optics*. 2008. V. 47, № 13. P. 2252-2265.
2. Yung, Y.L., DeMore, W.B., 1982. Photochemistry of the atmosphere of Venus: Implications for atmospheric evolution. *Icarus* 51, 199–247.
3. Vladimir A. Krasnopolsky. A photochemical model for the Venus atmosphere at 47–112 km // *Icarus*. 2012. DOI: 10.1016/j.icarus.2011.11.012.
4. Brad J. Sandor, R. Todd Clancy. Observations of HCl altitude dependence and temporal variation in the 70–100 km mesosphere of Venus // *Icarus*. 2012. DOI: 10.1016/j.icarus.2012.05.016.

ПОПРАВКА К ЗАКОНУ КУЛОНА В РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ КРотовых НОР**Захаров Максим Андреевич***Студент**Международный университет природы, общества и человека**Факультет естественных и инженерных наук, Дубна, Россия**E-mail: maxcardinal@yandex.ru*

В присутствии газа кротовых нор происходит искажение кулоновского закона. Целью данной работы является определение модификации кулоновского закона в присутствии одной кротовой норы, соединяющей два различных евклидовых пространства.

В ходе исследования была рассмотрена простейшая модель кротовой норы, соединяющая два евклидовых пространства с метрикой:

$$dl^2 = f^2(dx^2 + dy^2 + dz^2)$$

Кротовую нору можно представить в виде сферы радиуса a , по которой склеены два одинаковых плоских пространства:

$$f(a) = \begin{cases} 1, r > a \\ a^2, r < a \\ r^2 \end{cases}$$

Была выведена поправка к закону кулона в присутствии одной такой кротовой норы:

$$dG = \sum_{l=0}^{\infty} A_l \frac{1}{r^{l+1}} P_l(\cos \gamma) \quad A_l = - \left(\frac{a}{r'} \right)^{2l+1} \frac{r'^l}{2(l+1)}$$

Предложено обобщение на случай кротовой норы, соединяющей два участка одного пространства.

Список литературы:

1. Kirillov AA Savelova EP, dark matter as a gas of wormholes, Phys. Lett. B 660 (2008) 93-99
2. Дж.Джексон, Классическая электродинамика, 1962. Издательство «Мир» Москва, 1965.

АСИМПТОТИЧЕСКИЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ В f(R)-ГРАВИТАЦИИ**Иванов Михаил Михайлович***студент**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,**физический факультет, Москва, Россия**E-mail: mm.ivanov@physics.msu.ru*

Мы изучаем асимптотические космологические решения для нескольких популярных семейств функций $f(R)$. Используя эквивалентность между $f(R)$ -гравитацией и скалярно-тензорной теорией, мы объясняем, как потенциал эффективного скалярного поля (скалярона) может быть использован для объяснения асимптотического поведения решений теории. Показано, что большинство рассмотренных семейств $f(R)$ -функций имеют устойчивые суперинфляционные решения, которые ведут к сингулярностям двух типов - «Big Rip»[1,2] и «Little Rip»[3]. Многие решения таких типов были найдены впервые [4].

Используя методы теории сингулярно-возмущенных дифференциальных уравнений в случае малых констант связи была обнаружена регулярная асимптотика, осциллирующая возле стандартного Фридмановского решения. Найдены бассейны доминирования асимптотических режимов. Показано, что даже в случае исчезающих констант связи однородная космологическая эволюция в рассматриваемой модели будет иметь отличия от стандартной Λ CDM модели, которые могут быть проверены с помощью астрономических наблюдений.

Литература

5. A. A. Starobinsky, Grav. Cosmol. **6**, 157 (2000).
6. R. Caldwell, M. Kamionkowski, N. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **91**, 071301 (2003).
7. I. Brevik, E. Elizalde, S. Nojiri, S.D. Odintsov Phys. Rev. **D 84**, 103508 (2011).
8. M.M.Ivanov, A.V.Toporensky, IJMPD, **21**, 1250051 (2012).

АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ КГД ПРИБЛИЖЕНИЯ МЕЛКОЙ ВОДЫ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Истомина Мария Александровна¹, Попова Елена Петровна²

М.н.с., м.н.с.

¹ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия,

*²Московский государственный университет М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия*

E-mail: ¹m_ist@mail.ru, ²popovaelp@mail.ru,

Солнечная магнитная активность имеет довольно сложную структуру, которую можно описывать в разных приближениях.

В данной работе рассматривается квазигазодинамический приближение мелкой воды с магнитным полем для моделирования магнитной активности Солнца. КГД алгоритм решения уравнений мелкой воды для магнитного поля предложен и протестирован в препринте [1].

Основное отличие предложенного подхода от простейших теорий динамо [2] состоит в том, что кроме уравнения генерации магнитного поля, присутствуют уравнения для эволюции поля скоростей. Поля скоростей дают возможность исследовать не только генерацию и эволюцию магнитного поля, но и оценить его влияние на движущиеся потоки вещества. Показано, как меняется магнитное поле и скорость потоков вещества при разных начальных и граничных условиях.

В работе обсуждаются возможные астрофизические приложения полученных результатов.

1. Елизарова Т.Г., Устюгов С.Д., Истомина М.А. Квазигазодинамический алгоритм решения уравнений мелкой воды для магнитной гидродинамики // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2012. № 64. 24 с. URL: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2012-64>.

2. Brandenburg, A., Subramanian, K. Astrophysical magnetic fields and nonlinear dynamo theory, Phys.Review., 417, 1-209.

ДВУМЕРНЫЙ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ КОД ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ И ЭВОЛЮЦИИ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ

Кукса Максим Михайлович

Аспирант

Обнинский институт атомной энергетики – филиал федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,

факультет кибернетики, Обнинск, Россия

E-mail: max@kuksa.ru

Прогресс в решении проблемы переноса углового момента в аккреционных, и в том числе протопланетных, дисках связан с привлечением эффектов магнитного поля. Данные о намагниченности первичных метеоритов [4] и недавние прямые наблюдения [2] свидетельствуют о наличии крупномасштабных магнитных полей в протопланетных дисках. Разработанный численный код позволяет исследовать динамические процессы взаимодействия газа и крупномасштабного магнитного поля в аккреционном диске.

Динамика вязкой несжимаемой плазмы в гравитационном и магнитном полях описывается следующей системой уравнений

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho = -\rho \nabla \cdot \mathbf{u} \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -c_s^2 \frac{\nabla \rho}{\rho} - \nabla \Phi_{\text{grav}} + 2v_{\text{turb}} \left(\mathcal{D} \frac{\nabla \rho}{\rho} + \nabla \cdot \mathcal{D} \right) + \frac{(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{4\pi\rho} \\ c_s^2 = c_{s0}^2 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma-1} \\ \frac{\partial \mathbf{B}_{\text{disk}}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \eta_{\text{turb}} \nabla \times \nabla \times \mathbf{B} \\ \mathbf{B} = \mathbf{B}_{\text{disk}} + \mathbf{B}_{\text{ext}} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \end{array} \right. ,$$

где t – время, ρ и ρ_0 – плотность и ее начальное значение соответственно, \mathbf{u} – вектор скорости, c_s и c_{s0} – скорость звука и ее начальное значение соответственно, $\gamma = 5/3$ – показатель адиабаты, Φ_{grav} – гравитационный потенциал, \mathcal{D} – симметричная часть тензора скоростей деформаций, \mathbf{B}_{disk} , \mathbf{B}_{ext} и \mathbf{B} – собственное магнитное поле диска, внешнее магнитное поле и результирующее магнитное поле соответственно, v_{turb} – коэффициент турбулентной кинематической вязкости, η_{turb} – коэффициент турбулентной магнитной диффузии.

Математическая модель записывается в цилиндрической системе координат (r, φ, z) с началом отсчета O в центре звезды. Диск считается симметричным относительно оси вращения Oz , поэтому производные $\partial/\partial\varphi = 0$. Область моделирования представляет собой срез диска в плоскости rOz . Несмотря на двумерную область моделирования в модели учитываются все три компоненты векторов $\mathbf{u} = (u_r, u_\varphi, u_z)$, $\mathbf{B} = (B_r, B_\varphi, B_z)$.

Численное решение системы уравнений строится на регулярной ортогональной сетке. Пространственные производные приближаются конечными разностями шестого порядка аппроксимации. Производная по времени вычисляется с помощью явной схемы Рунге-Кутты третьего порядка аппроксимации. Шаг по времени определяется из условия Куранта-Фридрихса-Леви.

Всестороннее исследование различных типов граничных условий помогло определить характерное поведение модели и задать более «свободные» граничные условия, что имеет большое значение для обеспечения корректности при решении астрофизических задач.

Применение в численном моделировании коэффициента турбулентной вязкости, учитывающего вклад магнитного поля в турбулентную энергию [1], позволило проследить эволюцию вертикальной структуры диска совместно с конфигурацией внешнего и собственного магнитного поля в диске. Сравнительный анализ полученных результатов с проведенным ранее исследованием на основании классической α -модели вязкости [3] свидетельствует о существенном влиянии магнитного поля на перераспределение углового момента в аккреционном диске.

Литература

1. Колесниченко А.В., Маров М.Я. О влиянии спиральности на эволюцию турбулентности в солнечном протопланетном облаке // *Астрономический вестник*. 2007. Т. 41. № 1. С. 3–23.
2. Donati J.-F. et al. Direct magnetic field detection in the innermost regions of an accretion disc // *Nature*. 2005. V. 438. P. 466–469.
3. Kuksa M.M. The magnetic field impact on accretion rate in a protoplanetary disk // *Odessa Astronomical Publications*. 2012. V. 25. Issue 2. P. 104–106.
4. Levy E.H. Magnetic field in the primitive solar nebula // *Nature*. 1978. V. 276. P. 481.

ПОЛОЖЕНИЕ И ДИНАМИКА ПЕРЕДНЕГО КРАЯ ТОКОВОГО СЛОЯ ХВОСТА МАГНИТОСФЕРЫ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ THEMIS В ПЕРИОД ЭКСТРЕМАЛЬНО СПОКОЙНОЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Назарков И.С., Калегаев В.В.

Аспирант

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобелъцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: nazarkov@dec1.sinp.msu.ru

В 2009 г. магнитосфера Земли находилась в условиях затянувшегося на длительное время периода низкой солнечной активности. На основе данных спутников THEMIS исследуется положение и динамика магнитного поля переднего края хвоста магнитосферы. Используя модели собственного магнитного поля Земли (IGRF-11) и магнитосферного магнитного поля (A2000), из измеренного на бортах спутников магнитного поля выделяется поле токов хвоста. Благодаря возможности одновременных измерений на 5 спутниках, были построены радиальные профили магнитного поля вдоль хвоста магнитосферы при различных условиях в солнечном ветре. В результате работы установлено, что передний край токового слоя при спокойных условиях в солнечном ветре 4 апреля 2009 г. находился на расстоянии около 12 R_E , а магнитное поле в его окрестности составляло $|B| = 20$ нТл, в то время как в удаленном хвосте - около 10 нТл. Во время геомагнитного возмущения 14 февраля 2009 г. (мин. Dst -35 нТл) передний край токов хвоста магнитосферы приблизился к Земле до 8 R_E , и значительно усилилось магнитное поле вблизи него (B_x компонента поля достигала 70 нТл, B_z достигала - 50 нТл), что говорит о значительных протекающих токах и в тоже время об их слабом эффекте на поверхности Земли. Можно сказать, что произошло увеличение характерных размеров магнитосферной токовой системы хвоста в период затянувшегося минимума солнечной активности.

КРОСС-КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ КВАЗАРОВ

Панищев О.Ю.

Старший преподаватель

Дёмин С.А.

Научный сотрудник

Казанский (Приволжский) федеральный университет,

Институт физики, Казань, Россия

E-mail: oranischev@gmail.com

Важнейшими факторами, определяющими эволюцию аккрецирующих астрофизических систем, являются нелинейность, нестационарность, перемежаемость динамики, а также коллективные эффекты. Данный вывод становится очевидным, если учесть, что динамика дисковой аккреции во многом определяется процессами в горячей плазме [1]. Сложность процессов, реализующихся в плазме аккреционного диска, приводит к необходимости использования всех доступных методов анализа для детального понимания особенностей динамики подобных систем.

В настоящей работе фликкер-шумовая спектроскопия (ФШС) [2] используется для изучения авто- и кросс-корреляций спектральной плотности потока радиоизлучения квазаров 0215p015 и 1641p399 на частотах 2,7 ГГц и 8,1 ГГц [3]. Экспериментальные данные по радиоизлучению квазаров были любезно предоставлены в ходе международного сотрудничества Dr. N. Tanizuka (Laboratory for Complex Systems Analysis, Osaka Prefecture University). Регистрация данных осуществлялась в период с 1979 по 1988 гг. (3 309 дней).

Квазары – это мощные компактные объекты, открытые в 60-х гг. XX века, как источники радиоизлучения с очень малыми угловыми размерами, а затем отождествленные со звездообразными объектами. Согласно распространенной точке зрения квазары являются активными ядрами далеких галактик, находящихся на стадии формирования, в которых

сверхмассивная черная дыра поглощает вещество из газопылевого диска. При движении слоев падающего вещества возникают коллективные эффекты и резонансные явления, которые отражаются в динамике излучения квазара.

Основой ФШС-подхода является введение соотношений для описания различных типов нерегулярностей – нерегулярностей-всплесков и нерегулярностей-скачков, отражающих резонансные и хаотические вклады анализируемой динамики. Это позволяет провести параметризацию – количественное и качественное «описание» эволюции исследуемых систем на основе извлечения информации с помощью небольшого набора параметров. Вводимые двухпараметрические кросс-корреляторы способствуют установлению эффектов частотно-фазовой синхронизации и проведению анализа перекрестных взаимосвязей в сигналах радиоактивности квазаров на разных частотах.

Соответствующее выражение для 3D «двухточечных» корреляторов или кросс-корреляторов имеет вид [2]:

$$q_{ij}(\tau, \theta_{ij}) = \left\langle \left[\frac{V_i(t) - V_i(t + \tau)}{\sqrt{2}\sigma_i} \right] \left[\frac{V_j(t + \theta_{ij}) - V_j(t + \theta_{ij} + \tau)}{\sqrt{2}\sigma_j} \right] \right\rangle_{T - \tau - |\theta_{ij}|},$$

$$\sigma_i(\tau) = \left\{ \left\langle [V_i(t) - V_i(t + \tau)]^2 \right\rangle_{T - \tau - |\theta_{ij}|} \right\}^{\frac{1}{2}},$$

где $V_i(t)$, $V_j(t)$ – динамические переменные, τ – «время задержки» (полагаем $\tau > 0$), θ_{ij} – параметр «смещения во времени».

На рис. 1 представлены 3D кросс-корреляторы для радиоизлучения рассматриваемых квазаров, фиксируемого на частотах 2.7 ГГц и 8.1 ГГц. Кросс-корреляционные зависимости для сигналов квазара 0215p015 характеризуются наличием четкой осциллирующей структуры, отражающей доминирование в динамике определенного набора частот. Ключевая информация, содержащаяся в представленных зависимостях, относится к проявлению частотно-фазовой синхронизации. Действительно, в соответствии с представленной выше зависимостью, последовательные максимальные значения $q_{ij}(\tau, \theta_{ij})$, фиксируемые на рис. 1a при $\theta_{ij} > 0$, означают, что сигнал на частоте 2.7 ГГц следует с определенной периодичностью за сигналом на частоте 8.1 ГГц. В то же время, последовательные максимальные значения $q_{ij}(\tau, \theta_{ij})$, фиксируемые на рис. 1a при $\theta_{ij} < 0$, означают, что сигнал на частоте 8.1 ГГц с той же самой периодичностью предшествует сигналу на частоте 2.7 ГГц. Фактически обнаружена отчетливая синхронизация процессов дисковой аккреции квазара 0215p015, сопровождающейся генерацией регистрируемого радиоизлучения на разных частотах.

Соответствующая зависимость $q_{ij}(\tau, \theta_{ij})$ для излучения квазара 1641p399 (рис. 1b) наряду с размытой структурой кросс-коррелятора демонстрирует высокочастотные осцилляции, отражающие значительную степень реализации эффектов нестационарности. Вместе с тем, в коллективной динамике радиоизлучения указанного квазара не проявляется частотно-фазовая синхронизация. Отсутствие в динамике сигналов квазара 1641p399 сформированного набора собственных частот и повышение интенсивности хаотических составляющих в высокочастотной области излучения приводит к «деформации» структуры кросс-коррелятора.

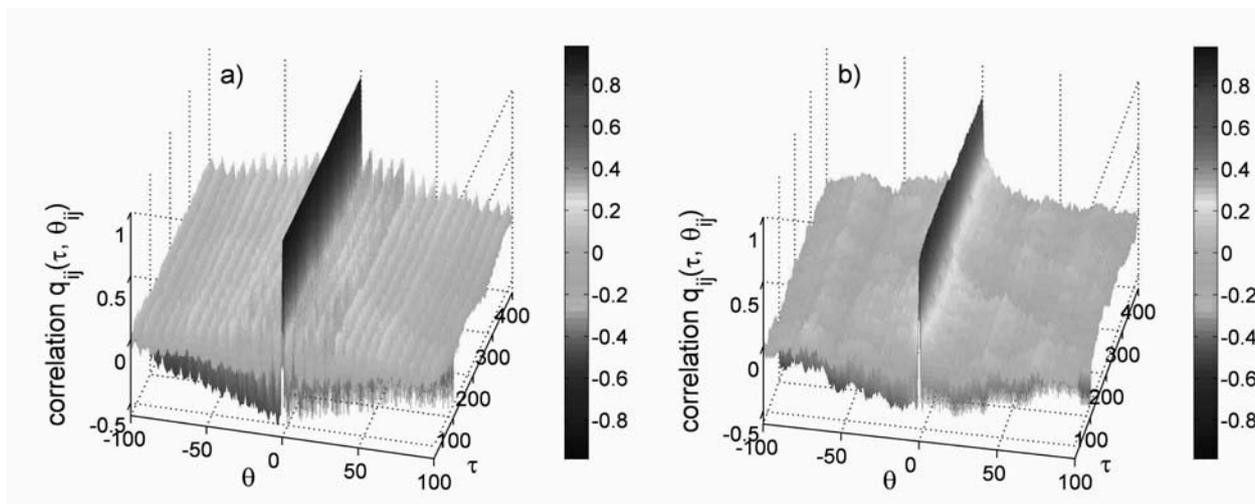


Рис. 1: 3D-зависимости кросс-корреляторов $q_{ij}(\tau, \theta_{ij})$ для радиоизлучения квазаров 0215p015 (a) и 1641p399 (b) на частотах 2,7 ГГц и 8,1 ГГц.

Авторы выражают признательность доктору физико-математических наук, профессору Тимашеву С.Ф. (НИФХИ, Москва) за помощь в обсуждении полученных результатов. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 12-02-97000-р_поволжье_a.

Литература

1. Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. М.: Наука. 1976.
2. Тимашев С.Ф. Фликкер-шумовая спектроскопия: Информация в хаотических сигналах. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2007.
3. Tanizuka N., Khan M.R. Dynamical structure of quasar radio wave intensity fluctuations from daily to yearly period // Noise and Fluctuations ICNF-2003, Ed. J. Sikula. Brno: Brno University of Technology, 2003. С. 813-816.

К-ПОПРАВКИ КРИВЫХ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ОПТИЧЕСКИХ КОМПОНЕНТОВ МАССИВНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ С НЕЗНАЧИТЕЛЬНЫМ РЕНТГЕНОВСКИМ ПРОГРЕВОМ

Петров Владислав Сергеевич

Младший научный сотрудник

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

ГАИШ, Москва, Россия

E-mail: vpetrov@sai.msu.ru

Кривые лучевых скоростей оптических компонентов массивных рентгеновских двойных систем могут отличаться от кривых лучевых скоростей их центров масс в результате приливного искажения, гравитационного потемнения, рентгеновского прогрева и т.д. [1,4,10]. Однако часто наблюдаемую кривую лучевых скоростей звезды анализируют в модели двух материальных точек, когда форма кривой не зависит от эффектов близости компонентов [7]. Чтобы в первом приближении учесть эффекты близости компонентов без прямого вычисления кривых лучевых скоростей в сложных моделях (например, в модели Роша, модели быстро вращающейся звезды и пр.) вводятся К-поправки, как поправки, связанной с различием между лучевыми скоростями центра масс звезды и "эффективного центра" области формирования спектральных линий [6,8]. В исследовании рассматриваются полуамплитуды кривых лучевых скоростей звезд в модели Роша в зависимости от параметров двойной системы [1,2,9]. Кривые лучевых скоростей рассчитаны для линий поглощения бальмеровской серии [5] в диапазоне параметров, характерных для массивных

рентгеновских двойных систем. В работе рассчитаны К-поправки к кривым лучевых скоростей звезды в модели Роша в зависимости от параметров ТДС. Расчеты показали, что полуамплитуда кривой лучевых скоростей звезды в модели Роша, и полуамплитуда кривой лучевых скоростей центра масс звезды могут существенно отличаться [3]. Это отличие влияет на определение массы релятивистского компонента. Показано, что существование минимума К-поправок позволяет оценить максимальную верхнюю ошибку определения массы в модели материальных точек. Приведены таблицы К-поправок для оптических звезд в массивных рентгеновских двойных системах Cen X-3, LMC X-4, SMC X-1, Vela X-1, 4U 1538-52, которые помогут более корректно реализовать метод Монте-Карло для определения масс компонентов ТДС.

Автор выражает признательность Черепашуку А.М. и Антохиной Э.А.

Литература

1. Антохина Э. А., Черепашук А.М., Астрон. журн., 71, 420 (1994).
2. Антохина Э. А., Черепашук А.М., Шиманский В.В., Астрон. журн., 82, 131 (2005).
3. Петров В.С., Антохина Э. А., Черепашук А.М., . Астрон. журн. (в печати).
4. Hutchings, Ap.J., 217, 537 (1977).
5. Kuruz R. L., CD-ROMs (1992)
6. Muñoz-Darias T., Casares J., I. Martínez-Pais G., ApJ, 635, 502 (2005)
7. Rawls M. L., Orosz J. A., McClintock J. E., Torres M. A. P., Bailyn Ch. D., Buxton M. M., ApJ, 730, 25R (2011)
8. Wade R.A., Horne K., ApJ, 324, 411 (1988)
9. Wilson R. E., Devinney E.J., Ap.J., 166, 605 (1971)
10. Wilson R. E., Sofia S., Ap.J., 203,182 (1976).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВОЙНОГО ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ С ПОМОЩЬЮ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ ДЛЯ ЗВЕЗДНОГО ДИНАМО В ДВУХСЛОЙНОЙ СРЕДЕ

Попова Елена Петровна¹, Потемина Ксения Александровна²

Младший научный сотрудник, студент

*¹Московский государственный университет М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия*

*²Московский государственный университет М.В.Ломоносова,
механико-математический факультет, Москва, Россия*

E-mail: popovaelp@mail.ru

Генерацию и эволюцию магнитного поля Солнца и других звезд принято связывать с механизмом динамо, который основан на учете совместного действия альфа-эффекта и дифференциального вращения. Источники динамо могут находиться на разной глубине конвективной зоны и действовать с разной интенсивностью. На основе такой схемы построена динамическая система в случае звездного динамо в двухслойной среде с учетом меридиональных потоков для моделирования двойного цикла, который соответствует одновременному присутствию 22-летних и квазидвухлетних осцилляций магнитного поля. Показано, что режим смешанных осцилляций может возникать за счет того, что в верхнем слое конвективной зоны движение динамо-волны противоположно меридиональным потокам. Это ведет к торможению распространения тороидального поля и генерации медленных осцилляций. В более глубоких слоях направления распространения динамо-волны и меридиональных потоков совпадают, в результате чего возникают быстрые осцилляции магнитного поля. За счет этого суммарный вклад двух осцилляций с разными частотами соответствует появлению квазидвухлетних циклов на фоне 22-летних.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОВЕРКИ РАСШИРЕННЫХ ТЕОРИЙ ГРАВИТАЦИИ***Ранну К.А.¹, Дядина П.И.²****¹Сотрудник, соискатель**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия**E-mail: ranni@xray.sai.msu.ru**²Студент**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия**E-mail: guldur.anwo@gmail.com*

Одним из путей экспериментальной проверки теорий гравитации и наложения дополнительных ограничений на значения их параметров является использование параметризованного пост-ньютоновского формализма [2]. В настоящей работе с его помощью была исследована модель Гаусса-Боннэ со скалярным полем [1]. Показано, что разложение метрики в данной теории не отличается от случая ОТО не только в пост-ньютоновском, но и в следующем, пост-пост-ньютоновском порядке. Таким образом на данный момент отличить модель Гаусса-Боннэ от Общей Теории Относительности не представляется возможным, и такая ситуация продлится достаточно долго. Это верно также и для других расширений ОТО с членами высших порядков по кривизне, предполагающих столь же незначительные, аккуратные поправки к основному гравитационному действию, и присутствие скалярных полей не меняет ситуацию. Другие геометрические способы модификации теории Эйнштейна, которые могут иметь заметные отклонения от ОТО в пост-ньютоновском пределе, требуют слишком сильного искажения геометрии пространства в нашей Вселенной. Этот метод сопряжен с большими сложностями вплоть до отсутствия у некоторых теорий ньютоновского предела.

В качестве альтернативы геометрическому подходу к расширению ОТО в настоящей работе был рассмотрен сценарий с дополнительными измерениями, а именно модель Рандалл-Сандрум II [3, 4]. Для упомянутой модели было получено нетривиальное, то есть отличающееся от случая Общей Теории Относительности, пост-ньютоновское разложение. С использованием известных экспериментальных значений пост-ньютоновских параметров были выведены некоторые ограничения на параметры модели. По итогам сравнения физического и геометрического подходов к расширению ОТО можно сделать вывод, что первый из них представляется на данный момент гораздо более перспективным и многообещающим, так что поиск новых физических явлений и создание новых моделей становится насущной необходимостью в решении вопросов, которые не решаются с помощью базовой (немодифицированной) версии гравитационной теории Эйнштейна.

Литература

1. Алексеев С.О., Ранну К.А. Черные дыры Гаусса-Боннэ и возможности их экспериментального поиска // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. 2012. No 3. С. 463-487.
2. Уилл К. Теория и эксперимент в гравитационной физике. М., 1985.
3. Figueras P., Wiseman T. Gravity and Large Black Holes in Randall-Sundrum II Braneworlds // Physical Review Letters. 2011. Vol. 107. No. 8. С. 081101.
4. Randall L., Sundrum R. An Alternative to Compactification // Physical Review Letters. 1999. Vol. 83. No. 23. С. 4690-4693.

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПАКТНОЙ ЗВЕЗДЫ С НЕ СЛИШКОМ ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ВЕЩЕСТВА В ПРИБЛИЖЕНИИ РТГ С ОТЛИЧНОЙ ОТ НУЛЯ МАССОЙ ГРАВИТОНА

Рохманенков Александр Сергеевич

аспирант

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: rohmanenkov@gmail.com

Вопрос о массе гравитона пока остается открытым. В [1] - [5] приводятся основные уравнения релятивистской теории гравитации (РТГ) с отличной от нуля массой гравитона. При этом уравнения образуют весьма сложную систему нелинейных дифференциальных уравнений. Поиск аналитического решения этой системы представляется весьма затруднительным.

Однако, очень важно исследовать модификацию физических характеристик тела при возрастании гравитационного поля (за счет увеличения вещества в нем). Особый интерес представляют сверхмассивные тела. Пока же мы ограничимся анализом случая гравитационных полей средней силы.

Для нахождения решений в случае средних гравитационных полей было использовано компьютерное моделирование. Решения дифференциальных уравнений были получены с помощью нескольких идеологически различных методов. Это явный метод Рунге-Кутты 5 порядка с адаптивным изменением шага и релаксационный метод решения краевых задач. Расчет производился до тех пор, пока не сшивались решения на границе тела.

В работе была рассчитана система обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) для массивного сферически симметричного тела с применением полевого подхода в теории гравитации с отличной от нуля массой гравитона. Найдено решение системы ОДУ для не слишком массивных тел. Показана эволюция решения этой системы с увеличением массы объекта, а так исследована зависимость от массы гравитона.

Литература

1. Логунов А.А. Основные принципы релятивистской теории гравитации// Теоретическая и математическая физика. 1989, Том 80, Серия 2.
2. Логунов А.А. Релятивистской теории гравитации// Теоретическая и математическая физика. 1990, Том 85, Серия 1.
3. Логунов А.А. Основные уравнения для массивного гравитационного поля// Теоретическая и математическая физика. 1992, Том 92, Серия 2.
4. Герштейн С.С., Логунов А.А., Мествиришвили М.А. Массивный пылевой шар, пульсирующий под действием собственного гравитационного поля// Теоретическая и математическая физика. 2008, Том 155, Серия 2.
5. Лоскутов Ю.М. Центральная-симметричная задача в релятивистской теории гравитации с μ -членом// Теоретическая и математическая физика. 1990, Том 83, Серия 3.

ДВОЙСТВЕННАЯ ПРИРОДА КОМЕТЫ 29P/SCHWASSMANN-WACHMANN 1

Снеткова Юлия Анатольевна

Инженер-конструктор 2 категории

Федеральное государственное унитарное предприятие «Государственный научно-производственный ракетно-космический центр «ЦСКБ-Прогресс», Самара, Россия

E-mail: JSnet@mail.ru

Комета Швассмана-Вахмана 1 (29P/Schwassmann-Wachmann 1) была открыта 15 ноября 1927 года немецкими астрономами Арнольдом Швассманом и Арно Вахманом в Гамбургской обсерватории (Германия). С тех пор она привлекает к себе много внимания как со стороны астрономов-профессионалов, так и со стороны астрономов-любителей.

Последний раз комета была в перигелии в 2004 году. Следующее прохождение перигелия ожидается 7 марта 2019 года.

Так чем же вызван к ней такой интерес? Прежде всего, своей непохожестью на все остальные короткопериодические кометы. Чтобы это понять, исследуем физические характеристики ядра кометы Швассмана-Вахмана.

1. Эффективный радиус ядра кометы 29P/Schwassmann-Wachmann 1

В работе [1] представлены основные положения разработанной нами многокомпонентной модели сферического ядра кометы, с помощью которой можно легко определять радиус, массовую плотность и массу ядер короткопериодических комет.

Для определения радиуса ядра кометы, прежде всего, мы нашли зависимость интенсивности излучения, пришедшего от ядра кометы и фиксируемого наблюдателем, от интенсивности излучения, падающего на ядро от Солнца [1]. В итоге радиус ядра кометы R_N представляется в виде:

$$R_N = a_0 \sqrt{\frac{10^{-0.4(m_{hel} - m_{sun})}}{A_G}}, \quad (1)$$

где $a_0 = 1$ а.е., m_{sun} – видимый блеск Солнца, m_{hel} и A_G – гелиоцентрический блеск и геометрическое альbedo ядра кометы соответственно.

Однако в случае с кометой 29P достаточно точно определить радиус ядра не удастся из-за различных значений геометрического альbedo, приведенных в разных литературных источниках. Обычно геометрическое альbedo ядер комет полагается равным 0.04 (как у кометы Галлея). С другой стороны, согласно [2], альbedo ядра кометы 29P составляет 0.13 ± 0.04 , что является совершенно не типичным для кометного ядра и в то же время распространенным среди класса объектов, называемых *кентаврами*. Они, как правило, движутся между орбитами Юпитера и Нептуна и проявляют свойства как астероидов, так и комет.

Проведя большой обзор литературы, мы обнаружили, что геометрическое альbedo ядра этой кометы варьируется в пределах от 0.02 до 0.17 в различных диапазонах.

Рассмотрим несколько значений альbedo по аналогии с другими авторами и приведем полученные данные для радиуса ядра кометы в таблице 1.

Значение гелиоцентрического блеска заимствовано из работы [3].

В третьем столбце таблицы представлен диапазон длин волн (фотометрическая полоса), которому соответствуют значения геометрического альbedo и гелиоцентрического блеска.

В четвертом столбце представлены геометрические размеры ядра кометы Швассмана-Вахмана, полученные в настоящей работе.

2. Массовая плотность ядра кометы 29P/Schwassmann-Wachmann 1

Для определения средней массовой плотности ядра кометы и области ее допустимых значений используется алгоритм [1], построенный на основе многокомпонентной модели кометного ядра.

Согласно данному алгоритму, существует сильная зависимость области допустимых значений массовой плотности ядра от сферического (бондовского) альbedo ядра. В данной работе мы используем условие равенства $A_S = A_G$ по аналогии с работами других авторов.

Таким образом, применяя разработанный нами алгоритм, получаем среднюю массовую плотность, представленную в столбце 5 таблицы 1, при различных значениях геометрического альbedo ядра.

3. Масса ядра кометы 29P/Schwassmann-Wachmann 1

Зная эффективный радиус, среднюю массовую плотность ядра кометы и моделируя ядро однородным шаром с гладкой поверхностью, легко находим массу такого ядра по формуле:

$$M_{Nour} = \frac{4\pi}{3} \rho_{Nour} R_{Nour}^3. \quad (2)$$

Полученные результаты представлены в столбце 6 таблицы 1.

Таблица 1

Физические характеристики ядра кометы 29P

A_G	m_{hel}	λ	R_{Nour} (км)	ρ_{Nour} (кг/м ³)	$M_{Nour} \times 10^{15}$ (кг)
0.02	12.0	R	15.15	343	5
0.04	12.0	V	13.36	688	6.87
		R	10.71		3.54
0.13±0.04	12.0	V	7.41 ^{8.91} _{6.48}	2238	3.81
0.17	12.0	R	5.20	2928	1.72

Из таблицы 1 очевидно, что по своим физическим характеристикам комета Швассмана-Вахмана 1 может представлять из себя два разных объекта: 1) массивное тело с маленькой плотностью и низкой отражательной способностью либо 2) небольшое тело с высокой плотностью и высоким альбедо. Это вполне соответствует двойственной природе объекта (астероид/комета).

Литература

1. Снеткова Ю.А. Новые оценки радиуса, массовой плотности и массы ядер некоторых короткопериодических комет // Материалы международной научно-практической Интернет-конференции «Современные проблемы и пути их решения в науке, транспорте, производстве и образовании 2010», 20–27 декабря 2010 г. <http://www.sworld.com.ua/index.php/ru/physics-and-mathematics/physics-and-astronomy-mechanics/1789-snetkova-vj>
2. Cruikshank D.P., Brown R.H. The nucleus of comet P/Schwassmann–Wachmann 1 // *Icarus*, V.56, 1983. P.377–380.
3. Fernandez J.A., Tancredi G., Rickman H., Licandro J. The population, magnitudes, and sizes of Jupiter family comets // *Astron. Astrophys.*, V.352, 1999. P.327–340.

О ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ РЕШЕНИЯХ
ДЛЯ САМОДЕЙСТВУЮЩЕГО СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ

Чаадаев А.А.

Аспирант

Ульяновский государственный педагогический университет имени И.Н.Ульянова, физико-математический факультет, Ульяновск, Россия

E-mail: alexandr308@mail.ru

В классе метрик Фрийдмана-Робертсона-Уокера (для пространственно-плоской Вселенной)

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)dl^2$$

система уравнений Эйнштейна и скалярного поля имеет вид [2]:

$$\dot{H} + 3H^2 = -\Lambda + \kappa V(\varphi)$$

$$-3\dot{H} - 3H^2 = \Lambda + \kappa(\dot{\varphi}^2 - V(\varphi))$$

$$\ddot{\varphi} + 3H\dot{\varphi} + V'(\varphi) = 0$$

Мы рассматриваем уравнения Эйнштейна и поля при зависимости масштабного фактора H и потенциала V от величины скалярного потенциала φ . В этом случае система космологической эволюции сводится к двум динамическим уравнениям [1]:

уравнению типа Гамильтона-Якоби

$$\frac{2}{\kappa^2} [H']^2 - \frac{3}{\kappa} [H]^2 + V = \frac{\Lambda}{\kappa}$$

и уравнению Фрийдмана, записанного в терминах производной по полю

$$H' = -\frac{1}{2} \kappa \phi$$

Можно показать, что одной из возможностей решения уравнения типа Гамильтона-Якоби является сведение его к уравнению гиперболы с переменными коэффициентами, параметрически записываемое в виде:

$$\begin{cases} H - \sqrt{\frac{V - V_0}{\beta}} \cosh \lambda \varphi \\ \frac{dH}{d\varphi} = \sqrt{\frac{V - V_0}{\alpha}} \sinh \lambda \varphi \end{cases}$$

Тогда единственно возможное решение для случая положительного потенциала имеет вид:

$$V(\varphi) = V_0 + C(\cosh \lambda \varphi)^{-2(1-\delta)}$$

где $\delta = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{3\kappa}{2}} = \text{const.}$

Ввиду некоторой произвольности в выборе параметра λ можно рассматривать интегрируемые модели с конкретным видом δ . Так если задать $\delta = 2$, то эволюция скалярного поля и масштабного фактора имеет вид:

$$\begin{aligned} \varphi &= 2 \sqrt{\frac{2}{3\kappa}} \operatorname{Arcoth} \left[\exp \left(\frac{\sqrt{3\kappa C}}{2} (t - t_*) \right) \right] \\ \alpha &= \alpha_0^3 \left(\exp \left\{ \frac{\sqrt{3\kappa C}}{2} (t - t_*) \right\} - 1 \right)^{1/3} \end{aligned}$$

Анализ последнего выражения приводит к наличию точки перегиба $t_\varphi = t_* + \frac{2}{\sqrt{3\kappa C}} \ln \left[\frac{4}{3\sqrt{3\kappa C}} + 1 \right]$, что можно интерпретировать как переход от замедления расширения к его ускорению.

Выполнено в рамках государственного заказа Министерства образования и науки РФ по проекту №2.7621.2013. Выражаю благодарность научному руководителю доктору физико-математических наук, профессору Червону С.В. за постановку задачи и консультации.

Литература

1. Иванов Г.Г. Космологические модели Фридмана с нелинейным скалярным полем // В сб. Гравитация и теория относительности, под ред. В.Р. Кайгородова. – Казань: Изд-во Казанского университета, вып. 18, стр. 54-60.
2. Червон С.В. Нелинейные поля в теории гравитации и космологии. УлГУ. Ульяновск. 1997 г

РЕГИСТРИРУЮЩАЯ СИСТЕМА УСТАНОВКИ НЕВОД-ШАЛ

*Шульженко И.А. *, Амельчаков М.Б., Богданов А.Г., Киндин В.В.,
Кокоулин Р.П., Компаниец К.Г., Ликий О.И., Овчинников В.В.,
Петрухин А.А., Шестаков В.В., Шутенко В.В., Яшин И.И.*

** Аспирант, инженер*

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Научно-образовательный центр НЕВОД, Москва, Россия

E-mail: IAShulzhenko@mephi.ru

В работах по изучению групп мюонов в широком диапазоне зенитных углов и множественностей, проведенных на комплексе НЕВОД-ДЕКОР [1, 2] в период 2002-2007 гг., было показано, что с помощью относительно небольшой установки ($\sim 100 \text{ м}^2$) можно изучать

характеристики потока и взаимодействия первичного космического излучения в широком диапазоне энергий $10^{15} - 10^{19}$ эВ на основе анализа спектров локальной плотности мюонов (СЛПМ) [3]. Однако интервал энергий первичных частиц, ответственных за формирование групп с фиксированной множественностью под заданным зенитным углом, достаточно широк. Размещение вокруг комплекса НЕВОД-ДЕКОР установки для регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ) с энергиями $10^{15} - 10^{17}$ эВ традиционным методом позволит определять мощность ливня, положение его оси и, соответственно, уменьшить разброс оценок энергий, полученных с помощью метода СЛПМ. Такая калибровка метода СЛПМ сделает более достоверными результаты, которые будут получены в наиболее интересной области энергий выше 10^{17} эВ.

Разрабатываемая установка для регистрации широких атмосферных ливней НЕВОД-ШАЛ представляет собой массив сцинтилляционных детекторов, которые будут расположены на крышах лабораторных корпусов НИЯУ МИФИ (Москва) и предназначены для регистрации электромагнитной (для околоразрывных ливней) и мюонной (для наклонных ливней) компонент ШАЛ. Регистрирующая система установки организована по кластерному принципу. Каждый кластер состоит из четырех сцинтилляционных детекторов и обслуживается локальным пунктом (ЛП) сбора и первичной обработки данных. Площадь одного детектора $\sim 2.5 \text{ м}^2$. Характерные расстояния между кластерами составляют $\sim 20 \div 30$ м. Первая очередь установки будет содержать 36 кластеров. Общая площадь составит $\sim 1 \div 2 \times 10^4 \text{ м}^2$.

В работе обсуждаются особенности регистрирующей системы установки НЕВОД-ШАЛ, обеспечивающей детектирование, сбор и первичную обработку данных, временную синхронизацию и выделение событий по данным отдельных кластеров, а также результаты изучения характеристик детектора, прототипа электроники ЛП и кластера.

Работа выполнена в Научно-образовательном центре НЕВОД при поддержке Министерства образования и науки России и РФФИ (грант 11-02-12222-офи-м-2011).

Литература

1. Задеба Е.А., Амельчаков М.Б., Ашихмин В.В. и др. «Нейтринный водный детектор НЕВОД на поверхности Земли», Ядерная физика и инжиниринг, 2011, т. 2, № 6, с. 483-493.
2. Барбашина Н.С., Езубченко А.А., Кокоулин Р.П. и др. «Координатный детектор для исследования горизонтального потока космических лучей», Приборы и техника эксперимента, 2000, № 6, с. 20-24.
3. Богданов А.Г., Громушкин Д.М., Кокоулин Р.П. и др. «Исследование характеристик потока и взаимодействия космических лучей сверхвысоких энергий с помощью метода спектров локальной плотности мюонов», Ядерная физика, 2010, т. 73, № 11, с. 1904-1920.

ПОСТРОЕНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПРОФИЛЯ НОЧНОЙ НАДОБЛАЧНОЙ ДЫМКИ ПО ДАННЫМ VIRTIS VEX

Щербина Марина Петровна

Студентка

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: morskayaa906@yandex.ru

Изучение дымки над облаками Венеры (70-95 км) и верхних слоев облаков имеет большое значение для климатологии Венеры. На этих высотах происходит формирование сернокислотного аэрозоля на дневной стороне. Природа дымки на ночной стороне Венеры детально не изучалась до сих пор.

В данной работе обрабатывались данные лимбовых наблюдений эксперимента VIRTIS. Изображающий спектрометр VIRTIS (Visible and Infrared Thermal Imaging Spectrometer), работающий в составе научной аппаратуры АМС Венера-Экспресс, Европейского Космического Агентства, способен решать широкий спектр задач по

исследованию Венеры [1]. Прибор предназначен для изучения состава, свойств атмосферы и облачного покрова, динамических процессов и термического картирования поверхности планеты. Спектрометр состоит из трех спектральных каналов: изображающие каналы VIRTIS-M для видимой (0.3 – 1 мкм) и инфракрасной (1 – 5 мкм) областей, спектральное разрешение 1.9 и 16 нм соответственно, VIRTIS-N – канал со спектральным разрешением 0.6 нм работающий в интервале длин волн от 2 до 5 мкм. Результаты, описанные в данной работе, получены при обработке и анализе данных инфракрасного канала VIRTIS-M.

Спектр ночной стороны Венеры в ближней ИК области имеет сложную форму. При отсутствии солнечного излучения, рассеянного облаками, на $\lambda < 2.5$ мкм наблюдаются пики излучения горячей нижней атмосферы и поверхности, прошедшее в окна прозрачности между полосами CO₂ и рассеянное облачным слоем, практически без поглощения. На $\lambda > 3$ мкм спектр формируется тепловым излучением верхнего облачного слоя и надоблачной атмосферы. Для зондирования надоблачной дымки использовались участки спектра в окна прозрачности 1.18, 1.27, 1.74, 2.3. Эти окна прозрачности хорошо видны на рис 1.

Было обработано 75 орбит. Получены лимбовые профили интенсивности в дымке, которая простирается до высот 85-90 км, с разрешением 2.5 км по высоте и 5 градусов по широте в пределах от 0 до 75 градусов. Вертикальное распределение плотности дымки меняется от монотонного падения с высотой до слоистого. На рис.2 представлен пример вертикальных профилей интенсивностей на длине волны 2.3, 1.74 и 1.18 мкм на лимбе, орбита 330. Рис.3 – интенсивность излучения на длине волны 1.74 на лимбе Венеры. На высоте 75-80 км виден рассеивающий слой с максимумом интенсивности на широте 18°. Слой на орбите 718 - ярко выраженный, но так как просмотрена только часть данных, то не исключено, что подобные слои могут встретиться и на других орбитах.

Основной вывод: дымка на ночной стороне Венеры наблюдается над облачным слоем Венеры от 70 до 95 км высоты; она сильно переменна по широте и во времени; вертикальный профиль дымки часто имеет слой с максимумом на высоте от 75 до 85 км.

Работа поддержана частично грантом РФФИ 12-02-01280 и Грантом Президента РФ МК-3820.2012.2.

Литература

1. Gérard J.-C., Saglam A., Piccioni G., Drossart P., Cox C., Erard S., Hueso R., and Sánchez-Lavega A. Distribution of the O₂ infrared nightglow observed with VIRTIS on board Venus Express // Geophys. Res. Lett. 2008. V35. L02207. doi:10.1029/2007GL032021
2. Засова Л.В., Мороз В.И., Линкин В.М., Хатунцев И.В., Майоров Б.С. Строение атмосферы Венеры от поверхности до 100 км // Космич. иссл. 2006. Т. 44. № 4. С. 381 – 400.

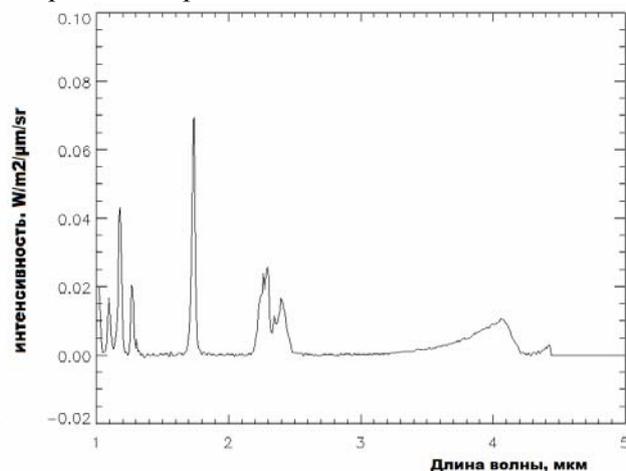


Рис 1. Окна прозрачности.

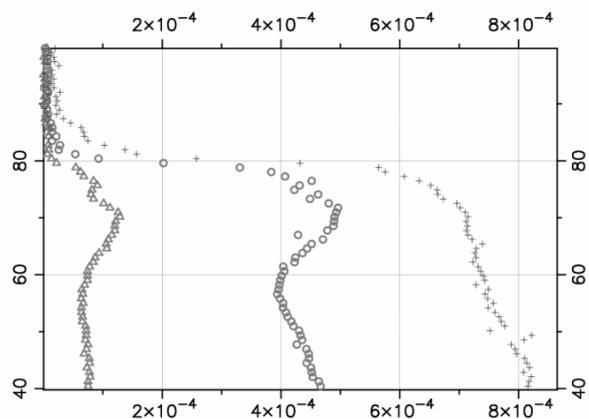


Рис 2. Пример вертикальных профилей интенсивностей (10^{-1} Вт/м²/мкм/ср) на длине волны 2.3, 1.74 и 1.18 мкм на лимбе, орбита 330.

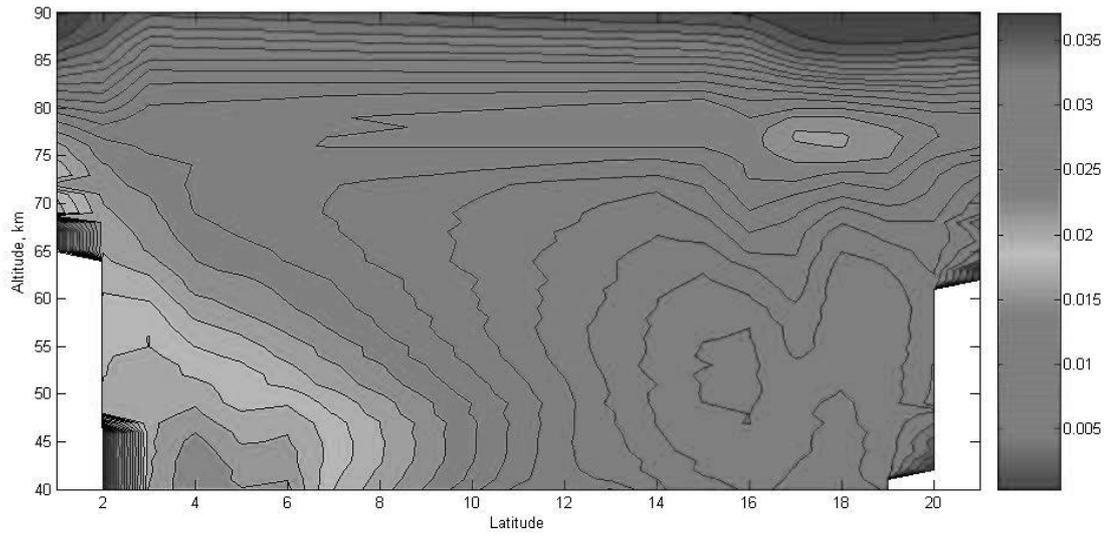


Рис. 3. Интенсивность излучения на длине волны 1.74 мкм на лимбе Венеры.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫХОДОВ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ^{89}Y ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТОРМОЗНЫХ ФОТОНОВ С МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИЕЙ 55 МэВ.

Базлева Е.М., Бельшев С.С.

Студент, Физик

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: katebazleva@gmail.com, belyshev@depni.sinp.msu.ru

Измерены выходы и изомерные отношения продуктов фотоядерных реакций на изотопе ^{89}Y . Облучение мишени проводилось на разрезном микротроне RTM-55 НИИЯФ МГУ пучком тормозных фотонов с энергией до 55 МэВ. Спектры гамма излучения продуктов реакций, образовавшихся в облучённой мишени, измерялись на гамма-спектрометре из сверхчистого германия с энергетическим разрешением 1.9 кэВ на линии 1.33 МэВ ^{60}Co .

При анализе выходов многочастичных реакций в гамма-активационном эксперименте последовательный учёт систематических погрешностей, связанных с неопределённостью формы тормозного спектра при использовании толстого радиатора, геометрии облучения и измерения, изменений интенсивности тока пучка, зависимости эффективности спектрометра от энергии, представляет собой трудную задачу. В данной работе эта проблема была решена с применением моделирования эксперимента на GEANT4 [1] и обработки данных при помощи RooStats [2] — современного программного инструмента, используемого в физике высоких энергий для статистического анализа.

В результате анализа данных были получены изомерные отношения Y_m/Y_g для ^{87}Y , ^{86}Y , ^{85}Y , ^{84}Rb а также получены выходы ряда нуклидов, образующихся в результате многочастичных фотоядерных реакций с вылетом до 5 нуклонов:

Реакция	Образующийся нуклид	Порог реакции, МэВ
(γ, n)	^{88}Y	11.47
($\gamma, 2n$)	^{87}Y	20.83
($\gamma, 3n$)	^{86}Y	32.63
($\gamma, 4n$)	^{85}Y	42.14
($\gamma, 5n$)	^{84}Y	53.90
(γ, np)	^{87m}Sr	18.18
($\gamma, 3np$)	^{85}Sr	38.10
($\gamma, \alpha n$)	^{84}Rb	18.45
($\gamma, 3n2p$)		46.74

Литература

- [1] S. Agostinelliae et al., Nuclear Instrum. and Meth. in Phys. Res. Sect. A 506 (2003) 250-303
 [2] Lorenzo Moneta, Kevin Belasco, Kyle Cranmer, Alfio Lazzaro, Danilo Piparo, et al. The RooStats Project. PoS, ACAT2010:057, 2010. [arXiv:1009.1003].

$\alpha\beta$ -РАСПАД В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Белоус П.В., Стешенко Г.К.

Студенты,

Московский физико-технический институт,

факультет общей и прикладной физики, Москва, Россия

E-mail: p.v.belous@gmail.com

Расчёты показывают, что для некоторых стабильных ядер (например, ^{181}Ta , ^{183}W , ^{184}W , ^{201}Hg) энергетически выгодным является так называемый процесс $\alpha\beta$ -распада, в котором одновременно происходят процессы α -распада и β -распада [1]. При этом последние по

отдельности могут быть запрещены. Вероятность реакции $\alpha\beta$ -распада в нормальных условиях оказывается крайне малой. Тем не менее, сверхсильное магнитное поле может быть хорошим «катализатором». В сверхсильном магнитном поле фазовый объём связанных состояний электронов значительно возрастает [2], что приводит к росту вероятности ядерных распадов с рождением электрона. В случае $\alpha\beta$ -распада электрон «вытягивается» магнитным полем в связанное состояние и рождается вместе с α -частицей. При этом «вырвавшаяся» α -частица дает необходимую энергию.

Существенное отличие процесса $\alpha\beta$ -распада от классического α -распада заключается в том, что суммарная энергия конечного ядра и α -частицы всегда меньше энергии исходного ядра, поскольку исходное ядро является β -стабильным. Следовательно, в ядерном потенциале волновая функция α -частицы ψ будет описывать реальную частицу снаружи ядра, но, в отличие от классического α -распада, виртуальную и внутри барьера и во внутренней области ядра, то есть, α -частица рождается виртуальной.

Расчёт вероятности $\alpha\beta$ -распада проводится аналогично расчёту вероятности запрещённого β -распада, но с учётом рождения α -частицы в ядерных функциях конечного состояния. Анализ, аналогичный рассмотренному в [1] β -распаду в сверхсильном магнитном поле, показывает, что в сверхсильном магнитном поле таком, что ларморовский радиус электрона становится малым по сравнению с боровским радиусом, фазовый объём незанятых лептонных состояний неограниченно возрастает. За счёт такого «взрыва лептонного фазового объёма» процессы $\alpha\beta$ -распада могут приобрести конечные вероятности [2].

В предлагаемой работе не доказывается существование гипотетического явления $\alpha\beta$ -распада, а предлагается лишь качественное рассмотрение гипотезы и показывается, что данная гипотеза не противоречит физическим законам. Фактически, сообщается «наблюдение» того обстоятельства, что ряд стабильных ядер имеют энергетически выгодный канал распада, при котором одновременно задействованы и слабые и сильные ядерные взаимодействия. Кроме того, предлагается теоретическая гипотетическая возможность увеличения вероятности такого процесса в сверхсильных магнитных полях нейтронных звезд.

Литература

1. Д. В. Филиппов, Увеличение вероятности запрещенных электронных β -распадов в сверхсильном магнитном поле // Ядерная физика. - 2007. - 12 : Т. 70. - стр. 2068–2076.
2. Д.В. Филиппов, Л.И. Уруцкоев, А.О. Бирюков, А.А. Рухадзе, П.В. Белоус, Потеря устойчивости тяжелых ядер в сверхсильном магнитном поле // Прикладная физика - - 2012. - 42. - стр. 60–68.

АКУСТИЧЕСКИЕ ДЕТЕКТОРЫ НЕЙТРИНО

Бецис Д.С.

Студент

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

Регистрация нейтрино – трудоемкий процесс, связанный со многими техническими сложностями, огромными объемами детекторов и низкой скоростью накопления данных. Нейтрино является незаряженным лептоном с очень маленькой массой (если она вообще есть), и участвует практически только в слабых взаимодействиях. Поэтому сечение взаимодействия нейтрино с веществом мало, до 10^{-40} см², хотя и возрастает с увеличением энергии и зависит от плотности среды.

Наиболее развитыми методами регистрации нейтрино являются: черенковский (в оптическом, ультрафиолетовом и радио диапазоне), использующий эффект Вавилова-

Черенкова от заряженных частиц – результата взаимодействия нейтрино; сцинтилляционный метод; и радиохимический, регистрирующий ядерную реакцию.

Однако эти методы применимы не для всех энергий и имеют свои ограничения. На данный момент существуют альтернативные способы, которые могли бы расширить диапазон и повысить эффективность регистрации нейтрино. Например, акустический метод может быть особенно важным и полезным для детектирования высокоэнергетичных нейтрино и исследования эффекта ГЗК-обрезания, а также происхождения нейтрино с такой энергией и проверки космологических теорий.

Существует несколько предложенных механизмов возникновения в воде (или другой плотной среде) акустического импульса при взаимодействии с ней высокоэнергетичной заряженной частицы. Самым обоснованным и проявляющим себя является термоакустический механизм генерации. Адронные и электромагнитные каскады, образованные в результате прохождения нейтрино из космических лучей (10^{10} ГэВ, или 1 Дж) через среду, могут выделить в нее достаточно тепловой энергии для создания звуковых сигналов. Импульс распространяется под прямым углом к оси ливня со скоростью звука и может быть зарегистрирован современными гидрофонами.

Важным преимуществом использования акустических датчиков в воде является то, что длина затухания звукового сигнала от каскада, вызванного космическими лучами, составляет порядка километра для частоты 20 – 30 кГц в морской воде, а в пресной – в десятки раз больше [2]. Это позволяет использовать огромные объемы воды с небольшими затратами, так как можно ставить детектирующие устройства дальше друг от друга, чем в радио или оптических черенковских детекторах.

Так как акустический метод находится на стадии разработки, то некоторые нейтринные телескопы включают системы гидрофонов для регистрации нейтринных импульсов вместе с другими, например, черенковскими, детекторами. В данной работе приведено краткое описание таких экспериментов и выделены основные достигнутые на сегодняшний день результаты.

Одна из проблем в развитии акустического метода регистрации нейтрино – отсутствие экспериментально проверенной теоретической модели для расчета. Сейчас мы лишь качественно представляем себе, как распределение источников тепла в среде в результате ионизации связано с параметрами первоначального нейтрино.

Планируемые в будущем проекты акустических нейтринных телескопов, а также гибридных детекторов, сделают возможным совместить карту направлений прихода нейтрино, полученную черенковскими телескопами, с тем, что дает акустический метод. Это позволит с большей вероятностью определить источники нейтрино во Вселенной, а также даст ценную информацию для калибровки акустических детекторов и построения соответствующей теории.

В рамках участия в деятельности коллабораций, связанных с нейтринными телескопами большого объема, в Московском Государственном Университете был проведен ряд экспериментов по прохождению пучка электронов от ускорителя в воде и определению профиля акустического сигнала от него. Данные работы предполагается продолжить.

Источники

1. Л.М. Лямшев. Радиационная акустика // Соросовский образовательный журнал, №5, 1999. Стр.98 – 104.
2. Г.А. Аскарьян, Б.А. Долгошеин. Акустическая регистрация нейтрино высоких энергий на больших глубинах // Академия наук СССР. Физический институт им. П.Н.Лебедева. Препринт №160. Москва. 1976.
3. J. Allen, R. Binns, S.L. Danaher et al. ACORNE: Acoustic COsmic Ray Neutrino Experiment. // http://reference.kfupm.edu.sa/content/a/c/acorne_acoustic_cosmic_ray_neutrino_exp_88558.pdf
4. Giorgio Riccobene. Acoustic Detection // INFN-LNS, 2008. <http://www.slac.stanford.edu/econf/C0805263/Slides/Riccobene.pdf>

5. M. Ardid и др. Acoustic Transmitters for Underwater Neutrino Telescopes // Research Institute for Integrated Management of Coastal Areas - IGIC, Universitat Politècnica de València, Paranímf 1, E-46730 Gandia, València, Spain. <http://arxiv.org/pdf/1204.0809.pdf>
6. Justin Vandenbroucke. Acoustic UHE Neutrino Detection in Water: Lessons from SAUND // AMANDA/IceCube Collaboration Meeting Bartol Research Institute, University of Delaware March 24, 2004. http://saund.stanford.edu/saund1/talks/bartol_vandenbroucke.pdf
7. R. Lahmann, on behalf of the ANTARES Collaboration. Status and Recent Results of the Acoustic Neutrino Detection Test System AMADEUS // <http://arxiv.org/pdf/1104.3041v1.pdf>
8. John G. Learned. Acoustic Detection of EAS in DUMAND // University of Hawaii, 18 June 1986. <http://www.phys.hawaii.edu/~dumand/post/dumandexternal/1986/HDC-08-86.pdf>
9. L. G. Dedenko и др. SADCO: Hydroacoustic Detection of Super-High Energy Cosmic Neutrinos // <http://arxiv.org/pdf/astro-ph/9705189v1.pdf>
10. J.A. Aguilar, I. Al Samarai, A. Albert и др. AMADEUS – The Acoustic Neutrino Detection Test System of the ANTARES Deep-Sea Neutrino Telescope. // 2 May 2011. <http://arxiv.org/pdf/1009.4179v2.pdf>
11. K. Antipin, V. Aynutdinov, V. Balkanov и др. A prototype device for acoustic neutrino detection in Lake Baikal. // July 2007. <http://arxiv.org/pdf/0710.3113v2.pdf>
12. Y. Abdou, K-H. Becker, J. Berdermann. Design and performance of the South Pole Acoustic Test Setup // 22 May 2011. <http://arxiv.org/pdf/1105.4339v1.pdf>
13. A. Justin // Acoustic detection of astrophysical neutrinos in South Pole ice. <http://arxiv.org/pdf/1201.0072.pdf>
14. Giorgio Riccobene. R&D for an innovative acoustic positioning system for the KM3NeT neutrino telescope // INFN-LNS, 2009. http://www.inp.demokritos.gr/~vlvnt09/parallel_slides/riccobene.pdf
15. Сайт проекта DUMAND: <http://www.phys.hawaii.edu/~dumand/>
16. Сайт акустического детектора SAUND: <http://saund.stanford.edu/saund1/>
17. C.D. Llorens, M. Ardid, T. Sogorb. The Sound Emission Board of the KM3NeT Acoustic Positioning System // Universitat Politècnica de València representing the KM3NeT Consortium, C/ Paranímf 1, E-46730 Gandia, Spain. <http://arxiv.org/pdf/1201.1184v1.pdf>
18. M. Anghinolfi, A. Bersani, A. Calvi, A. Cotrufo, M. Ivaldi, O. Ershova, F. Parodi, D. Piombo, A. Plotnikov and L. Repetto. Measurement of the Frequency Responsivity of a Fiber Optic Air Backed Mandrel Hydrophone up to 10 Khz in Air // Preprint INFN, INFN/TC_07/12

О ВОЗМОЖНОСТИ УСИЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕННОМ КАНАЛЕ, СОЗДАННЫМ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫМ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Богацкая А.В.

Студентка

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: annabogatskaya@gmail.com

В работе исследуется возможность использования плазменного канала, созданного мощным импульсом эксимерного KrF-лазера ($\eta\Omega = 5$ эВ) длительностью ~ 100 фс в ксеноне для усиления электромагнитного излучения субтерагерцового диапазона частот. Обсуждаемое в данной работе явление усиления электромагнитного излучения в плазменном канале, возникающем при ионизации газа ультракоротким лазерным импульсом, по своему физическому смыслу близко к эффекту отрицательной абсолютной проводимости в плазме газового разряда, подробно обсуждаемому в обзоре [Александров 1993: 1].

При анализе формирования плазменного канала лазерным излучением существенно, что в рассматриваемых условиях (при атмосферном давлении и комнатной температуре) характерное время столкновений электронов с атомами оказывается порядка $4 \cdot 10^{-13}$ с, что превышает длительность лазерного импульса. Это означает, что энергетический спектр

фотоэлектронов к концу лазерного импульса определяется лишь процессом фотоионизации атомов газа, которая в нашем случае оказывается трехфотонной. Положение пика в спектре фотоэлектронов будет соответствовать энергии $\varepsilon_0 = 3\eta\Omega - I_i \approx 2.87$ эВ ($I_i = 12.13$ эВ – потенциал ионизации), а ширина пика, определяемая длительностью импульса, составит $\Delta\varepsilon \approx 0.2$ эВ. Эволюция спектра, описываемая кинетическим уравнением Больцмана, происходит уже в послеимпульсном режиме. Мы полагали, что в начальный момент времени, соответствующий окончанию лазерного импульса, функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) в плазме канала аппроксимировалась гауссоидой с параметрами ε_0 и $\Delta\varepsilon$.

Временная эволюция энергетического спектра анализировалась на основе кинетического уравнения Больцмана для ФРЭЭ в двучленном приближении:

$$\frac{\partial n(\varepsilon, t)}{\partial t} \sqrt{\varepsilon} = \frac{2m}{M} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(v_{tr}(\varepsilon) \varepsilon^{3/2} \left(n(\varepsilon, t) + T \frac{\partial n(\varepsilon, t)}{\partial \varepsilon} \right) \right), \quad (1)$$

где $n(\varepsilon, t)$ – ФРЭЭ в момент времени t , нормированная согласно условию

$$\int_0^{\infty} n(\varepsilon, t=0) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = 1. \quad (2)$$

Здесь m , ε – соответственно масса и энергия электрона, M – масса атома, v_{tr} – транспортная частота рассеяния, T – температура газовой среды.

При записи (1) мы учитывали, что нижний порог возбуждения электронных состояний атома ксенона превышает 8 эВ, т.е. для расчета ФРЭЭ в зависимости от времени достаточно ограничиться учетом лишь упругих столкновений электронов с атомами ксенона. Транспортное сечение рассеяния электронов на атомах ксенона было взято из [Hayashi 1983: 581]. Характерной особенностью транспортного сечения рассеяния в ксеноне является наличие минимума Рамзауэра и участка с положительным значением производной $d\sigma_{tr}/d\varepsilon$ в области энергий 0.64÷5.0 эВ. Как известно [Бункин 1972: 559], именно эта особенность транспортного сечения может быть ответственной за возникновение эффективного усиления электромагнитного излучения в плазме. Для коэффициента поглощения электромагнитной волны в плазме на частоте ω имеем формулу:

$$\mu_{\omega}(t) = \frac{8\pi}{3} \frac{e^2 N_e}{m} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{3/2} v_{tr}(\varepsilon)}{\omega^2 + v_{tr}^2(\varepsilon)} \left(-\frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon, \quad (3)$$

где N_e – концентрация электронов в плазме.

Обычно ФРЭЭ убывает с увеличением энергии, т.е. $\partial n/\partial \varepsilon < 0$ и, следовательно, значение интеграла (3) положительно. Однако, в процессе фотоионизации атомов импульсами короткой длительности неизбежно возникают области спектра с положительной производной, вносящие отрицательный вклад в интеграл (3) и уменьшающие коэффициент поглощения. Известно [Бункин 1972: 559], что в области низких частот, соответствующих условию $\omega < v_{tr}$, в газах с ярко выраженным эффектом Рамзауэра для гауссовой функции распределения интеграл (3) может оказаться отрицательным. В такой ситуации среда способна усиливать радиочастотное излучение.

На рис.1 приведены результаты численных расчетов коэффициента усиления для значения электронной концентрации $N_e = 10^{12}$ см⁻³, концентрации нейтральных атомов $N = 2.5 \cdot 10^{19}$ см⁻³ и различных значений частоты усиливаемого излучения. Указанное значение N_e является критическим для частоты излучения $\omega^* \approx 5 \cdot 10^{10}$ с⁻¹, т.к. излучение более низких частот не сможет распространяться в плазме. С другой стороны положительные значения коэффициента усиления могут быть получены лишь в случае $\omega < v_{tr}(\varepsilon)$. Расчеты показали, что максимальное значение коэффициента усиления

достигается для $\omega = 10^{11} \text{ с}^{-1}$, а длительность усиливаемого сигнала может составлять ~ 100 нс.

Таким образом, в данной работе показано, что плазменный канал, созданный в плотном газе излучением мощного ультракороткого лазерного импульса, может использоваться для усиления радиочастотных импульсов, в том числе субтерагерцового диапазона частот.

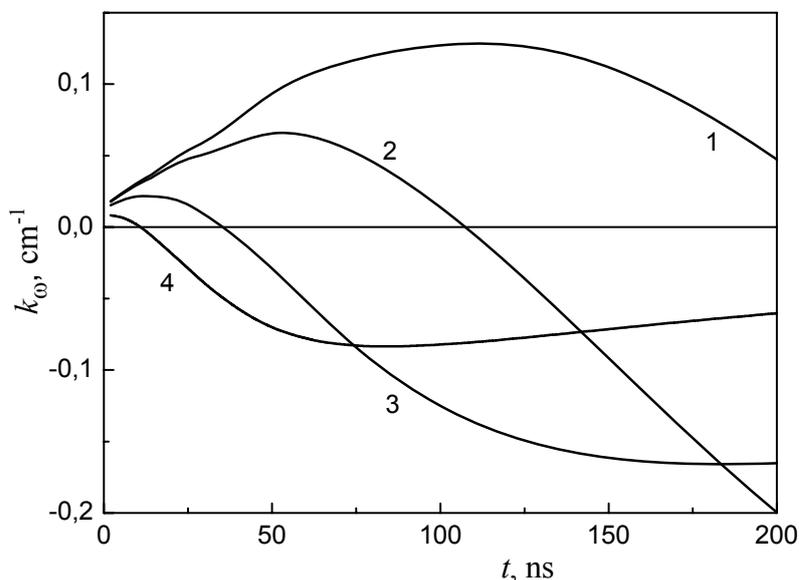


Рис.1. Коэффициент усиления ($k_{\omega} = -\mu_{\omega}$) электромагнитного излучения в плазменном канале в зависимости от времени для различных частот электромагнитного излучения ω : 1 - 10^{11} с^{-1} , 2 - $2 \cdot 10^{11}$, 3 - $5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, 4 - 10^{12} с^{-1} .

Литература

1. Александров Н. Л., Напартович А. П. // УФН. 1993. Т.163. 1-26
2. Бункин Ф.В., Казаков А.Е., Федоров М.В. // УФН. 1972. Т.107. 559-593
3. Hayashi M. // J. Phys. D. 1983. V.16. 581-589

ОТРАБОТКА МАКЕТНОГО ОБРАЗЦА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ КОМПОНЕНТЫ В ОКОЛОЗЕМНОМ КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ С ПОМОЩЬЮ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО ЗОНДА НА ВЫСОТАХ ДО 35 КИЛОМЕТРОВ

Гайков Георгий Петрович

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: georgy.gaykov@gmail.com

Исследование космических лучей, начатое в стенах НИИЯФ МГУ академиком Верновым, продолжается до сих пор, во многом благодаря запускам университетских спутников Татьяна 1 и Татьяна 2, а также Ломоносов. В данной работе был собран макетный образец возможного спутника с наиболее типичным набором приборов и электроники, для отработки исследовательских задач в околоземном космическом пространстве.

В марте 2013 года будет выполнен запуск зонда, содержащего на борту счетчик Гейгера и сцинтилляционный детектор на кристалле CsI, в качестве приемника света в сцинтилляционном детекторе выступает фотодиод с рабочей площадью 1 см². Применение фотодиода в качестве фотоприемника вместо полупроводникового детектора на энергиях свыше 100 кэВ для электронов оказалось не только экономически выгодным решением (стандартный полупроводниковый детектор стоит порядка 300\$, а фотодиод стоит всего 30\$), но и технологически верным, так как для питания фотодиода не требуется подачи высокого

напряжения смещения как на фотодиодах до 100В, а требуется всего 30В, что приводит к уменьшения самого устройства в связи с отсутствием высоковольтного преобразователя. Работа сцинтилляционного детектора CsI осуществляется в области максимальной чувствительности выбранного нами фотодиода это 450 нм, что также повышает его эффективность. Выбор данного набора детекторов позволит исследовать суммарный поток и качественное распределение космических лучей по энергиям и компонентам на высотах до 35 км. Дополнительное оборудование (GPS датчик, барометр и термометр, а также фото и видео камеры) позволит точно сопоставить полученные данные с координатами, в которых они были сняты, и выполнить попутно метеорологическое исследование атмосферы.

В следующей версии зонда предполагается наличие оборудования для поиска высокоэнергетичных частиц, по отраженным на снежным покровом и облаками вспышкам широких атмосферных ливней (ШАЛ). Часть необходимых для этого компонентов будет опробована уже в этом запуске. При поиске ШАЛ по отраженным вспышкам с большой высоты происходит огромный выигрыш в эффективной площади покрытия, в сравнении с наземными установками. Подобный метод будет также опробован на спутнике Ломоносов, и уже используется в исследовательской установке МГУ на озере Байкал.

Литература

1. <http://cosmos.msu.ru> (Кафедра Физики Космоса Физического Факультета МГУ).
2. www.atmel.com/Images/doc2467.pdf (главный контроллер макета).
3. www.kosmodrom.com.ua/data/RXQ2.pdf (передатчик данных).
4. http://www.hoperf.com/upload/rf_app/GPS03.pdf (датчик GPS).

ИМПУЛЬСНОЕ 2D РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИСПУЩЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПРОЦЕССАХ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНА БЫСТРЫМ ПРОТОНОМ ИЗ ГЕЛИЕВОЙ МИШЕНИ С ОДНОВРЕМЕННОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ

Галстян Александр Геннадьевич

студент

Московский государственный университет им М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: galstyan@physics.msu.ru

В последнее десятилетие наблюдается повышенный как теоретический, так и экспериментальный интерес к процессам захвата электронов налетающим ионом из атомной мишени, когда в процесс вовлечены два электрона. К ним относятся двойной захват, захват с возбуждением оставшегося иона мишени (ТЕ) и захват с его одновременной ионизацией (ТИ).

В первом случае, если рассматривать атом гелия как мишень, налетающая заряженная частица забирает у атома оба электрона, оставляя его полностью ионизованным. Во втором, налетающая частица образует связанное состояние с одним электроном, но второй остается в ионе мишени, который переходит в возбужденное состояние. В третьем случае налетающая частица образует связанное состояние с одним электроном, второй же покидает ион гелия и переходит в свободное состояние. В данной работе мы рассматриваем процесс $H^+ + He = H + He^{2+} + e$ при больших энергиях налетающего протона и очень малых углах рассеяния образованного в основном состоянии атома водорода (порядка долей миллирадианов), что позволяет использовать первое борновское приближение.

В процессе ТИ можно различить два основных механизма: механизм встряски (shake-off, SO) и механизм прямого выбивания (binary encounter, BE). Матричные элементы, обусловленные этими механизмами, дают отчетливо различимые вклады в конечное сечение. В случае SO механизма протон выбивает один электрон, образует с ним связанное состояние, а второй вылетает из атома благодаря межэлектронному взаимодействию, за счет резкого изменения конфигурации поля в атоме. При BE механизме протон взаимодействует с

каждым из электронов, захватывая в связанное состояние один из них и выбивая другой. Ключевая разница между двумя этими механизмами при теоретическом рассмотрении заключается в том, что в первом случае волновая функция обязательно должна включать взаимодействие электронов (корреляции), во втором же случае процесс будет происходить и без них.

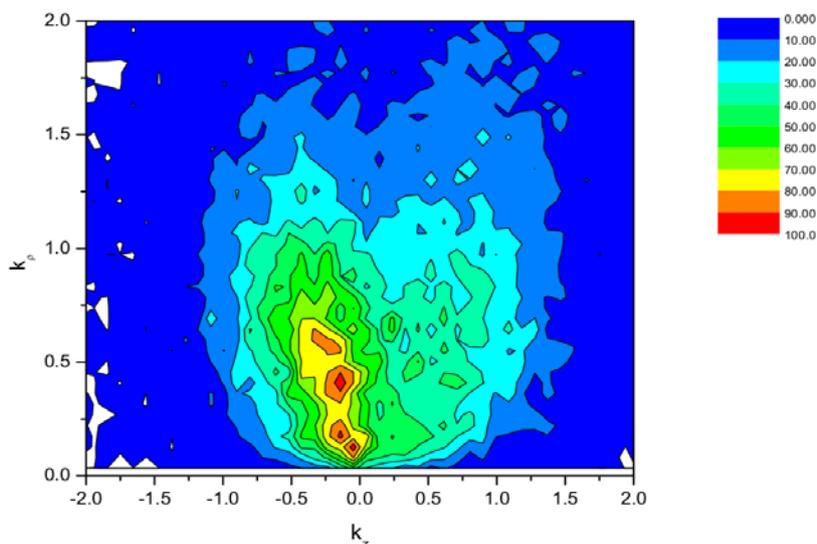


Рисунок 1. Относительное экспериментальное 2D распределение компонент импульса электрона (атомные единицы). Энергия протона $E_p=300$ кЭв

На Рис. 1 показаны экспериментальные результаты для тройного дифференциального сечения (TDCS) исследуемой реакции, когда в эксперименте фиксируется с высокой точностью плоскость реакции, где расположены векторы скоростей протона и водорода, и измеряются продольная и поперечная составляющие вектора импульса электрона в этой же плоскости.

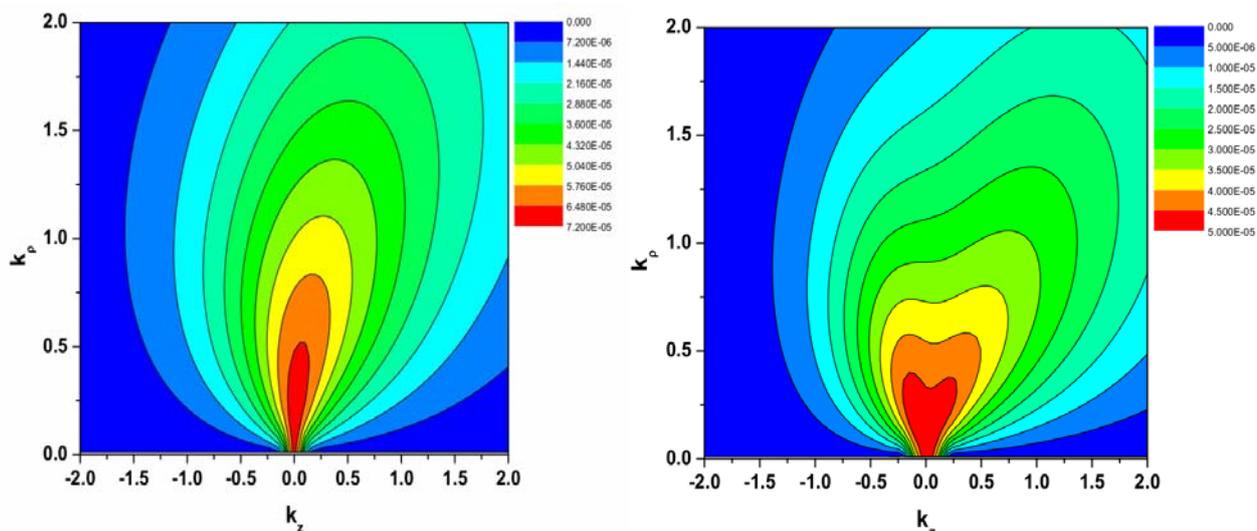


Рисунок 2. Теоретические расчеты 2D распределения импульса свободного электрона в случае слабокоррелированной (слева) и сильнокоррелированной (справа) моделей волновой функции атома гелия в начальном состоянии. $E_p=300$ кЭв

На Рис. 2 представлены результаты теоретических расчетов в первом борновском приближении. Можно отчетливо различить два пика: рассеяние вперед и назад. Пик вперед ($k_z > 0$) вызывается преимущественно ВЕ механизмом, так как вылет свободного электрона вызван взаимодействием с налетающим протоном, а его импульс велик и направлен вперед.

Пик назад вызван SO механизмом и хорошо различим в случае сильных корреляций. В случае слабых корреляций распределение электронов по углу вылета равномерно и вклад SO механизма в сечение невелик.

В работе представлено сравнение экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями. По результатам сравнения можно отчетливо выделить вклады разных механизмов в конечное сечение. Проведено обоснование использования первого борновского приближения, и очерчены границы его применимости в условиях данной задачи.

Совместная работа с экспериментальной группой из Германии подготовлена к опубликованию в высокорейтинговом журнале *Physical Review A*.

РАСЧЕТ ЭНЕРГИИ ИОНОВ В АЛГЕБРАИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ МЕТОДА ХАРТРИ-ФОКА

Горшунов М.В.

Аспирант

*Мордовский государственный педагогический институт имени М.Е. Евсевьева,
физико-математический факультет, Саранск, Россия*

E-mail: gorshunov_mv@mail.ru

В работе приведены результаты расчета энергии положительных ионов в рамках алгебраического приближения метода Хартри-Фока (атомная теория Рутана-Хартри-Фока) [3]. Основные уравнения атомной теории РХФ можно найти в работе [1].

В процессе решения уравнений ХФ в алгебраическом приближении необходимо параллельно решать две задачи: непосредственно решать уравнения самосогласованного поля (ССП) для орбитальных коэффициентов и находить оптимальные значения нелинейных параметров АО (орбитальных экспонент), отвечающие минимуму энергии. В работах [1,2] показано, что эти задачи вполне решаемы, и в рамках алгебраического подхода можно получить решение уравнений ХФ с высокой точностью. Нахождение орбитальных коэффициентов производилось путем решения уравнений СПП циклическим методом Рутана, который в большинстве случаев имеет быструю сходимость. Для решения второй задачи в программе используется многоступенчатая схема оптимизации экспонент, позволяющая выполнить расчет с высокой точностью. Ее подробное описание приводится в работе [2].

Изложенная выше методика была применена при расчете энергии положительных ионов атомов от *He* до *Ca* ($2 \leq Z \leq 20$). Были произведены расчеты всех ионов, входящих в изоэлектронные ряды представленных атомов (от He^+ до Ca^{19+}). Ионы были рассчитаны в конфигурациях предыдущих атомов. В связи с отсутствием у них открытых *d*-оболочек, эти же конфигурации соответствуют низшим энергетическим состояниям, что весьма ценно для использования полученных значений энергии в дальнейших приложениях. Для расчета использовался достаточно широкий базисный набор атомных орбиталей слэтеровского типа, полученный нами путем реоптимизации базисных наборов нейтральных атомов. В представленных значениях энергии теорема вириала выполняется с точностью 10^{-8} - 10^{-12} , что соответствует, как минимум, 8 достоверным значащим цифрам. В таблице 1 приведены значения только однократных положительных ионов от Li^+ до Ca^+ .

Таблица 1. Энергия (в а.е.) однократных положительных ионов, вычисленная на оптимизированном базисном наборе атомных орбиталей слэтеровского типа.

Ион	E	Ион	E	Ион	E
Li+	-7.2364152	F+	-98.831720	P+	-340.34977
Be+	-14.277394	Ne+	-127.81781	S+	-397.17318
B+	-24.237575	Na+	-161.67696	Cl+	-459.04859
C+	-37.292223	Mg+	-199.37180	Ar+	-526.27453
N+	-53.888004	Al+	-241.67467	K+	-599.01757
O+	-74.372605	Si+	-288.57313	Ca+	-676.57001

Литература

1. Малыханов Ю.Б., Романов С.А. Применение методов минимизации в расчётах атомов с несколькими открытыми оболочками // Журн. структ. химии. 2005, Т. 46, № 2. С. 212-230.
2. Малыханов Ю.Б., Евсеев С.В., Горшунов М.В. Расчет атомов с открытой p -оболочкой в алгебраическом приближении метода Хартри-Фока // Журн. прикл. спектр. 2012, Т. 79. № 1. С. 5-14.
3. Roothaan C.C.J., Bagus P.S. Atomic Self-Consistent Field Calculation by the Expansion Method // Method in computational physics. New-York: Academic Press. 1963, V. 2. P. 47-94

Примечание: автор выражает благодарность научному руководителю профессору Малыханову Ю.Б. за оказанную помощь в работе.

О ПЕРСПЕКТИВАХ РАЗВИТИЯ НАЦИОНАЛЬНОГО ЯДЕРНОГО ЦЕНТРА В РЕСПУБЛИКЕ КАЗАХСТАН

Жумабеков Асхат Советханович

студент IV курса

Семипалатинский государственный педагогический институт,

физико-математический факультет, Семей, Казахстан

E-mail: askhatsemey@list.ru

Развитие науки и технологий — один из важнейших процессов в мире, от которого зависит здоровье, продолжительность жизни, благосостояние, образование, и в конечном счете счастье всех народов. Казахстан также вступил на дорогу научно-технологического развития [2], принял ряд программ, в частности, программу Форсированного индустриально-инновационного развития, создал институты развития. Глава государства придает большое значение этому направлению.

Приоритетными для республики в этом плане следует считать следующие направления: космос, энергетика, биотехнологии, специальная химия, телекоммуникации и связь - те сферы, где она обладает собственными научными школами.

Согласно Государственной программе по формированию и развитию национальной инновационной системы Республики Казахстан на 2005–2015 годы, научный потенциал страны включает в себя национальные научные центры, высшие учебные заведения, научные организации при национальных компаниях, лаборатории при крупных предприятиях и др.

За 20 лет Национальным ядерным центром (НЯЦ) и его дочерними предприятиями проведены серьезные исследования в таких областях, как радиоэкология, безопасность атомной энергии, ядерная и радиационная физика и радиационное материаловедение, ядерные и радиационные технологии, геофизические аспекты режима нераспространения, нашедшие широкое признание как в стране, так и за рубежом [3].

О плодотворной научно-технической деятельности НЯЦ свидетельствует далеко не полный перечень достижений за прошедшие 20 лет. Вот некоторые его результаты: разработана и утверждена Правительством РК «Отраслевая программа развития атомной отрасли Республики Казахстан на 2010-2014 годы с перспективой развития до 2020 года»; выполнен системный сопоставительный анализ безопасности, надёжности и экономичности современных проектов энергетических ядерных реакторов на тепловых нейтронах. Даны рекомендации по выбору наилучших проектов для строительства АЭС в Казахстане; впервые в мировой практике эксплуатации исследовательских реакторов после десятилетней остановки (1988-1998 гг.) введен в повторную эксплуатацию исследовательский реактор ВВР-К с системами повышенной технологической и сейсмической безопасности (рис. 1).

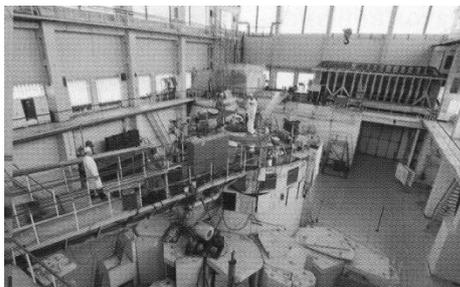


Рис. 1. Реактор ВВР-К.

В настоящее время реакторный комплекс по своим функциональным экспериментальным возможностям проведения исследований является одним из лучших не только на всём постсоветском пространстве, но и в мире. Свидетельство этого - заинтересованность зарубежных ученых в экспериментах на реакторе ВВР-К. Введен в эксплуатацию промышленный ускоритель электронов ЭЛВ-4, на котором создан радиационно-технологический комплекс для стерилизации медицинских изделий и массового производства новых материалов методами радиационной обработки; создан междисциплинарный научно-исследовательский комплекс ИЯФ НЯЦ РК при Евразийском национальном университете им. Л.Н. Гумилева на базе уникального циклотрона ДЦ-60 (рис. 2).

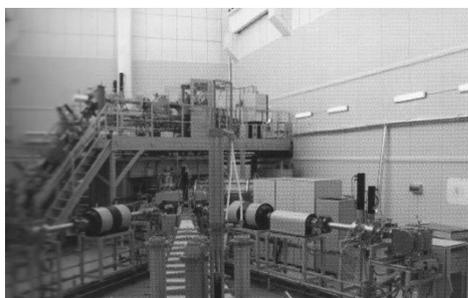


Рис. 2. Циклотрон ДЦ-60.

В результате были обеспечены условия для развития исследований в области ядерной физики, физики твердого тела, а также производства ядерных трековых мембран; проведен пробный запуск токамака КТМ в Курчатове, получен плазменный шнур [1] в вакуумной камере токамака (рис. 3);

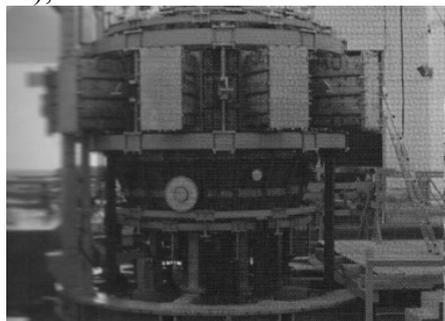


Рис. 3. Токamak КТМ.

В научном проекте визуализировал различные неустойчивости плазменного шнура, который стремится к изгибанию, образованию перетяжек и утолщений, используя программу Macromedia Flash 8 (рис. 4).

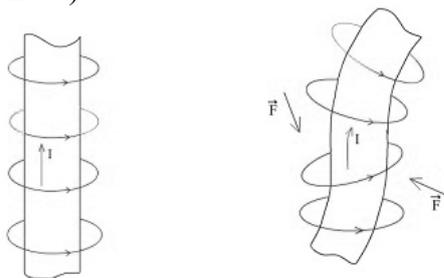


Рис. 4. Неустойчивость плазменного шнура.

Литература

1. Джумагулова К.Н., Жукешов А.М., Рамазанов Т.С. Взаимодействие плазменных потоков с конструкционными материалами установок УТС. Учебное пособие. Алматы: Типография ТОО «Print-S». 2007.
2. Матюшков В. Научно-техническая и инновационная деятельность как инструмент реализации национальных приоритетов // Наука и инновации. Спецвыпуск (57). 2007.
3. Человек. Энергия. Атом. РГП «Национальный ядерный центр». Курчатов: Научно-публицистический журнал №1-2 (15-16) 2012.

ТЕСТИРОВАНИЕ ЧАСТИЧНОЙ РЕКОНСТРУКЦИИ РАСПАДА $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow (K^- \mu^+ X) \pi^+$ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS НА КОЛЛАЙДЕРЕ LHC

Козыева Алиса Сергеевна

Студент

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: kozyeva@sinp.msu.ru*

Исследование процессов образования элементарных частиц при высоких энергиях позволяет изучать структуру материи на малых расстояниях и динамику фундаментальных взаимодействий. Основу современных представлений субъядерной физики высоких энергий составляет кварковая модель строения адронов и стандартная модель электрослабых и сильных взаимодействий. Частью стандартной модели, описывающей сильные взаимодействия цветных кварков и глюонов, является квантовая хромодинамика. Большая величина массы тяжелых кварков позволяет применять технику аппарата теории возмущений к рассмотрению процессов при высоких энергиях, то есть использовать пертурбативную квантовую хромодинамику.

Данная работа посвящена изучению частичного распада очарованного D-мезона, тестированию частичной реконструкции распада $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow (K^- \mu^+ X) \pi^+$ на основе данных, собранных на детекторе ATLAS большого адронного коллайдера LHC.

При частичном распаде очарованного мезона используется мюонный триггер, который позволяет получать больше выходных данных. Кандидаты в очарованные мезоны были реконструированы с помощью треков, измеренным внутренним детектором ATLAS. Для обеспечения высокой эффективности реконструкции, каждый трек проходил отбор по псевдо быстрой и должен был быть зарегистрирован хотя бы одним пиксельным слоем и меть хотя бы четыре взаимодействия в полупроводниковом детекторе. Комбинаторный фон был значительно уменьшен наложенными условиями на поперечный импульс и углы вылета продуктов распада очарованных мезонов.

Реконструкция была выполнена с помощью метода разности масс тремя различными способами, что показало нам независимость полученных результатов от метода исследования. В ходе работы были получены спектры реконструированных кандидатов по импульсу и псевдо быстрой для различных частиц. Так же было проведено тестирование частичной реконструкции D-мезона на основе данных, полученных с помощью метода Монте-Карло. Полученные результаты говорят о совпадении предсказанных и экспериментальных данных.

Литература

1. The ATLAS Collaboration, “Measurement of D^* meson production cross section in $p\bar{p}$ collision at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector”, ATLAS-CONF-2011-017, March 14, 2011.
2. The CDF Collaboration, “Measurement of D^{*+} meson production cross section in $p\bar{p}$ collision at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV”, CDF conference results.

3. Л.Н. Смирнова, “Детектор ATLAS большого адронного коллайдера”, Московский университет им. М.В. Ломоносова, Москва, 2010.
4. The ATLAS Collaboration, “ D^* Meson reconstruction in $p\bar{p}$ collision at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, ATLAS-CONF-2010-034.
5. K.Nakamura et d. (Particle Data Group), “The review of Particle Physics”, J.Phys. G. 37 (200) 07521.

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ^{16}O НА ЯДРЕ ^{27}Al ПРИ РАЗНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Кок Е., Торбеков А.К., Аймаганбетов А.С.

Студенты

*Евразийский национальный университет имени Л. Н. Гумилева, Астана, Казахстан
E-mail: eska_edu@list.ru*

Эксперимент проведен на циклотроне ДЦ-60 в АФ ИЯФ НЯЦ РК (г. Астана). Ускорялся кислород и рассеивался на алюминии при разных энергиях. Взаимодействие сравнительно легких ядер, таких как кислород, будет происходить вблизи или ниже кулоновского барьера. Кулоновское отталкивание препятствует глубокому перекрыванию сталкивающихся ядер и взаимодействие носит, в основном, поверхностный характер и определяется поведением межъядерного потенциала на расстояниях порядка суммы радиусов сталкивающихся систем. Были обработаны спектры упругого рассеяния в Maestro-32 для системы $^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$ 12^0-75^0 (ЛС).

Во время анализа рассматривались зарубежные литературные данные для систематики по данному упругому рассеянию в интервале энергии 20-120 MeV.

- Получены дифференциальные сечения упругого рассеяния ионов кислорода на ядре ^{27}Al .
- Определены параметры оптических потенциалов в рамках оптической модели ядра методом связанных каналов с помощью программы ECIS88 и SPIVAL .
- Определены параметры потенциалов в рамках Folding Model.

Литература

1. К.Н.Мухин. Экспериментальная ядерная физика. Том 1 – Физика атомного ядра. Москва, Энергоатомиздат, 1983 г.
2. Burtbayev N., Namada Sh., Gridnev K.A., Amangeldy N., Amar A. “Study of the elastic scattering of ^{16}O , ^{14}N and ^{12}C on the nucleus of ^{27}Al at different energies near the coulomb barrier”. Journal of Eurasia National University (ИНУ) Astana, Kazakhstan No_6 (79) 2010, p.139-142.
3. Hodgson P.E. The nuclear optical model //Rep. Of Progress in Physics. 1971.V.34. P.764 – 819.
4. А. Лейн и Р. Томас. Теория ядерных реакций при низких энергиях. // М. Издательство иностранной литературы. - 1960

СКАЛЯРНОЕ ПРОИЗВЕДЕНИЕ ДЛЯ АНАЛИЗА АЗИМУТАЛЬНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В СОУДАРЕНИЯХ ПРОТОН-ПРОТОН, ПРОТОН-СВИНЕЦ И СВИНЕЦ-СВИНЕЦ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS НА КОЛЛАЙДЕРЕ LHC

Кондратюк Евгений Сергеевич

Студент

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
e-mail: kjenia@rambler.ru*

Скалярное произведение – это произведение вектора потока на вектор потока, нормированный на число частиц в событии. В эксперименте RHIC такое скалярное произведение было впервые измерено для анализа азимутальных корреляций в золото-золото столкновениях при энергии в с.ц.м. $\sqrt{s} = 200$ ГэВ и $\sqrt{s} = 130$ ГэВ [1].

В эксперименте CMS[2] на коллайдере LHC измерение скалярного произведения интересно для изучения азимутальных корреляций в соударениях протон-протон ($\sqrt{s} = 0.9, 2.36, 7$ и 8 ТэВ), протон-свинец ($\sqrt{s} \{NN\} = 5.02$ ТэВ на пару нуклон-нуклон) и свинец-свинец ($\sqrt{s} \{NN\} = 2.76$ ТэВ на пару нуклон-нуклон). В данной работе было измерено скалярное произведение в такого рода событиях. Результаты работы могут быть интересны для непосредственного сравнения азимутальных корреляций при энергии LHC.

Литература

[1] P. Sorensen, nucl-ex/0905.0174

[2] S. Chatrchyan, et al. (CMS Collaboration), JINST 3 (2008) S08004.

КВАДРУПОЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ФОТОИОНИЗАЦИИ АТОМНЫХ ПОДОБОЛОЧЕК В МЯГКОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ОБЛАСТИ

Кузьмина Е.И.

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: k.kuzmina91@gmail.com

Наиболее вероятным процессом при взаимодействии электромагнитного излучения с веществом в диапазоне вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена является фотоэффект (фотоионизация). Повышенный интерес к этому процессу связан сейчас с быстрым развитием новых источников интенсивного коротковолнового излучения: лазеров на генерации высоких гармоник и лазеров на свободных электронах (ЛСЭ). Интенсивность импульсов ЛСЭ настолько высока, что изучается возможность рентгеноструктурного анализа изолированных макромолекул и их нанокристаллов [2,5]. При взаимодействии фемтосекундного рентгеновского импульса ЛСЭ с образцом электронная плотность атомов успевает кардинально измениться, поэтому традиционные методы моделирования рентгеновской дифракции нуждаются в пересмотре. С запуском ЛСЭ началось также изучение нелинейных фотопроцессов в рентгеновской области [1]. Знание амплитуд и сечений фотоионизации необходимо для исследования этих и других явлений, происходящих при воздействии коротких интенсивных рентгеновских импульсов на вещество. В расчете сечений фотоионизации и угловых распределений фотоэлектронов при малых энергиях фотонов широко используется дипольное (E1) приближение, учитывающее только первый член разложения оператора взаимодействия излучения с атомом. Энергии фотонов в пучках ЛСЭ уже практически достигают 10 кэВ [3] и будут возрастать. При таких, и даже намного меньших, энергиях в экспериментах по ионизации атомов синхротронным излучением наблюдались недипольные эффекты [4], которые поэтому могут быть важными для корректного описания процессов, генерируемых излучением ЛСЭ.

В настоящей работе рассчитаны квадрупольные (E2) сечения фотоионизации различных подоболочек атомов в области мягкого рентгена. Расчеты выполнены в приближении Хартри-Фока-Слэтера. Там, где возможно, проводится сравнение с результатами, полученными в более точных приближениях. Найден относительный вклад квадрупольного слагаемого в полные сечения ионизации подоболочек в широкой области энергий фотонов. Особое внимание уделено атомам инертных газов, как наиболее удобным объектам измерений, в частности, нелинейных эффектов, и атомам углерода, азота, кислорода, как основным составляющим биомолекул.

Работа выполнена с поддержкой гранта РФФИ 12-02-01123а.

Литература

1. Berrah N., Bozek J., Costello J. T., Düsterer S., Fang L., Feldhaus J., et al. Non-linear processes in the interaction of atoms and molecules with intense EUV and X-ray fields from SASE free electron lasers (FELs) // Journal of Modern Optics. 2010. V. 57(12). P. 1015-1040.
2. Chapman H. N., Fromme P., Barty A. et al. Femtosecond X-ray protein nanocrystallography // Nature. 2011. V. 470. P. 73-77.

3. Emma P., Akre R., Arthur J. et al. First lasing and operation of an angstrom-wavelength free-electron laser // Nature Photonics. 2010. V. 4. P. 641-647.
4. Guillemin R., Hemmers O, Lindle D.W., Manson S.T. Experimental investigation of nondipole effects in photoemission at the advanced light source // Radiation Physics and Chemistry. 2006. V. 75(12). P. 2258-2274.
5. M. Marvin Seibert, Tomas Ekeberg, Filipe R. N. C. Maia et al. Single mimivirus particles intercepted and imaged with an X-ray laser // Nature. 2011. V. 470. P. 78-81.

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ НЕЙТРИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ OPERA

Мингажеева Ризалина Вилевна

Студент

Московский государственный университет

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

e-mail: rizalinko@gmail.com

В Стандартной модели нейтрино являются безмассовыми частицами, которые в процессе распространения со скоростью света не изменяют свой аромат и, следовательно, не смешиваются, так как законы сохранения лептонного числа постулированы эмпирически для трёх семейств лептонов.

В 1957 г. Бруно Понтекорво выдвинул гипотезу о существовании квантово-механического явления нейтринных осцилляций. Когда нейтрино одного аромата проходит некоторое расстояние, оно может иметь уже другой аромат. Он предположил, что электронные нейтрино, возникающие в центре Солнца, по пути к Земле могут преобразовываться в нейтрино другого поколения. Р. Дэвиса обнаружил недостаток электронных нейтрино в эксперименте с солнечными нейтрино. Этот фундаментальный результат явился прямым экспериментальным указанием нейтринных осцилляций.

OPERA стал первым экспериментом на появление μ в пучке ν_μ [4]. Он использует нейтринный пучок (CNGS — CERN Neutrinos to Gran-Sasso), направленный из ЦЕРНа в Грай Сассо (Италия), где на расстоянии 730 км от источника на глубине около 2 км под землей расположен детектор эксперимента. Он состоит из двух независимых супермодулей, которые включают в себя мишенные блоки и мюонные спектрометры. Основным элементом детектора — ядерные фотоэмульсии, обладающие уникальным пространственным разрешением, позволяющим регистрировать ν_μ по топологии распада тау-лептона[3]. Основные каналы его распада:

$$\tau^- \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e X \quad \tau^- \rightarrow \mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu X \quad \tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau (n\pi^0)$$

Вероятности электронного, мюонного и адронного распадов равны соответственно 17.8%, 17.7% и 49.5%. При распаде образуется излом трека (kink), который при исследовании топологии события является основным признаком образования ν_τ -лептона. Основным фоном являются чармированные частицы, имеющие похожую топологию распада[1].

Обработка данных происходит на автоматизированных микроскопах[6]. Такой автоматизированный комплекс мирового уровня существует и в ФИАНе - Полностью Автоматизированный Измерительный КОМПлекс «ПАВИКОМ»[2, 5, 7]. Комплекс состоит из трех микроскопов. Ни один из микроскопов ПАВИКОМа не был полностью произведен промышленностью, многие элементы конструкции были придуманы и сделаны в ФИАНе или собраны из комплектующих разных производителей. Универсальность и потенциально большие аппаратные возможности комплекса ПАВИКОМ, предусмотренные в ходе его создания, позволили использовать его для существенно более широкого круга задач. На ПАВИКОМе обрабатываются практически все известные типы твердотельных трековых детекторов. Это и ядерные эмульсии, и рентгеновские пленки, и полимерные детекторы CR-39, и другие.

В докладе будет подробно рассмотрена специфика обработка данных эксперимента OPERA и реконструкция нейтринных событий.

Литература

1. Полухина Н.Г., докторская диссертация, Москва, ФИАН, 2006.
2. Фейнберг Е.Л., Полухина Н.Г., Котельников К.А. «Полностью автоматизированный измерительный комплекс (ПАВИКОМ) для обработки экспериментального материала трековых детекторов» ЭЧАЯ, 2004, т.35, вып.3, стр.763-787.
3. OPERA collaboration: N. Agafonova, A. Aleksandrov, O. Altinok et al, Observation of a first ν_τ candidate event in the OPERA experiment in the CNGS beam, Physics Letters B 691 (2010) 138-145.
4. N. Agafonova, et.al. Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillation with the OPERA experiment in the CNGS beam. New Journal of Physics 14 (2012) 033017
5. A.B. Aleksandrov, M.M. Chernyavsky, V. Galkin, L.A. Goncharova, G.I. Orlova, N.G. Polukhina, P.A. Publichenko, T.M. Roganova, G.P. Sazhina, N.I. Starkov, M.S. Vladymyrov and V.A. Tsarev Adapting and testing PAVICOM facility for treatment of OPERA experimental data Proceedings of Science, Nufact08 materials
6. V. Tioukov et al., The FEDRA - Framework for emulsion data reconstruction and analysis in the OPERA experiment, Nucl. Instrum. Meth. A559 (2006) 103-105.
7. Александров А.Б., Владимиров М.С., Полухина Н.Г., Старков Н.И., Щедрина Т.В. Система обработки эмульсионных данных эксперимента ОПЕРА на комплексе ПАВИКОМ и перспективы ее использования для сканирования объектов методами мюонной радиографии. Краткие сообщения по Физике, 9(2012) 38-50

ФЛУКТУАЦИИ ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ПОТОКА В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Назарова Елизавета Николаевна

Студент

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

E-mail: elizaveta.nazarova@cern.ch

Представляется важным исследовать и анализировать анизотропию азимутального распределения частиц при столкновениях тяжелых ионов при энергиях БАК. Это можно осуществить несколькими методами. В нашем исследовании мы использовали метод вычисления 2го и 4го кумулянтов.

Начальный пространственный эксцентриситет области перекрытия двух сталкивающихся ядер определяет величину эллиптического потока V_2 . Флуктуации V_2 могут существенно изменить информацию о начальных условиях и тем самым исказить сведения о вязкости и других свойствах среды, создаваемой при столкновениях тяжелых ионов — кварк-глюонной плазмы. Поэтому необходимо исследовать влияние таких флуктуаций на измеряемые в эксперименте параметры на уровне Монте-Карловского моделирования.

Проведено исследование зависимости эллиптического потока V_2 от поперечного импульса P_T с учетом и без учета флуктуаций эллиптического потока. Первое исследование проведено на примере простого генератора событий STEG и программы по вычислению 2го и 4го кумулянтов гармоник. Второе исследование проведено на примере генератора HYDJET.

Список литературы:

- [1] Effect of flow fluctuations and nonflow on elliptic flow methods, Jean-Yves Ollitrault, Arthur M. Poskanzer, Sergei A. Voloshin, Phys.Rev. C80 (2009) 014904
- [2] Elliptic Flow: A Study of Space-Momentum Correlations In Relativistic Nuclear Collisions, Paul Sorensen (Brookhaven). arXiv:0905.0174 [nucl-ex] F
- [3] I.P. Lokhtin, A.V. Belvaev, L.V. Malinina, S.V. Petrushanko, E.P. Rogochava, A.M Snigirev, Eur. Phys. J. C 72, (2012) 2045

МЕТОД РАДИАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ДОЗИМЕТРИИ**Наумова Кристина Алексеевна**

аспирант 2 года обучения

Северо-Восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова

физико-технический институт

kristinan_1604@rambler.ru

Поглощение веществом ионизирующего излучения приводит к поглощению энергии веществом в виде тепловой энергии и соответствующим повышением температуры. Поглощение радиации веществом сопровождается не только ионизацией воздуха в эталонной камере в счетчике Гейгера внутри дозиметра, но и повышением температуры вещества. Следовательно, измеряя повышение температуры, можно определять дозы радиации. Такой метод можно применить для определения энергетического выхода сжигаемых в ядерных реакторах на быстрых нейтронах радиоактивных отходов.

С другой стороны, для термодинамически неравновесных систем, в которых происходят процессы выделения и потери тепловой энергии (это не только ядерные реакторы, но и любые отопительные системы от котлов до кирпичных печей), акцент можно перенести на явление повышения температуры. Таким образом, мы приходим к необходимости введения температурной дозы [1,2].

Пусть имеется отопитель (печи, котлы и т.д), потребляющий различные топлива (дрова, уголь, резина и т.д). На плиту отопителя можно поставить сосуд с водой и нагревать, измеряя температуру воды через определенные интервалы. Составим график изменения во времени температуры воды в теплоприемнике. Откладывая по оси ординат температуру, а по оси абсцисс время, мы получим график этого процесса. Площадь под кривой на этом графике назовем температурной дозой и обозначим S . Понятие температурной дозы подобно понятию экспозиционной дозы, поскольку площадь температурного графика будет пропорционально количеству поглощенного водой количества теплоты при сгорании определенной массы топлива (дров) в топке печи. В системе СИ температурная доза будет в единицах градус (по Цельсию) на секунду (град·с). Для удобства обработки данных введем внесистемную единицу температурной дозы (град·мин), и её назовем стефаном, в сокращенно будем обозначать Ст [1]. Видно, что 1 Ст равен 60 град·сек.

Например, берем 1 литр воды и даем дозу в 1 Гр (1 Грей поглощенной дозы) в течение часа. Эту дозу равную 1 Дж/кг, умножаем на полную массу воды в 1 кг и получаем энергию воды равную 1 Дж, которая эквивалентна 4,38 калорий тепловой энергии. Если вода имела начальную температуру 0°C , то она нагреется до $0,000239^{\circ}\text{C}$. Эту разность температур умножаем на время 60 минут и получаем температурную дозу равную 0,014Ст [4]. Аналогичным образом рассмотрим 1 кг воздуха (назовем его воздушным дозиметром), даем дозу в 1 Гр. И если воздух имел начальную температуру 0°C , то нагреется на $0,001^{\circ}\text{C}$. Полученную разность температур умножаем на 60 минут и получаем температурную дозу, которая равна 0,06 Ст. Таким же методом зададим воздуху (1 кг) смертельную дозу (для человека) в 7 Гр в течении часа. Через час разность температур составит $0,007^{\circ}\text{C}$, умножаем на время (60 минут) и находим температурную дозу равную 0,42 Ст.

Для измерения теплотворности были изготовлены антирадоновые керамические печи с эффектом низкотемпературной газогенерации, которые обладают высоким коэффициентом полезного действия (10 литров воды закипает за 13 минут при отоплении сухой лиственницей).

Для определения температурной дозы составим основное уравнение баланса [2] для процесса нагрева воды при сгорании некоторого количества топлива m :

$$S = kHm\Delta t \quad (1)$$

где S - температурная доза, k - коэффициент теплообмена печи, учитывающий уход тепла с дымовыми газами, H - теплотворность топлива (дж/кг), m - масса топлива (кг), $\Delta t = t_2 - t_1$ полное время горения топлива.

Полученные результаты отражены на рисунке 1.

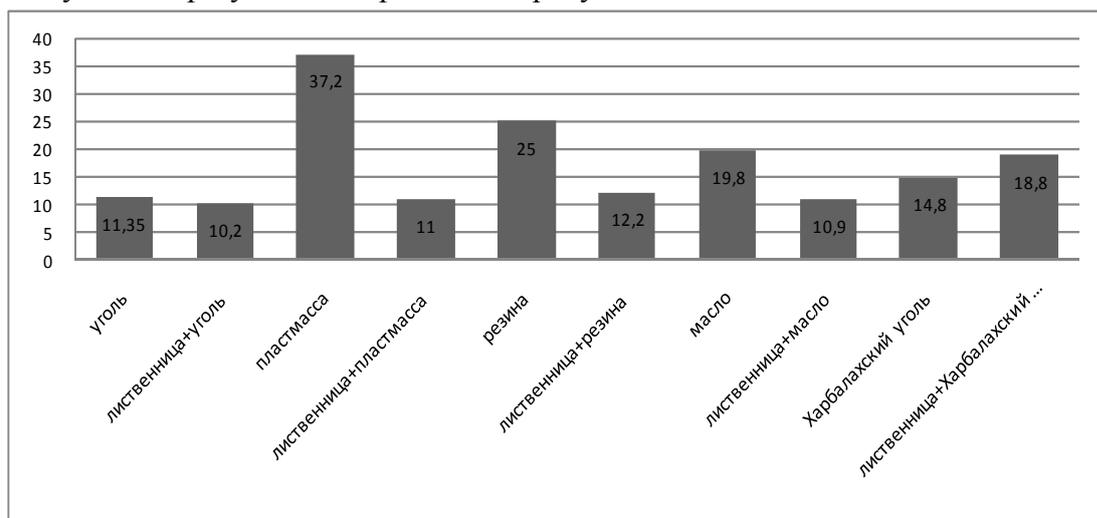


Рис.1 Таблица теплотворных способностей(по оси ординат показаны значения теплотворных способностей МДж/кг)

Из графика видно, что теплотворности топливных композиций больше теплотворности дров, но меньше теплотворности угля, резины и пластмассы. Смесь лиственница и пластмасса имеет теплотворность, немного превосходящую теплотворность дерева. Причина в том, что масса пластмассы в композиции 19 раз меньше массы дерева. Увеличение доли пластмассы приведет к соответствующему увеличению теплотворности топливной композиции.

Литература

1. Наумова К.А., Степанов В.Е. Новое понятие температурной дозиметрии для определения теплотворной способности топливных композиций /К.А. Наумова, В.Е. Степанов //Труды Всеросс. конференции молодых ученых «Проблемы и перспективы управления энергетическими комплексами и сложными техническими системами в арктических регионах»: сб. науч.тр. / Изд-во «Компания Дани АлмаС» - Якутск, 2012. - С.49-52. Библиогр: с. 52.
2. Наумова К.А., Степанов В.Е. Экспериментальное исследование теплотворности топливных композиций методом температурной дозиметрии /К.А. Наумова, В.Е. Степанов // Новый взгляд на физику: Ассамблея учителей физики: сб. науч. тр./ СМИК-Мастер. – Якутск, 2012.С. 53-55. Библиогр: с. 55.
3. Наумова К.А., Степанов В.Е. Метод температурной дозиметрии для неравновесных тепловых процессов /К.А. Наумова, В.Е. Степанов // Физика и физическое образование: Республиканская научно-практической конференции, посвященной 100-летию доцента М.А. Алексева: сб. науч. тр./ Издательский дом СВФУ. – Якутск, 2012. С. 141-146. Библиогр: с. 145-146.
4. Stepanov V.E., Naumova K.A. Fundamental theory of thermal dosimetry and its application for the disposal of organic waste / V.E. Stepanov, K.A. Naumova //International Symposium European Environmental Forum «Euro-Eco-2012»: pragramm abstracts/ European Academy of Natural Sciences. – Hannover, Germany. 2012, P.87-89.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ИОНОВ
УГЛЕРОДА НА ЯДРЕ БОРА В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ****Торбеков А.К., Кок Е.***студент**Евразийский Национальный Университет им. Л.Н. Гумилёва,**физико-технический факультет, Астана, Казахстан**E-mail: turas_92@mail.ru*

Данный эксперимент был проведен на циклотроне DC-60 (Астана, Казахстан) при энергии пучка 21 МэВ по упругому рассеянию ионов ^{12}C на ядре ^{11}B . Мишенью являлся самоподдерживающийся слой углерода толщиной 20 мг/см². В течении эксперимента ток пучка составлял 18 нА, угловое распределение измерялась в широком диапазоне углов в системе центра масс. Для регистрации энергетических спектров рассеянных частиц использовались полупроводниковые кремниевые детекторы. Энергетическое разрешение регистрирующей системы была 250-300 кэВ, которая в основном задавалась энергетическим разбросом первичного пучка. Энергетические спектры ^{12}C и ^{11}B соответственно обрабатывались с помощью программы MAESTRO.

Получены дифференциальные сечения упругого рассеяния ионов углерода на ядре ^{11}B .

Определены параметры оптических потенциалов в рамках оптической модели ядра методом связанных каналов с помощью программы ECIS88 и SPIVAL

Определены параметры потенциалов в рамках Folding Model.

Литература

1. Е. Е. Родионова. Квантовое и квазиклассическое описания упругого рассеяния ионов ^{16}O на ядрах ^{12}C и ^{16}O в широком диапазоне энергий. // Автореферат, Санкт-Петербург, 2008.
2. А. Лейн и Р. Томас. Теория ядерных реакций при низких энергиях. // М. Издательство иностранной литературы. - 1960
3. Hodgson P.E. The Nuclear optical Model // Rep. Prog. Phys, 34, 1971.
4. К.Н.Мухин. Экспериментальная ядерная физика. Том 1 – Физика атомного ядра Москва, Энергоатомиздат, 1983 г.
5. Delic G., Optical Model Parameter Searchas for $^{16}\text{O}+^{11}\text{B}$ Elastic Scattering//Phys. Lett. – 1974. – Vol.49B. – P.412 – 414.

**ОЦЕНКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ДЕТЕКТОРА BOREXINO К ЭФФЕКТУ
ОСЦИЛЛЯЦИЙ НЕЙТРИНО В СТЕРИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ НА КОРОТКОЙ БАЗЕ
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОЩНОГО ИСКУССТВЕННОГО
ИСТОЧНИКА НЕЙТРИНО****Формозов Андрей Алексеевич***Студент, 4 курс**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,**физический факультет, Москва, Россия**E-mail: formozoff@gmail.com*

На протяжении последних десяти лет было накоплено большое количество указаний на возможность существования осцилляций на малых расстояниях с $\Delta m^2 = 1 \text{ эВ}^2$ [1,2,3,4], что влечет за собой существование ещё одного типа нейтрино и является выходом за пределы СМ. Экспериментальная установка BOREXINO [5] имеет возможность наблюдения таких осцилляций. В непосредственной близости от детектора будет помещен мощный источник нейтрино Cr51 . В представленной работе оцениваются области параметров осцилляций, при которых можно будет достоверно говорить о наблюдении или не наблюдении данного явления. Так же необходимо отметить, что конфигурация эксперимента с источником впринципе позволяет дать оценку для магнитного момента нейтрино.

Анализ ранее полученного экспериментального спектра и Монте-Карло моделирование событий регистрации нейтрино от радиоактивного источника указали на принципиальную возможность наблюдения осцилляций на короткой базе.

Литература

5. Abdurashitov J. N. et al. (SAGE Collab.) Phys. Rev. Lett. 77 1996 4708; Abdurashitov J. N. et al. (SAGE Collab.) Phys. Rev. C 73 2006 045805.
6. Anselmann P. et al. (GALLEX Collab.) Phys. Lett. B 342 1995 440; Kaether F. et al. Phys. Lett. B 685 201047.
7. Aguilar-Arevalo A.A. et al., A Combined $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ and $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ Oscillation Analysis of the MiniBooNE Excesses //arXiv:1207.4809v2 [hep-ex] 27 Aug 2012
8. Mention G., Fechner M., Lasserre Th., Mueller Th. A., Lhuillier D., Cribier M., and Letourneau A., Reactor antineutrino anomaly// Phys. Rev. D 83 2011 073006.
9. <http://borex.lngs.infn.it/> Istituto Nazionale di Fisica Nucleare Laboratori Nazionali del Gran Sasso. Borexino Experiment Official Web Site.

Подсекция «Биофизика»

ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЗМА РЕГИСТРАЦИИ СЛУХОВЫМИ НЕЙРОНАМИ ЧЕЛОВЕКА ИНФРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ МУЗЫКАЛЬНЫМИ ПРОИЗВЕДЕНИЯМИ И РЕЧЬЮ

Амосов Марио Александрович

Студент, кафедра акустики

Научный руководитель – вед. научн. сотрудник, докт. физ.-мат. наук Гордиенко В.А.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: dlupus@rambler.ru

Восприятие человеком любой акустической информации (например, музыкального произведения или речи) определяется рядом параметров акустического сигнала [1]. Обычно считается, что осознанно человек способен воспринимать колебания звука в диапазоне от 20 Гц до 20 кГц. Однако на самом деле, человек может воспринимать, в том числе с помощью слуховых нейронов, больше звуков, чем, например, пишет композитор (особенно в инфразвуковом диапазоне). Некоторые из них могут оказывать существенное влияние на различные физиологические и психологические процессы [2], в том числе на эмоциональное восприятие звука. Механизмы этого процесса до конца не выяснены [2-4].

Одним из таких возможных механизмов является выделение слуховыми нейронами человека низкочастотной огибающей акустических сигналов, генерируемых музыкальными произведениями и речью.

С целью изучения работы уха человека была разработана компьютерная программа для проведения специфического тонкого спектрального анализа акустической информации, который позволяет выявлять информативные составляющие частот (в частности, инфразвуковые составляющие) в анализируемом фрагменте акустической информации аналогично слуховым нейронам.

Разработанная компьютерная программа позволяет изучать спектрально-временные характеристики музыкальных произведений различного жанра, а также фрагментов речи с целью выявления характерных признаков, которые могут быть ответственны за особое психофизиологическое восприятие человеком. В частности, проведенный специфический тонкий спектральный анализ ряда музыкальных фрагментов действительно выявил наличие в них инфразвуковых составляющих частот, регистрируемых слуховыми нейронами, которые могут оказывать воздействие на организм человека, прослушивающего эти фрагменты.

С помощью разработанной программы было показано, что при настраивании гитары без вспомогательных приспособлений человек может различать звучание двух струн с точностью 0,5 - 1 Гц. Мы полагаем, что в этом процессе также задействованы слуховые нейроны человека, ответственные за выделение громкостной огибающей инфранизких частот акустических сигналов.

Литература

1. *Гордиенко В.А.* Физические поля и безопасность жизнедеятельности. – М.: Астрель: АСТ: Профиздат. 2006.
2. *Сокол Г.И.* Особенности инфразвуковых процессов в инфразвуковом диапазоне частот. – Днепропетровск: Промінь, 2000.
3. *Gavreau V.* Infra Sons: Générateurs, Détecteurs, Propriétés physiques, Effets biologiques // *Acustica*, 1966, №17(1), p.1-10.
4. *Андошина И.* Основы психоакустики [Электронный ресурс] — Электрон. журн. — // Звукорежиссер, 2000, №4. — Режим доступа: <http://rus.625-net.ru/audioproducer/2000/04/3.htm>, свободный. — Загл. с экрана.

ОСОБЕННОСТИ КИНЕТИКИ ИНГИБИРОВАНИЯ ЦИКЛООКСИГЕНАЗЫ-1 НАПРОКСЕНОМ

Берзова А.П.¹, Бархатов В.И.², Митрофанов С.И.³

*1 – Московский физико-технический институт, факультет нано-, био-, информационных и когнитивных технологий, 2 – Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Химический, 3 – Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Факультет биоинженерии и биоинформатики, Москва, Россия
E-mail: dawqer@mail.ru, barkhatovv@yandex.ru, mitroser04@mail.ru*

Фермент простагландин-Н-синтаза (также называемый циклооксигеназой, далее PGHS) играет важную роль в функционировании организма млекопитающих. Две изоформы (PGHS-1 и PGHS-2) участвуют в поддержании тонуса гладкой мускулатуры, регуляции свёртывания крови, развитии воспаления и других процессах. Фермент существует в виде гомодимера, локализован на мембранах ЭПР и ядра и катализирует две реакции: специфическую – циклооксигеназную и неспецифическую – пероксидазную, причём реакции взаимосвязаны [1,2,3].

Основной интерес к PGHS с точки зрения фармакологии заключается в том, что ингибиторы её циклооксигеназной активности являются нестероидными противовоспалительными препаратами. Ингибиторы обладают разной селективностью по отношению к изоформам фермента, а также различными побочными эффектами.

Во времена открытия PGHS различали необратимые (аспирин и производные) [4] и обратимые конкурентные ингибиторы. В дальнейшем было показано, что некоторые обратимые ингибиторы являются времязависимыми, и была предложена кинетическая схема их действия [5,6].

Мы выбрали для исследований напроксен, широко известный как конкурентный ингибитор, для которого не было сведений о времязависимом связывании. Однако в эксперименте было показано обратное.

Кинетическая схема, отражающая реакцию в присутствии времязависимого ингибитора, не может быть описана целиком в рамках квазистационарного или квазиравновесного приближения. Мы предположили (и в дальнейшем подтвердили правомерность такого предположения), что характеристическое время достижения квазистационара в реакции с субстратом много меньше, чем время достижения равновесия в реакции с ингибитором. Это позволило разделить схему на два участка: связывание фермента с ингибитором и реакция фермента с субстратом.

Связывание фермента и ингибитора после их смешивания можно рассматривать в предстационарном режиме. При последующем добавлении субстрата можно считать, что концентрация фермент-ингибиторного комплекса меняется пренебрежимо мало за время достижения стационарного по субстрату режима, и применять стационарное приближение, учитывая только не связанный с ингибитором фермент. Таким образом, скорость реакции в начальный момент времени после добавления субстрата пропорциональна концентрации активного (свободного от ингибитора) фермента и практически не зависит от концентрации ингибитора.

Эксперимент ставился следующим образом. В буферный раствор добавляли PGHS и напроксен и прединкубировали некоторое время. Далее добавляли субстрат (арахионовую кислоту) и детектировали скорость поглощения кислорода в процессе реакции. Зависимость начальной скорости реакции от времени прединкубации белка с ингибитором мы приблизили согласно рассчитанному в предстационарном режиме уравнению $E+I \rightleftharpoons EI$ (рис.1). По полученным графикам вычислили равновесную при данной концентрации ингибитора концентрацию активного белка. Мы построили зависимость этой концентрации от концентрации ингибитора (рис.2) и показали, что эта зависимость не описывается простейшей схемой ингибирования ($R^2=0,944$), приведенной выше, а также схемой $E+I \rightleftharpoons EI \rightleftharpoons E^*I$, приведённой в работе [5] для ингибиторов индометацина и флурбипрофена.

Мы предложили другую схему: $EE+I \rightleftharpoons EIE$, $EIE+I \rightleftharpoons EIEI$. Она описала зависимость существенно лучше ($R^2=0,999$). В этом случае равновесная константа связывания первой молекулы ингибитора оказалась равной 54 ± 7 нМ, второй молекулы – $7,2 \pm 3,4$ мкМ. Скорость реакции с субстратом формы EIE составила $20\% \pm 3\%$ от скорости для EE (реакция для IEIE отсутствовала).

Такая схема описывает аллостерический эффект ингибитора. Эта схема также может описывать случай связывания ферментом одной молекулы ингибитора неконкурентно с низкой константой и одной – конкурентно с более высокой, при значительном различии констант. Для определения того, какой из этих механизмов является правильным, требуются дальнейшие исследования.

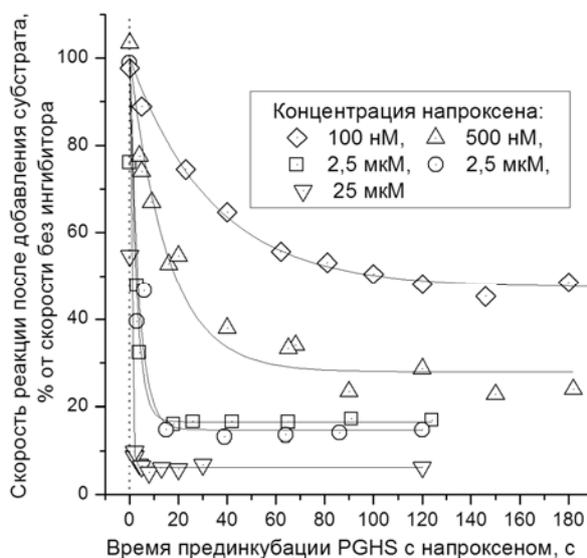


Рис.1. Зависимость скорости реакции после добавления субстрата от времени прединкубации фермента с напроксеном перед добавлением субстрата.

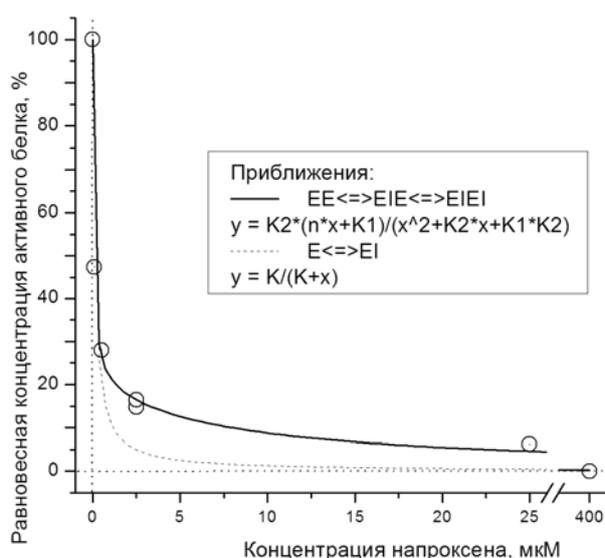


Рис.2. Зависимость равновесной скорости от концентрации напроксена и приближение этой зависимости согласно кинетическим схемам

Литература

1. Tsai AL, Kulmacz RJ. Prostaglandin H synthase: resolved and unresolved mechanistic issues // Arch Biochem Biophys. 2010 Jan 1;493(1):103-24.
2. Rouzer CA, Marnett LJ. Mechanism of free radical oxygenation of polyunsaturated fatty acids by cyclooxygenases // Chem Rev. 2003 Jun;103(6):2239-304.
3. Smith WL, DeWitt DL, Garavito RM. Cyclooxygenases: structural, cellular, and molecular biology // Annu Rev Biochem. 2000;69:145-82.
4. Roth GJ, Stanford N, Majerus PW. Acetylation of prostaglandin synthase by aspirin // Proc Natl Acad Sci USA. 1975 Aug;72(8):3073-6.
5. Callan OH, So OY, Swinney DC. The kinetic factors that determine the affinity and selectivity for slow binding inhibition of human prostaglandin H synthase 1 and 2 by indomethacin and flurbiprofen. J Biol Chem. 1996 Feb 16;271(7):3548-54.
6. So OY, Scarafia LE, Mak AY, Callan OH, Swinney DC. The dynamics of prostaglandin H synthases. Studies with prostaglandin h synthase 2 Y355F unmask mechanisms of time-dependent inhibition and allosteric activation. J Biol Chem. 1998 Mar 6;273(10):5801-7.

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ И ИММУНОАДЬЮВАНТНОЙ АКТИВНОСТИ ГЛЮКАНА «АДВА»

Генералов Евгений Александрович

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: generals1179@gmail.com

В последнее время большое количество научных групп уделяет особое внимание изучению полисахаридов и смежных с ними молекул. [п4] Предпосылкой к этому являются иммунологические, гепатопротекторные, адьювантные, пролиферативные и др. свойства данных соединений. В связи с недостаточной изученностью механизмов и побочных действий полисахаридов в организме применение даже уже известных препаратов: Зимозан [п1], Маннозим [п3] затруднено.

Основная цель работы: изучение свойств, в т. ч. адьювантных, и структуры биодеградируемого, не токсичного растительного полисахарида, который способен активировать образование цитокинов, регулирующих функции лимфоцитов.

Для изучения моносахаридного состава использовался стандартный метод анализа ГЖХ. Для изучения структурной характеристики "АДВА" [п2] использовались спектральные методы анализа. Для определения характера гликозидной связи – глюкан обрабатывался ферментами: β -(1-3)- и β -(1-4)-гликозилгидролазами. Адьювантная активность полисахарида изучалась на двух моделях:

1) в модели *in vivo* – определение специфических антител к хантавирусу при 3х кратном введении (внутримышечном и аэрозольном) ДНК вакцины.

2) в модели *in vitro* – влияние мононуклеаров периферической крови человека (ФНО- α , IL-1 β , IL-6) на продукцию цитокинов.

Проведенное исследование показало, что УФ спектр глюкана имеет основной максимум в области 210-220 нм. ИК спектр показан на рисунке 1. «АДВА» содержит β связи, в основном β -(1-4), в то же время практически отсутствуют α связи. [п2]

Анализ состава показал, что «АДВА» состоит из глюкозы - менее 85%, арабинозы и галактозы в следовых количествах и уроновых кислот – менее 15%.

В опытах так же подтвердились адьювантные свойства полисахарида: в модели вируса были обнаружены специфичные антитела IgG и IgM только у мышей, которым вводили внутримышечно ДНК вакцину с применением глюкана. Так же была обнаружена иммуномодулирующая активность полисахарида "АДВА" малые концентрации глюкана выступали в качестве стимулятора выработки IL-1, большие –ингибировали свойства последнего.

Вывод: полисахарид "АДВА" является глюканом, содержащим в небольших количествах арабинозу, галактозу и уроновые кислоты. Обладает адьювантными свойствами и иммуномодулирующей активностью.

Литература

1. Басс-Шадхан Х.Ф. Зимозан: Методы получения, биохимическая характеристика и перспективы применения. - Рига: Зинатне, 1970. - 313 с.
2. Чекановская Л.А. "Новый растительный глюкан как иммуноадьювант", Пат. 2331433 (Ru), 2006
3. Cseh G., Szabol., Badgy D. Procedure for production of yeast cell wall polysaccharides. Pat. 147791 (Hung), 1959
4. Villares A, Mateo-Vivaracho L, Guillamón E. Structural Features and Healthy Properties of Polysaccharides Occurring in Mushrooms. *Agriculture*. 2012; 2(4):452-471.

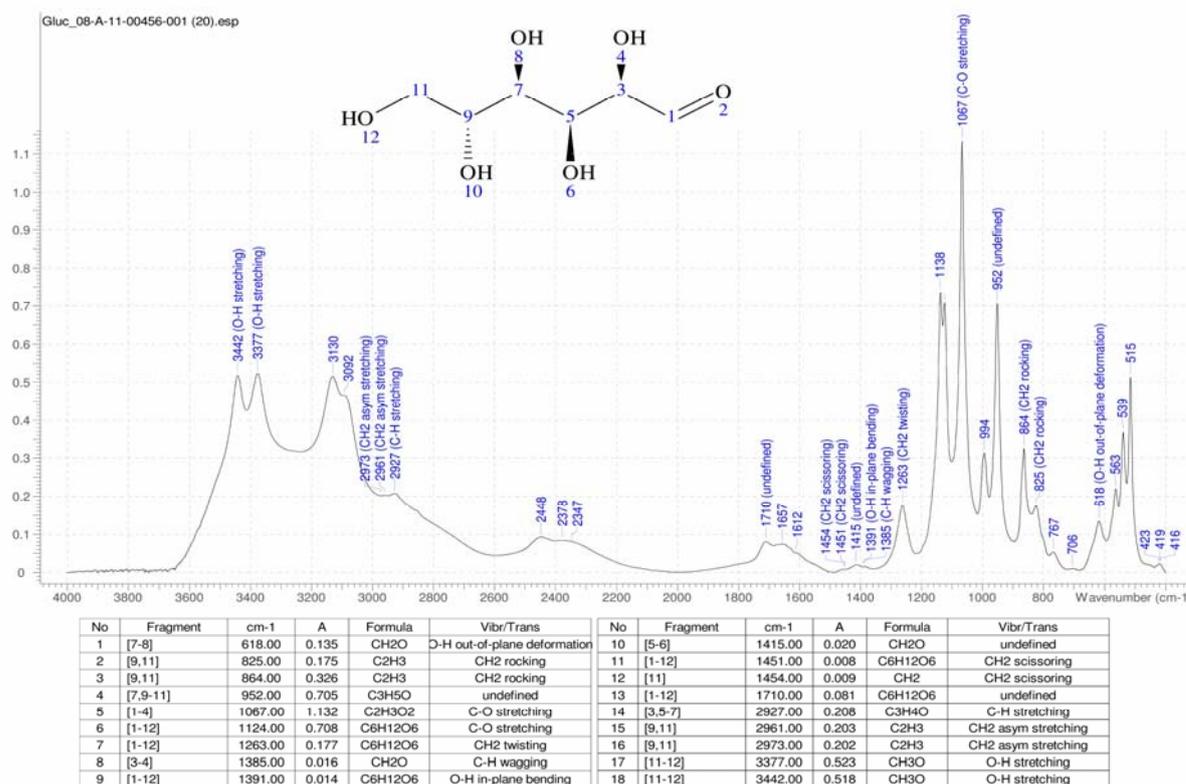


Рисунок 1. ИК спектр глюкозы.

НИЗКОЧАСТОТНАЯ КОНФОРМАЦИОННАЯ ДИНАМИКА ДНК В СПЕКТРАХ МАНДЕЛЬШТАМ-БРИЛЛЮЭНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Дмитриев А.В.^{1,2}, Федосеев А.И.², Захаров Г.А.^{3,4} Лушников С.Г.²,
Савватеева-Попова Е.В.^{3,4}, Журавлев А.В.⁴

Студент

¹⁾ Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет Санкт-Петербург, Россия

²⁾ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

³⁾ Санкт-Петербургский государственный университет, биологический факультет Санкт-Петербург, Россия

⁴⁾ Институт физиологии им. Павлова РАН, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: art41090@gmail.com

В последнее десятилетие активно исследуются фазовые превращения ДНК, белков, и других биополимеров, которые могут приводить к изменению их активности и функции. Под фазовыми превращениями биополимеров подразумеваются изменения пространственной структуры макромолекулы под влиянием внешних факторов (температуры, давления, и т.д.). Одним из наименее изученных вопросов является поведение колебательного спектра макромолекулы при изменении пространственной структуры, или иначе говоря – динамика макромолекулы при фазовом превращении. Настоящая работа посвящена исследованию низкочастотной (диапазон частот от 1 до 1000 ГГц) динамики ДНК при плавлении. Известно, что низкочастотная динамика биополимеров обычно отражает локальные конформационные изменения, т.е. прыжки атомов от одной конфигурации к другой, и коллективные возбуждения. Одним из наиболее перспективных методов позволяющим исследовать низкочастотную динамику биополимеров является мандельштам-бриллюэновское рассеяние света [1,2].

В настоящей работе с помощью мандельштам-бриллюэновского рассеяния света изучали низкочастотную динамику ДНК при ее плавлении. В качестве образца использовали раствор ДНК (100-120 п.н.) в натрий-фосфатном буфере (pH = 7,5). Посредством полимеразной цепной реакции геномной ДНК дрозофилы были получены образцы ДНК, отличающиеся друг от друга наличием АТ богатой вставки длиной 28 п.н. у мутанта *agn^{ts3}*, т.е. 120 п.н., и 100 п.н. линии дикого типа Canton-S (CS). Эксперименты проводили с помощью трехпроходного, пьезосканируемого интерферометра Фабри-Перо в 180° геометрии рассеяния. В качестве источника света использовали аргоновый лазер с длиной волны $\lambda = 488$ нм. Измерения проводили на растворах с концентрацией ДНК 500 мкг/мл, в диапазоне температур от 20 до 90° С.

Было показано, что скорость гиперзвука испытывает аномалию в области теоретической температуры плавления. При этих же температурах наблюдается аномалия в затухании гиперзвуковых волн. Результаты работы обсуждаются в рамках современных представлений физики конденсированных сред в окрестности фазовых превращений.

Литература

1. Lee S.A., Lindsay S.M., Powell J.W, Weidlich T., Lindsay S.M. and Rupprecht A. A Brillouin Scattering Study of the Hydration of Li- and Na-DNA Films // *Biopolymers* 1987 V. 26, P. 1637-1665.
2. Svanidze A.V., Lushnikov S.G., Kojima S., Protein dynamics in Brillouin light scattering: thermal denaturation of hen egg white lysozyme // *Письма в ЖЭТФ* 2009 V. 90, P. 85-86.

Работа поддержана грантом РФФИ № 12-04-01737-а (Е.В.С-П) и Программой ПРАН П7 (Е.В.С-П)

ВНУТРИМОЛЕКУЛЯРНЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ В СЫВОРОТОЧНОМ АЛЬБУМИНЕ КАК ИНДИКАТОР КОНФОРМАЦИОННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ

Жданова Н.Г.,

Аспирантка

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: nadezhda1989@gmail.com

Альбумин (сывороточный альбумин человека – САЧ) является основным белком плазмы крови и выполняет в организме транспортные функции. Множество работ посвящено исследованию процесса связывания альбумином лекарственных препаратов и влияния на его эффективность различных факторов окружающей среды. Определяющим параметром для эффективности связывания является конформация альбумина, задающая пространственное расположение сайтов связывания [5].

В настоящее время для изучения процессов изменения конформации белка широкое распространение получил подход, основанный на флуоресцентной спектроскопии, использующий в качестве зонда единственный триптофановый остаток W214, ответственный за собственную флуоресценцию альбумина. В результате многочисленных исследований было показано, что спектральные характеристики триптофанового остатка, интенсивность и кинетика затухания флуоресценции чувствительны к конформационным изменениям альбумина [4].

Для исследования конформационных изменений альбумина часто используется направленное воздействие на его структуру различными внешними агентами, в частности, детергентами, при этом наблюдается сложный многоступенчатый характер данного процесса, связанный, в том числе, с кооперативным эффектом образования мицелл на скелете белка [1]. Характеристикой взаимодействия в системе альбумин-детергент обычно является форма полосы флуоресценции, которая определяется окружением триптофано-

вого остатка, а также наличием в растворе различных типов белка (нативный, входящий в комплекс с детергентом, денатурированный и т.д. [3]).

В данной работе исследовалось взаимодействие САЧ и ионного детергента SDS, а именно исследовалась роль переноса энергии с тирозиновых остатков (Tyr) на триптофановые (Trp, W214) в формировании спектра флуоресценции САЧ при добавлении SDS для двух длин волн возбуждения. Было показано, что при увеличении концентрации детергента изменения в спектре флуоресценции САЧ при возбуждении на 280 нм связаны с эффективностью переноса энергии с Tyr на Trp, зависящее от расстояния между остатками («глобальное» изменение конформации — изменения взаимного расположения остатков). Напротив, изменение полосы флуоресценции при возбуждении на 295 нм отражает «тонкое» изменение конформации, точнее изменение локального окружения Trp (локальная полярность среды, наличие тушителей в окрестности Trp). На основе полученных данных была построена качественная модель взаимодействия детергента с САЧ, а также произведена качественная оценка изменения эффективности переноса энергии между Tyr и Trp.

Выполненные исследования рассматриваются как необходимый этап для применения метода нелинейной и кинетической флуориметрии [2], позволяющего определить количественные значения эффективности переноса энергии и уточнить качественную модель взаимодействия детергента с САЧ.

Литература

1. U. Anand, C. Jash, S. Mukherjee, “Spectroscopic Probing of the Microenvironment in a Protein-Surfactant Assembly”, *J. Phys. Chem. B* **114**, 15839-15845 (2010).
2. A. A. Banishev, E. A. Shirshin, V. V. Fadeev, “Laser Fluorimetry of Proteins Containing One and Two Tryptophan Residues”, *Laser Physics*, **18** (7), 861-867 (2008).
3. E.L. Gelamo, M. Tabak, “Spectroscopic studies on the interaction of bovine (BSA) and human (HSA) serum albumins with ionic surfactants”, *Spectrochimica Acta A* **56**, 2255-2271 (2000).
4. Joseph R. Lakowicz, *Principles of fluorescence spectroscopy*. (Springer, 2006).
5. A. Varshney, P. Sen, E. Ahmad et al., “Ligand Binding Strategies of Human Serum Albumin: How Can the Cargo be Utilized?”, *Chirality* **22**, 77-87 (2010).

ПАРАЛЛЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИММУНОФЕНОТИПА И МОРФОЛОГИИ НОРМАЛЬНЫХ ЛИМФОЦИТОВ ПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ КРОВИ ДЕТЕЙ И ПОДРОСТКОВ С ПОМОЩЬЮ КЛЕТОЧНОГО БИОЧИПА

Жулябина Ольга Александровна

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: zhulyabina.o@yandex.ru

Исследование морфологии клеток периферической крови или костного мозга в стандартных мазках и иммунофенотипирование с помощью проточного цитометра являются одними из основных методов диагностики онкогематологических заболеваний. Однако существующие на сегодняшний день методики не позволяют проводить иммунофенотипирование и морфологическое исследование на одних и тех же клетках. В то же время, для постановки диагноза используется информация, получаемая обоими методами. Объединение двух данных принципов диагностики возможно с помощью клеточного биочипа. Клеточный биочип представляет собой прозрачную пластиковую подложку размером 22×22 мм, на которой в определённых местах иммобилизованы антитела, специфичные к поверхностным дифференцировочным антигенам лимфоцитов человека. После инкубации суспензии лимфоцитов с биочипом CD-антигены клеток связываются с

соответствующими антителами. После отмывки неспецифически связавшихся клеток на поверхности остаются области, покрытые лимфоцитами, несущими определенный поверхностный антиген. Целью настоящей работы было определение референтных значений для иммунофенотипа лимфоцитов периферической крови здоровых детей и подростков и исследование корреляции морфологии и иммунофенотипа этих клеток с помощью клеточного биочипа, а также сравнение данных результатов с полученными ранее аналогичными данными для взрослых здоровых доноров.

В работе использовалась панель из 36 антител специфичных к CD-антигенам лимфоцитов. Для создания биочипа моноклональные мышиные антитела наносились на подложку в разведении 60-150 нг/мкл в количестве 1 мкл/пятно. Подложки инкубировали во влажной камере в течение 14 часов, отмывали и высушивали. К готовому биочипу, помещенному в чашку Петри, добавляли 1 мл суспензии клеток в концентрации $(6-8) \cdot 10^6$ клеток/мл. Затем производилась отмывка биочипа от несвязавшихся клеток с последующей окраской по Паппенгейму. Для обработки данных плотность клеток, связавшихся на биочипе с каждым из антител, нормировалось на плотность клеток, связавшихся с антителом к CD45RA (положительный контроль). Ранее было показано, что нормированная плотность связывания клеток с антителами к различным CD-антигенам характеризует долю клеток, положительных по данным антигенам, в исследуемой суспензии, то есть позволяет судить об иммунофенотипе. В результате работы получено, что средние значения для доли лимфоцитов периферической крови детей и подростков, положительных по T-клеточным антигенам CD2, CD3, CD4, CD5, CD7 и CD8, а также к CD43 ниже, чем для взрослых доноров, а доли клеток, положительных по B-клеточным антигенам CD19, CD21 и CD23, а также по маркеру активации CD38 выше у детей, чем у взрослых. При обработке данных с оставшихся 25 пятен биочипа показатели совпадают в пределах погрешностей. Мы также исследовали долю лимфоцитов различных морфологических типов (малые, большие, гранулярные лимфоциты, лимфоциты с дольчатым ядром) среди клеток, связавшихся на биочипе с различными антителами.

Литература

1. H. Löffler, J. Rastetter, T. Haferlach. Atlas of Clinical Hematology, 6th Edition. Springer
2. Воробьев А. И. Атлас. Опухоли лимфатической системы. М., 2007.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТАУТОМЕРНОГО СОСТАВА ЦИТОЗИНА В ВОДНОМ РАСТВОРЕ

Кадров Дмитрий Михайлович

Магистр

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

E-mail: spikersgu@yandex.ru

Определение таутомерного состава оснований нуклеиновых кислот в настоящее время остается одной из актуальных и до конца не решенных задач. Одним из путей ее решения представляется комплексное (теоретическое и экспериментальное) исследование спектров в различных фазовых состояниях и при различных температурных условиях [пример, 1-3]. Несомненно, наиболее важной средой для оснований нуклеиновых кислот является вода, которая не только взаимодействует с растворёнными молекулами, но и выполняет ряд важнейших функций, связанных как с процессами самоорганизации и упорядочения, так и со стабилизацией структуры ДНК.

Данная работа посвящена определению таутомерного состава водного раствора цитозина путём анализа и сравнения теоретических и экспериментальных колебательных КР спектров, измеренных при разных значениях pH (3, 7, 10).

Экспериментальные спектры КР при разных рН были измерены в спектральной лаборатории проф. И. Леднева (University at Albany, SUNY, NY 12222, USA).

Колебательные спектры цитозина и его таутомеров были рассчитаны с помощью программы Gaussian-09 с набором базисных функций 6-311++g(d,p)[4]. При расчете была использована модель реактивного поля (модель поляризованного континуума Polarized Continuum Model, SCRF-PCM), когда полость, в которую помещена исследуемая молекула, представляет совокупность перекрывающихся ван-дер-ваальсовых сфер, построенных по линиям изоплотности.

Расчёт и анализ колебательных спектров спектры цитозина в его канонической аминно-оксо форме, катиона, аниона, а также двух цис-имино-оксо и цис-амино-гидрокси таутомерных форм показал, что каждая молекулярная структура имеет присущие только ей характерные линии в спектре КР, специфичность проявления которых даёт возможность провести интерпретацию экспериментального колебательного спектра смеси веществ.

Показано, что при рН=10 в водном растворе существуют только две структуры, а именно цитозин и его анион, причем доминирующей молекулярной структурой является цитозин. В кислой среде (рН=3) водный раствор цитозина является смесью нескольких молекулярных структур, а именно: катиона, цитозина, и двух таутомеров.

В водном растворе при рН=3 количество цитозина возрастает, а количество катиона цитозина уменьшается при температурах выше и ниже 20 °С. Значительного уменьшения таутомера иминной формы можно добиться увеличением температуры водного раствора.

Литература

1. Lord R.C., Thomas G.J. Raman spectral studies of nucleic acids and related molecules – I. Ribonucleic acid derivatives. // Spectrochim. Acta. 1967. 23A. P. 2551-2591.
2. Радченко Е.Д., Плохотниченко А.М., Иванов А.Ю., Шеина Г.Г., Благой Ю.П. Кето-енольная таутомерия молекул гуанина и изоцитозина. // Биофизика. 1986. Т. 31. С. 373-381.
3. Aamouche A., Ghomi M., Grajcar L. et al. Neutron Inelastic Scattering, Optical Spectroscopies and Scaled Quantum Mechanical Force Fields for Analyzing the Vibrational Dynamics of Pyrimidine Nucleic Acid Bases. 3. Cytosine. // J. Phys. Chem. A. 1997. V. 101. P.10063-10074.
4. Frisch M.J., Trucks G.W., Schlegel H.B. et al. Gaussian 09. Gaussian Inc., Pittsburgh PA. 2009.

СВЯЗЫВАНИЕ IXA ФАКТОРА СВЁРТЫВАНИЯ С РАЗЛИЧНЫМИ СУБПОПУЛЯЦИЯМИ АКТИВИРОВАННЫХ ТРОМБОЦИТОВ

Козлов А.А.¹, Подоплелова Н.А.²

1. Студент

*Московский Государственный Университет им. Ломоносова, физический факультет,
кафедра биофизики, Москва, Россия*

Email: aa.kozlov@physics.msu.ru

2. Аспирантка

Гематологический Научный Центр, Москва, Россия

Хорошо известно, что протеолитические реакции свёртывания крови и образование протеолитических комплексов (внутренней теназы, протромбиназы) происходят, прежде всего, на мембранах активированных тромбоцитов [1]. Скорости этих процессов на мембранах выше на несколько порядков скоростей этих же реакций в плазме. Однако не все тромбоциты способны связывать факторы свёртывания, а только те, на внешней стороне мембраны которых после их активации экспонируется фосфатидилсерин (PS+ тромбо-

циты). Последние данные показали, что среди PS+ тромбоцитов существуют две субпопуляции, различающиеся, в частности, уровнем внутриклеточного кальция [2]. Особенностям связывания IXa фактора (FIXa) свёртывания с мембраной различных тромбоцитов и была посвящена данная работа.

Белок IXa Beta Unactivated был ковалентно помечен флуорисцеином. Тромбоциты активировались в концентрации 2×10^8 /мл с помощью 100 нМ тромбина в присутствии 2,5 мМ CaCl₂ в течение 15 минут. После инкубации с различными концентрациями флуорисцеин-меченого FIXa тромбоциты анализировались с помощью проточного цитометра FACS Calibur. Помимо этого, поверхность тромбоцитов была изучена с помощью конфокальной микроскопии.

Анализ суспензии с помощью проточной цитометрии показал наличие среди тромбоцитов трёх различных групп по степени светимости (а значит, и по степени связывания FIXa). Самая слабая светимость в (~12 раз меньше, чем у двух других групп) соответствует субпопуляции PS- тромбоцитов («неукутаные»). Светимость двух других групп различается незначительно (в ~1,3 раза) и соответствует двум PS+ субпопуляциям тромбоцитов. Для всех трёх субпопуляций зависимость связывания FIXa от концентрации добавленного фактора оказывается линейной и без насыщения вплоть до 2000 нМ (что на 4-5 порядков больше физиологических концентраций FIXa). Конфокальная микроскопия показала наличие у PS+ субпопуляций отдельной области с высокой концентрацией FIXa на поверхности тромбоцита. Можно предположить, что эта локализация работает на ускорение реакций свёртывания.

Таким образом, связывание FIXa у двух PS+ положительных субпопуляций на порядок лучше, чем у «неукутаных». Зависимость количества связавшегося фактора от концентрации свободного фактора линейна и без насыщения. По поверхности PS+ субпопуляций фактор распределён неравномерно: имеется отдельная область локализации фактора.

Литература

1. Heemskerk JW et al. (2002) Platelet activation and blood coagulation. // *Thromb Haemost.*; 88(2):186–93.
2. Topalov NN et al. (2012) Two Types of Procoagulant Platelets Are Formed Upon Physiological Activation and Are Controlled by Integrin $\alpha(2b)\beta(3)$ // *Arterioscler Thromb Vasc Biol.* 2012 Oct;32(10):2475-83.

ВЛИЯНИЕ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ И СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ДОРОЖНО-ТРАНСПОРТНЫЕ ПРОИСШЕСТВИЯ ВЛАДИМИРСКОЙ ОБЛАСТИ

Лещев Иван Алексеевич

Магистрант

Владимирский Государственный Университет,

Факультет прикладной математики и физики, г. Владимир, Россия

E-mail: i.a.leshchew@gmail.com

Работа проводится Владимирским государственным университетом имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых совместно с Управлением Роспотребнадзора по Владимирской области и ФКУЗ «Медико-санитарная часть МВД России по Владимирской области». Осуществлен анализ взаимосвязи статистических данных по дорожно-транспортным происшествиям по Владимирской области с геофизическими и гелиофизическими факторами [1].

Проводился анализ взаимодействия гелио- и геофизических факторов (числа Вольфа, электрическое поле Земли, магнитное поле Земли) с дорожно – транспортными происшествиями по Владимирской области по данным ФКУЗ «Медико-санитарной части МВД России по Владимирской области». В 2005 году на отдельных участках временных

рядов выявлена значимая корреляция между вертикальной составляющей напряженности электрического поля, магнитным полем Земли, числами Вольфа и количеством ДТП, количеством пострадавших по Владимирской области (табл. 1).

Таблица 1 Коэффициенты корреляции с вероятностью ошибки p для количества ДТП, погибших, раненных в результате ДТП, их сумма по Владимирской области и напряженности электрического поля, магнитного поля Земли, чисел Вольфа за 2005 год.

Анализируемые процессы	Даты	Коэф. коррел.	P
ДТП и электрическое поле Земли	3.08-3.10	-0,330	$\leq 0,01$
ДТП и магнитное поле Земли	2.08-2.10	-0,345	$\leq 0,01$
ДТП и электрическое поле Земли	10.01-20.02	-0,397	$\leq 0,01$
ДТП и электрическое поле Земли	23.08-30.10	-0,472	$\leq 0,01$
ДТП и магнитное поле Земли	05.04-16.05	-0,463	$\leq 0,01$
ДТП и Число Вольфа	05.10-15.11	-0,392	$\leq 0,02$
ДТП и Число Вольфа (S)	28.01-10.03	0,454	$\leq 0,01$
ДТП и электрическое поле Земли	28.01-28.02	-0,574	$\leq 0,001$
ДТП и электрическое поле Земли	02.09-03.10	-0,535	$\leq 0,01$
ДТП и Число Вольфа (S)	25.01-25.02	0,479	$\leq 0,01$
Погибшие в результате ДТП и электрическое поле Земли	23.08-03.10	-0,492	$\leq 0,001$
Погибшие в результате ДТП и электрическое поле Земли	22.03-02.05	0,493	$\leq 0,001$

Выявленные участки значимой корреляционной зависимости для временных рядов количества ДТП, погибших, раненных в результате ДТП по Владимирской области и напряженности электрического поля Земли, геомагнитного поля, чисел Вольфа за 2005 года говорят о существовании взаимосвязи между этими процессами.

Работа проводится при поддержке Гранта РФФИ № 11-05-97518, ФЦП 14.V37.21.0668., Государственного Задания 5.2971.2011.

Литература

1. Грунская, Л.В. Влияние геофизических характеристик пограничного слоя атмосферы на некоторые показатели здоровья населения/ Л.В. Грунская, В.Н. Буренков, И.А. Лещев, Л.Т. Сушкова, Е.Г. Рыжова, М.И. Дегтерева// Биотехносфера.- 2011. - №5-6 (17-18).-с.59-65.

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССА САМООРГАНИЗАЦИИ МЕТИЛРЕЗОРЦИНА НА КАТАЛИТИЧЕСКУЮ АКТИВНОСТЬ И АДСОРБЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ ЛИЗОЦИМА В ВОДНОМ РАСТВОРЕ

Мартиросова Елена Игоревна

Старший научный сотрудник

Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН, Москва, Россия

E-mail: mart@sky.chph.ras.ru

В результате ранее проведенных исследований было показано влияние алкилксибензолов (АОБ) – химических аналогов микробных ауторегуляторных факторов на активность, стабильность и субстратную специфичность ряда гидролаз, в том числе лизоцима. Наибольший эффект в отношении этих свойств наблюдался в случае метилрезорцина (МР). Показано, что в концентрациях 10^{-7} – 10^{-3} М МР вызывал повышение активности лизоцима в отношении специфического субстрата - бактериальных клеток

Micrococcus luteus (до 120%), и неспецифических гетерогенных субстратов - дрожжевых клеток *Saccharomyces cerevisiae* (до 400%) и коллоидного хитина (до 470%). В наших последних исследованиях была продемонстрирована способность МР стимулировать каталитическую активность лизоцима (до 200%) и в отношении гомогенного субстрата – хитозана, а также расширять область рН, в которой активность фермента сохраняется и даже превосходит максимальное значение, соответствующее оптимальному рН в контроле.

С целью установления природы наблюдаемых эффектов выполнено систематическое исследование влияния концентрации МР на термодинамические параметры взаимодействия с лизоцимом методом микрокалориметрии смешения. Установлено, что энтальпия взаимодействия в системе белок-МР является отрицательной величиной, что указывает на преобладание в системе экзотермических взаимодействий, обусловленных, вероятно, образованием водородных связей между гидроксильными группами МР и полярными группами молекулы лизоцима. На основании полученной изотермы определены стандартные термодинамические функции связывания ($\Delta H_b^0 = -9,6 \text{ кДж/моль}$; $\Delta S_b^0 = -3,8 \text{ Дж/моль К}$; $\Delta G_b^0 = -8,5 \text{ кДж/моль}$). Рассчитанное значение константы связывания составило $26,6 \text{ М}^{-1}$ при температуре 37°C .

Применение метода ИК-спектроскопии позволило зафиксировать отличия в спектре нативного лизоцима и выделенного из спектра его смеси с МР, в области выше 3000 см^{-1} . В спектре лизоцима, выделенном из спектра смеси, появилась полоса около 3140 см^{-1} , которой не было в спектре индивидуального лизоцима и которую можно приписать молекулам лизоцима, связанным с МР. Поглощение в области 3140 см^{-1} подтверждает образование связей с участием ОН групп МР и аминокрупп белка.

Привлекая данные микрокалориметрии смешения по изменению знака энтальпии смешения МР с растворителем с отрицательного на положительный при достижении концентрации МР $16,6 \text{ мМ}$, в сочетании с методом динамического светорассеяния, зафиксировавшего появление в растворе при той же концентрации МР частиц с гидродинамическим диаметром 220 нм , обнаружена способность МР к самоорганизации в растворе. С помощью метода динамической капельной тензиометрии и дилатометрии установлено, что МР обладает поверхностной активностью, сравнимой по величине с таковой у традиционных ПАВ, а также – к формированию устойчивых адсорбционных слоев на границе воздух/вода. Адсорбционное поведение МР и его влияние на данное свойство лизоцима и характеристики его адсорбционных слоев коррелирует с условиями самоорганизации МР. Так в области молекулярно-дисперсного состояния МР способен значительно повышать упругость адсорбционных слоев лизоцима, в то время как при более высоких концентрациях этот эффект отсутствует.

Сопоставляя данные по влиянию концентрации метилрезорцина на ферментативную активность с результатами исследований по самоорганизации МР, можно предположить, что последняя служит стерическим препятствием для проникновения МР в активный центр лизоцима, вследствие чего дальнейшее увеличение концентрации лиганда в системе перестает влиять на активность фермента.

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ТУШЕНИЯ В ОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИИ ЭОЗИНА И ПИРЕНА ИОНАМИ ЙОДА В СЫВОРОТОЧНОМ АЛЬБУМИНЕ ЧЕЛОВЕКА

Мельников А.Г., Наумова Е.В., Черняев С.С.

Ассистент кафедры «Физика»; аспирант; студент

Саратовский государственный технический университет имени Ю.А.Гагарина,

физико-технический факультет, Саратов, Россия

E-mail: agmelnikov@yandex.ru

В работе изучено влияние соли йодида натрия на спектрально-кинетические характеристики полярного зонда – красителя ксантенового ряда эозина и неполярного зонда –

пирена, нековалентно связанных с макромолекулой сывороточного альбумина человека (САЧ) с целью доказательства возможности проникновения ионов тяжелых атомов в различные микрообласти глобулы белка. Выбор эозина и пирена в качестве зондов обусловлен их значительным квантовым выходом люминесценции, а также способностью эффективно связываться с белками в полярной, для эозина, и неполярной, для пирена, микрообласти глобулы белка [1, 2]. По результатам тушения флуоресценции и фосфоресценции эозина, связанного с белками, определены константы Штерна-Фольмера тушения синглетных и триплетных состояний эозина. Константа скорости тушения флуоресценции гораздо меньше, чем тушения фосфоресценции эозина, что объясняется большим временем жизни триплетных состояний эозина. Нами была определена константа тушения йодидом натрия флуоресценции эозина в буфере pH 7,4 (80 M^{-1}), которая гораздо больше, чем в САЧ. Следовательно, несмотря на эффективное связывание молекул эозина и ионов йода с САЧ, приводящее к значительному повышению их локальной концентрации в глобуле белка, тушение в водном растворе происходит с большей эффективностью, чем в САЧ. Это объясняется тем, что диффузия данных реагентов в глобуле белка значительно затруднена в виду нековалентного связывания молекул зонда и тушителей с остатками аминокислот полипептидной цепи.

Нами исследованы процессы тушения ионами йода флуоресценции неполярного зонда пирена, относящегося к классу полициклических ароматических углеводородов, локализованного в неполярных участках глобул белка. По линейной зависимости интенсивности флуоресценции пирена от концентрации тушителями определена константа Штерна-Фольмера. Наблюдаемое тушение анионом Γ флуоресценции пирена позволяет предположить, что пирен локализуется на границе раздела неполярной и полярной области глобулы белка. Обнаружено возрастание индекса полярности пирена, определяемого нами по отношению интенсивности флуоресценции первого максимума в спектре флуоресценции пирена к третьему. Это может быть связано с изменением микроокружения молекул пирена, вследствие структурной перестройки белков под действием йодида натрия.

Работа выполнена при содействии Российского Фонда Фундаментальных Исследований Грант РФФИ МОЛ а №12-02-31196, 2012.

Литература

1. Салецкий А.М., Мельников А.Г., Правдин А.Б., Кочубей В.И. // Журнал прикладной спектроскопии. 2005, Т. 72, № 5. с. 660-663.
2. Салецкий А.М., Мельников А.Г., Правдин А.Б., Кочубей В.И. // Журнал прикладной спектроскопии. 75, № 3 (2008) 379-382.

ИССЛЕДОВАНИЕ РОЛИ ПРОЛИНОВОГО ФРАГМЕНТА АЛЬБУМИНА В КОНФОРМАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДАХ, ИНДУЦИРУЕМЫХ ТЕРАГЕРЦОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Немова Евгения Федоровна

Научный сотрудник

Институт Лазерной Физики СО РАН, Новосибирск, Россия

E-mail: endy@ngs.ru

Молекула альбумина, представляющая собой полипептидную цепь со сложной пространственной организацией за счет внутримолекулярных водородных связей, является очень удобным объектом для исследования конформационных изменений под действием терагерцового излучения.

Было показано, что при подобных изменениях меняются спектральные характеристики и связывающая способность белка [2]. Чтобы установить природу этих конформационных переходов, было проведено исследование белка методом спинового зонда.

Пленочный образец белка на кварцевой подложке облучали ТГц излучением (0,1-2,0 ТГц) в течении 60 минут. В работе использовался ТГц стенд, разработанный в ИАиЭ

СО РАН [1]. В качестве спинового зонда использовался дигидропиразин-1,4-диоксида. Это диамагнитное соединение в присутствии «активных форм кислорода» образует нитроксильный радикал непосредственно в растворе при взаимодействии с реакционными центрами исследуемого белка.

Обнаружено образование парамагнитных центров при участии молекулярного кислорода, причем методом моделирования адсорбционных взаимодействий было установлено, что основной вклад в образование таких центров вносят азотсодержащие группы альбумина, а именно иминные группы пролина.

Моделирование производилось с помощью программы WinMOPAC 7.21, которая позволяет рассчитывать структуру молекулы полуэмпирическими, квантово-химическими методами.

Моделирование вторичной структуры альбумина показало, что именно пролинсодержащие фрагменты могут быть ответственны за изменение адсорбционного связывания кислорода при конформационных переходах под действием терагерцового излучения. Высказано предположение об избирательном возбуждении коллективных вращательных мод, что приводит к частичному снятию стерических затруднений для адсорбции молекулярного кислорода на пролиновых фрагментах альбумина.

Литература

1. В.Д. Анцыгин, А.А. Мамрашев, Н.А. Николаев, О.И. Потатуркин, *Автометрия*. 46, №3. С. 110-117. 2010
2. Немова Е.Ф. Федоров В.И. Вестник НГУ. Серия Физика. 2010. Т.5, вып. 4. С. 16-101.

ФРАКТАЛЬНАЯ РАЗМЕРНОСТЬ И ФОРМА ГИСТОГРАММ: МЕТОДИКА ЛОКАЛЬНОГО АНАЛИЗА ШУМОПОДОБНЫХ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ

Панчелюга М.С., Панчелюга В.А.

Научный сотрудник; старший научный сотрудник, к.ф.-м.н

Институт теоретической и экспериментальной биофизики РАН, Пущино, Россия

E-mail: panvic333@list.ru

В работах [1 - 3] развит и нашел свое применение гистограммный метод локального анализа временных рядов, основанный на анализе подобия формы сглаженных несостоятельных гистограмм. Данный метод интересен тем, что позволяет выявлять периодичности в шумоподобных временных рядах, обычно необнаружимые другими методами.

Несмотря на достаточно длинную историю применения гистограммного метода, он остается, по сути, набором правил, найденных эмпирически и реализуемых путем экспертного сравнения. Последнее обстоятельство создает большие трудности при решении ряда задач и, в первую очередь, при попытке анализа больших массивов экспериментальных данных. Представляемая работа методически обосновывает гистограммный метод путем установления его связи с хорошо изученными и широко используемыми методами фрактального анализа временных рядов. Основным объектом нашего исследования является связь между формой сглаженных гистограмм, построенных по коротким отрезкам временных рядов и фрактальной размерностью, которая может быть вычислена для этих же отрезков.

Главная трудность данной задачи состоит в том, что вычисление фрактальной размерности с приемлемой точностью требует временных рядов длиной в тысячи точек, а гистограммы строятся по отрезкам длиной 30-60 точек. Данную проблему удалось преодолеть на основе идей работы [4], где предложен метод расчета фрактальной размерности по малым (десятки точек) выборкам. Дальнейшее развитие этого метода [5] позволи-

ло сконструировать алгоритмы вычисления фрактальной размерности пригодные для решения поставленной задачи и показать, что все свойства присущие гистограммному методу присущи также и методу анализа временных рядов на основе фрактальной размерности, вычисляемой по малым выборкам. Применение развитой в [5] методики позволило воспроизвести основные закономерности, полученные ранее гистограммным методом.

Литература

1. Шноль С.Э., Коломбет В.А., Пожарский Э.В., и др. О реализации дискретных состояний в ходе флуктуаций в макроскопических процессах // УФН, 1998, 168(10) с. 1129-1140.
2. Шноль С.Э., Зенченко Т.А., Зенченко К.И. и др., Закономерное изменение тонкой структуры статистических распределений как следствие космофизических причин // УФН, 2000, 170(2) с. 214-218.
3. В.А. Панчелюга, В.А. Коломбет, М.С. Панчелюга, С.Э. Шноль Исследование эффекта местного времени на малых пространственно-временных масштабах // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 1 (5), Vol. 3, 2006, с. 116-121.
4. M.M. Dubovikov, N.V. Starchenko, M.S. Dubovikov Dimension of minimal cover and fractal analysis of time series // Physica A, 2004, 339, pp. 591-608
5. Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. Фрактальная размерность и гистограммный метод: методика и некоторые предварительные результаты анализа шумоподобных временных рядов // Биофизика, 2013, том. 58, вып. 2, с. 377-384

АНТИБИОТИКОРЕЗИСТЕНТНОСТЬ *Escherichia coli* В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ^{25}Mg И НЕМАГНИТНОГО $^{24,26}\text{Mg}$ ИЗОТОПОВ МАГНИЯ

Рожкова Н.А., Летуна У.Г.

*Оренбургский Государственный Университет, Россия, Оренбург,
nata5671@mail.ru*

Магнитные и немагнитные изотопы химических элементов, участвующие во внутриклеточных процессах, вызывают различные физиологические проявления на уровне целого организма. Присутствие магнитного изотопа ^{25}Mg в питательной среде значительно увеличивает скорость роста бактерий *E.coli* и положительно влияет на их воспроизводимость по сравнению с немагнитными изотопами $^{24,26}\text{Mg}$ [1]. Однако не получено экспериментальных данных, позволяющих достоверно определить клеточные подсистемы (ферментативные или надмолекулярные комплексы и т.д.) – «мишени» действия магнитных моментов ядерных спинов изотопов.

Цель данной работы – установить влияние магнитных моментов изотопов магния на основные клеточные подсистемы микроорганизмов с помощью определения антибиотикорезистентности бактерий *E.coli*. Для экспериментов использовались бактериальные клетки, предварительно обогащенные магнитным ^{25}Mg и немагнитными изотопами $^{24,26}\text{Mg}$ магния. Использование основных групп антибиотиков (цефтриаксон, амоксициллин, ципрофлоксацин, тетрациклин, линкомицин, цефазолин и др.), действующих на определенные клеточные подсистемы и блокирующих жизненно важные функции микроорганизмов, позволило получить экспериментальные зависимости взаимовлияния антимикробных факторов и изотопов магния на бактериальные клетки. Чувствительность бактерий *E.coli* к антибиотикам в присутствии изотопов магния зависит от условий культивирования (аэробных или анаэробных). Полученные результаты дают возможность определить внутриклеточные процессы, подверженные влиянию магнитных моментов ядер изотопов магния, и имеют важное прикладное значение в медицине и биофизике.

1. Шевченко У.Г., Авдеева Е.И., Бердинский В.Л. Биологические эффекты магнитного изотопа магния ^{25}Mg в клетках *E.coli* // Хим. физика. — 2012. — Т. 31, № 7. —

С. 1-8.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОПОЛОГИИ ГИДРАТНОЙ ОБОЛОЧКИ БЕЛКА***Рубцова Екатерина Владимировна****Аспирант**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,**физический факультет, Москва, Россия**E-mail: ev.rubcova@physics.msu.ru*

В настоящее время представляет интерес моделирование глобулярных белков в воде. Это связано с рядом прикладных задач биофизики. Структура водной оболочки белка в нативной форме в значительной мере влияет на структуру самого белка, а, следовательно, и его функцию. Это моделирование даёт возможность следить за отдельными молекулами гидратной оболочки, тем самым позволяет получить результаты, труднодоступные в эксперименте. Разработана модель, в которой водный раствор представляется непрерывной однородной средой за исключением областей, прилегающих к белку. В этих областях учитывается дискретная структура водного раствора, то есть учитываются взаимодействия атомов молекул воды между собой и с атомами белка. Целью работы является исследование возможности нахождения топологических инвариантов в гидратной оболочке белка. В работах Н. А. Бульenkova показано, что на основе тетраэдрических структур из молекул воды можно построить различные дисконтинуальные структуры с помощью представлений о топологических и геометрических инвариантах. В качестве примеров топологических инвариантов можно привести следующие структуры:

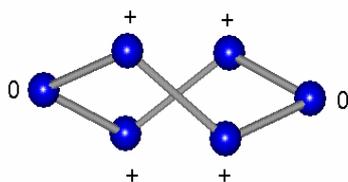


Рис. 1 Гексацикл «твист-ванна»

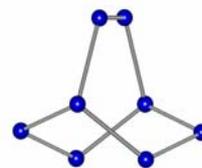


Рис. 2. Кластер из трёх твист-ванн.

Результаты моделирования зависят от самого вида белка, используемых для расчетов потенциалов взаимодействия атомов молекул воды (TIP3P, TIP4P, TIP5P, SPC и т.д.) и силового поля, разработанного для моделирования макромолекулярных систем (AMBER, CHARMM и т.д.).

Была проанализирована топология гидратной оболочки белка, построена статистика по топологии и геометрии водородной связей гидратных оболочек.

Литература

1. V.I. Lobyshev, A.B. Solovey, N.A. Bulienkov. Computer construction of modular structures of water. *Journal of Molecular Liquids*, 2003, 106/2-3, pp 277-297.
2. V.I. Poltev, T.I. Grokhlina, G.G. Malenkov Hydration of nucleic acid bases studied using novel atom-atom potential functions. *J. Biomolec. Struct. and Dynamics*. 1984. V.2. pp .413-429.
3. Волошин В. П., Желиговская Е. А., Маленков Г. Г., Наберухин Ю. И., Тытик Д. Л. Структуры сеток водородных связей и динамика молекул воды в конденсированных водных системах. *Российский химический журнал (Журнал Российского химического общества им. Д. И. Менделеева)*, 2001, т. XLV, No 3, стр. 31-37
4. В.И. Лобышев, А.Б. Соловей, Н.А. Бульenkov. Компьютерный модульный дизайн параметрических структур воды. *Биофизика*, 2003, т. 48, No 6, с 1011-1021.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ИЗОТОПА ЦИНКА ^{67}Zn НА РОСТ КЛЕТОК *E.coli***Сидорова В.В., Летута У.Г. Авдеева Е.И.***Оренбургский Государственный Университет, Россия, Оренбург,
Super.sid-ve@yandex.ru*

Открытие магнитно-изотопных эффектов ^{25}Mg в реакциях ферментативного фосфорилирования [1] и жизнедеятельности клеток *Escherichia coli* привело к постановке новой научной проблемы биофизики: влияние магнитных моментов атомных ядер на внутриклеточные процессы и на функционирование целого организма [2]. Магнитно-изотопные эффекты *in vitro* были также обнаружены в процессах синтеза АТФ для ядер ^{67}Zn и ^{43}Ca [3-4]. Zn входит в состав некоторых дегидрогеназ, альдолаз, ДНК- и РНК-полимераз, пептидаз, фосфатаз, циклической фосфодиэстеразы. Цинк-содержащие нуклеопротеины участвуют в генетической экспрессии факторов роста.

Цель данной работы – исследовать влияние магнитного изотопа цинка ^{67}Zn на жизнедеятельность живых организмов на примере прокариотических бактериальных клеток *E.coli*. Получены экспериментальные зависимости роста и колониеобразующей способности бактерий от степени обогащения питательной среды магнитным изотопом цинка ^{67}Zn . Показано, что обнаруженные эффекты зависят от внутриклеточного содержания магнитного и немагнитных изотопов цинка в бактериях *E.coli*. Полученные результаты доказывают возможность воздействия магнитных моментов ядерных спинов изотопов непременных металлов на физико-химические стадии внутриклеточных процессов.

1. Buchachenko, A.L. / A.L. Buchachenko, D.A. Kouznetsov, S.E. Arkhangelsky et al. // Doklady Biochem. Biophys. – 2004. – Vol. 396. – P. 197.

2. Шевченко У.Г., Авдеева Е.И., Бердинский В.Л. Биологические эффекты магнитного изотопа магния ^{25}Mg в клетках *E.coli* // Хим. физика. — 2012. — Т. 31, № 7. — С. 1-8.

3. Buchachenko, A. L. Zinc-related magnetic isotope effect in the enzymatic ATP synthesis: a medicinal potential of the nuclear spin selectivity phenomena / A. L. Buchachenko, V. P. Chekhonin, A. P. Orlov et al. // Int. J. Mol. Med. Adv.Sci. – 2010. – Vol. 6(3). – P. 34.

4. Buchachenko, A.L. A specific role of ^{43}Ca in the enzymatic ATP synthesis / A.L. Buchachenko, D.A. Kouznetsov, N.N. Breslavskaya, // Am. J. Biotechnol. Mol. Sci. – 2011. – Vol. 1(1). – P. 30.

**КЛОНИРОВАНИЯ И ЭКСПРЕССИЯ ВНЕШНЕГО ДОМЕНА
ТКАНЕВОГО ФАКТОРА ЧЕЛОВЕКА В *E.coli*****Тарасовец Е.В. Студент***Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
katya_tarasovec@mail.ru*

Изучение системы свертывания крови необходимо для эффективной диагностики нарушений свертываемости с целью профилактики, раннего выявления и лечения заболеваний. Важнейшую роль в свертывании плазмы крови играет тканевый фактор (ТФ). ТФ – это трансмембранный белок (мол. масса 44 кД, 263 ак), в норме отсутствующий на поверхности клеток крови и эндотелия [1]. В месте повреждения сосуда образуются комплексы ТФ с фактором VIIa, которые запускают весь каскад реакций свертывания [2]. Было показано, что внешний домен ТФ (1-219 ак) способен активировать реакции плазменного свертывания, но проявляет только 4% активности полноразмерного в экспериментах по активации X фактора комплексом ТФ-VIIa [3].

Для изучения механизмов свертывания важно иметь возможность визуализации процессов. Цель нашей работы – создание флуоресцентно меченого рекомбинантного тканевого фактора. Целевой слитный белок содержит на N-конце внешний домен ТФ, зеленый флуоресцирующий белок (green fluorescent protein) GFP – на С-конце.

Синтетический ген внешнего домена ТФ и GFP клонировали в плазмидный вектор рЕТ-28a (Invitrogen, USA) по сайтам рестрикции NcoI и HindIII соответственно. Полученную экспрессионную плазмиду трансформировали клетки *E.coli* BL21. Индукцию проводили 0,02 mM изопропил-β-D-1-тиогалактопиранозидом при 25°C в течение 24ч.

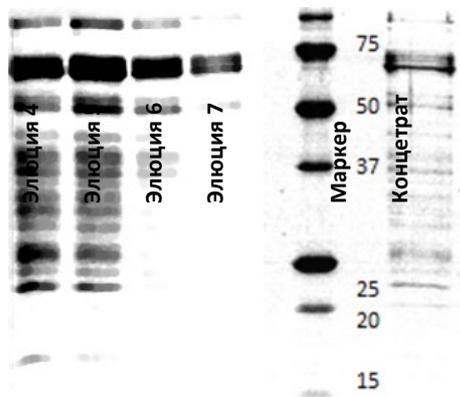


Рисунок 1. Денатурирующий электрофорез в ПААГ (10%). Разведение элюатов белка в 20 р, концентрата в 100 р. Доля целевого белка TF-GFP в элюатах белка после выделения составила 30%, после дополнительной очистки и концентрирования доля TF-GFP возросла до 60 %.

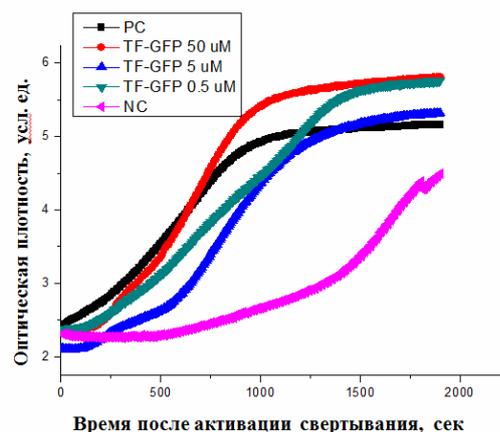
После осаждения центрифугированием клеточный осадок положительных клонов приобретал характерный зеленый цвет. Целевой белок очищали Ni-афинной хроматографией, в денатурирующем геле-электрофорезе белок шел между 50 и 75 кДа полосами маркера (рис. 1), что соответствует теоретически рассчитанной массе в 55 кДа. Выход белка составил 5 мг на литр культуры. Доля целевого белка TF-GFP в препарате белка после выделения составила 30%, после дополнительной очистки ультрацентрифугированием (фильтр с порами 30 кДа, Milipore) доля TF-GFP возросла до 60% (рис. 1).

Для проверки активности рекомбинантного слитного белка TF – GFP использовали клоттинговый тест. Измеряли времена задержки роста

сгустка (Tlag) и свертывания плазмы. Для увеличения активности рекомбинантного ТФ добавлялись везикулы (20% фосфатидилхолин 80% фосфатидилсерин, 4 μM). В качестве отрицательного контроля использовали буфер (Tris HCl pH8.0 25mM, Имидазол 250 mM, NaCl 300 mM) с фосфолипидами, в качестве положительного контроля – «Рекомбипластин» (Instrumentation Laboratory). В отсутствие ТФ плазма сворачивалась примерно за 1ч, Tlag около 15 минут. При концентрации рекомбинантного ТФ-GFP от 0.5 μM до 50 μM сгусток образовался за 25 минут, Tlag – 4 минуты. При концентрации «Рекомбипластина» 2 нM задержка роста сгустка не наблюдается, время свертывания около 18 минут. Исходя из полученных данных, можно сделать вывод о наличии активности рекомбинантного ТФ. Задержка роста сгустка и время его образования слабо зависят от концентрации TF-GFP, что говорит о том, что используемые концентрации значительно выше необходимых для активации свертывания. Минимальная концентрация определяется константой диссоциации растворимого ТФ с VIIa фактором 6.3 ± 1.2 нM [4]. Результаты работы показывают, что активность внешнего домена ТФ меньше примерно в 100 раз по сравнению с полноразмерным белком. Полученный белок TF-GFP может быть использован различных экспериментах, где необходима визуализация процессов свертывания крови.

Литература

- 1.Пантелеев М. А. и др; Свертывание крови: биохимические основы 2008;
- 2.Mackman N; The many faces of tissue factor 2009;
- 3.Waxman E, et al. Tissue factor and its Extracellular Soluble Domain 1992;



4. Kelley R.F, et al. Analysis of the Factor VIIa Binding Site on Human Tissue Factor 1995.

МОДЕЛИРОВАНИЕ IN SILICO ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНОВ СЕРЕБРА И МЕДИ С КЛЕТОЧНОЙ СТЕНКОЙ ГРИБОВ. ИССЛЕДОВАНИЕ ФУНГИЦИДНОЙ АКТИВНОСТИ СЕРЕБРА И МЕДИ IN VITRO.

Турченков Михаил Александрович

Зав. лабораторией компьютерного моделирования

Научно-исследовательский центр «БиоСим», Москва, Россия

E-mail: biosim.rg@gmail.com

Механизм фунгицидной активности серебра является предметом исследований [Jo, 2009; Kim, 2009]. С развитием квантовой химии стало возможным моделирование биохимических процессов на молекулярном уровне. В данной работе впервые проводится квантовохимический расчет взаимодействия ионов серебра и меди с клеточной стенкой грибов.

Клеточная стенка представлена парой димеров хитина. Электронная плотность основного состояния системы была спроецирована методом Хиршфельда на атомы, участвующие в образовании водородной связи между димерами.

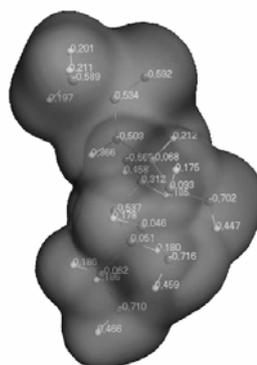


Рисунок 2. Визуализация скалярного поля электрофильной функции Фукуи на изоповерхности электронной плотности мономера хитина для определения места посадки иона металла.

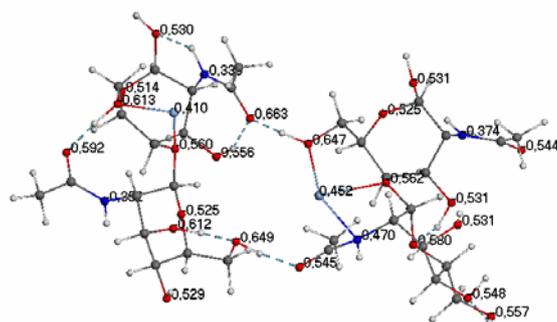


Рисунок 3. Геометрия основного состояния пары димеров хитина с адсорбированными атомами серебра. Пунктиром показаны водородные связи. Числа показывают локализованный на атоме заряд.

Таблица 1. Параметры исходной системы димеров, а также системы с адсорбированными атомами серебра и меди.

Система	Заряд системы, e	Длина Н-связи, Å	Заряд на дальнем атоме O, e	Заряд на ближнем атоме O, e	Заряд на атоме металла, e	Заряд на атоме H, e
Хитин	0	2.6	-0.67	-0.64		0.37
Хитин + Ag	+2	2.4	-0.66	-0.65	0.45	0.46
Хитин + Cu	+2	2.4	-0.69	-0.61	0.27	0.46

Использованы квантовохимические пакеты, реализующие подход теории функционала плотности: PC GAMESS, SIESTA, ABINIT [Soler, 2002]. Вычисления проводились на Linux-кластере, реализующем параллельные парадигмы MPI (MPICH2) и SMP (OpenMP).

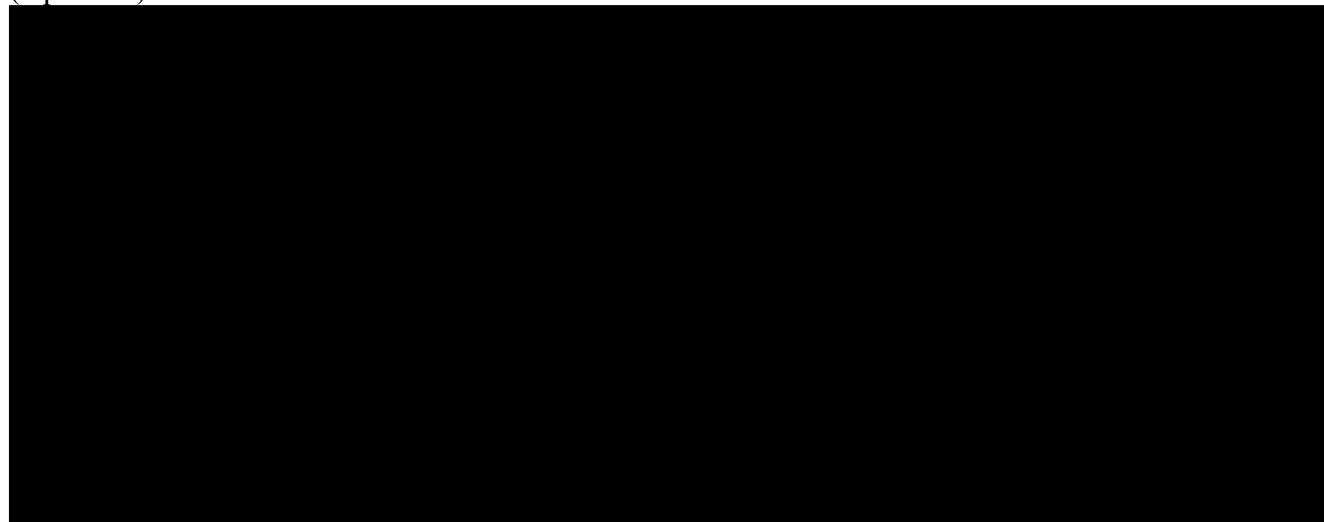


График 1. Динамика роста *Alternaria alternata* при обработке препаратами меди и серебра концентраций C1 = 25 µg/ml (по металлу) и C2 = 2.5 µg/ml (по металлу).

Расчет *in silico* дополняется экспериментом *in vitro*, в котором при равных концентрациях сравнивается фунгицидная активность ионов серебра и меди. Обнаружена бóльшая активность серебра при одинаковых концентрациях.

Расчет показал, что димеры хитина с адсорбированными атомами серебра и меди отличаются по параметрам водородных связей, а также по заряду на атоме металла. Для серебра симметричность водородных связей оказывается выше, чем для исходной системы, а для меди – ниже. Сопоставляя это с результатами экспериментов *in vitro*, можно заключить, что изменение этого параметра способно являться молекулярным механизмом воздействия ионного серебра.

Литература

1. Jo, Y.; Kim, B. H. & Jung, G. (2009), 'Antifungal Activity of Silver Ions and Nanoparticles on Phytopathogenic Fungi', *Plant Disease* 93(10), 1037-1043.
2. Kim, K.-J.; Sung, W.; Suh, B.; Moon, S.-K.; Choi, J.-S.; Kim, J. & Lee, D. (2009), 'Antifungal activity and mode of action of silver nano-particles on *Candida albicans*', *BioMetals* 22, 235-242.
3. Soler, J. M., Artacho, E., Gale, J. D., García, A., Junquera, J., Ordejón, P., & Sánchez-Portal, D. (2002). The SIESTA method for ab initio order-N materials simulation. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 14, 2745.

**ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛИСТЬЕВ
КЛЁНА ОСТРОЛИСТНОГО ПРИ ОСЕННЕМ ИЗМЕНЕНИИ
ОКРАСКИ И ГРИБКОВОМ ПОРАЖЕНИИ**

Харчева А.В., Хунджуа Д.А., Левыкина И.П.

Студент, физик, младший научный сотрудник

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

E-mail: harcheva.anastasiya@physics.msu.ru

Регистрация спектров флуоресценции (СФ) и кинетики медленной индукции флуоресценции (МИФ) позволяет изучать функциональную активность фотосинтетического аппарата растений и обнаруживать изменения, происходящие на самых ранних стадиях внешнего воздействия. Однако влияние патогенных грибов на пигментный состав и фотосинтетическую активность листьев растений этими методами исследовано пока недостаточно.

В работе изучены в лабораторных условиях свежесобранные листья клёна остролистного, произрастающего на территории МГУ им. М.В. Ломоносова. Исследованы здоровые листья во время осеннего изменения окраски в сентябре-октябре 2012 г. и поражённые смолистой пятнистостью клёна. Содержание хлорофиллов *a* и *b* (Хл *a* и *b*) в ацетоновых экстрактах листьев клёна измеряли методом абсорбционной спектроскопии с использованием спектрофотометра Unicо. Спектры флуоресценции листьев регистрировали на флуориметре Solar CM2203. Для спектров испускания рассчитывали F_{685}/F_{740} - отношение интенсивностей полос с максимумами при 685 и 740 нм. МИФ измеряли для сегментов листьев на автоматизированном спектрометре при возбуждении широкополосным синим светом интенсивностью около 100 Вт/м^2 и регистрации на длине волны 686 нм. Для оценки фотосинтетической активности использовали параметр МИФ - $(F_M - F_T)/F_T$, где F_M - интенсивность флуоресценции хлорофилла в момент достижения второго максимума (через несколько секунд после включения освещения); F_T - стационарный уровень флуоресценции (достигаемый после нескольких минут освещения).

Табл. 1. Флуоресцентные характеристики листьев клёна: отношение F_{685}/F_{740} для двух длин волн возбуждения, параметр МИФ и отношение концентрации Хл *a* и *b*.

	F_{685}/F_{740}		$(F_M - F_T)/F_T$	Хл <i>a</i> / Хл <i>b</i>
	$\lambda_{ex}=435 \text{ нм}$	$\lambda_{ex}=475 \text{ нм}$		
Зелёные листья	$0,92 \pm 0,01$	$0,69 \pm 0,01$	$0,80 \pm 0,04$	$2,06 \pm 0,02$
Желтеющие листья	$1,9 \pm 0,1$	$1,6 \pm 0,2$	$0,70 \pm 0,03$	
Жёлтые листья	$3,7 \pm 0,4$		$0,22 \pm 0,01$	
Листья с грибковым поражением	$0,91 \div 3,07$	$0,77 \div 2,31$	$0,61 \pm 0,02$	

В работе получены следующие результаты:

1. Отношение концентрации Хл *a* / Хл *b* практически одинаково для листьев различной пигментации и листьев, подверженных грибковому заболеванию.
2. Отношение F_{685}/F_{740} монотонно увеличивается с уменьшением концентрации хлорофилла в листьях при осеннем изменении окраски от 0,92 ($\lambda_{ex}=435 \text{ нм}$) до 3,7.
3. Параметр МИФ $(F_M - F_T)/F_T$ уменьшается от 0,8 до 0,6 для поражённых грибковым заболеванием листьев с неизменившейся пигментацией (об этом свидетельствует отношение F_{685}/F_{740}).

Таким образом, применение СФ и МИФ позволяет выявить изменения фотосинтетического аппарата листьев при одновременном контроле их пигментного состава.

МОДЕЛИРОВАНИЕ цАМФ СИГНАЛИЗАЦИИ В ТРОМБОЦИТАХ**Шатурный Виталий Игоревич**

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия**E-mail: r-onald@sibmail.com*

Тромбоциты представляют собой небольшие, дискообразные, безъядерные клетки, циркулирующие в кровотоке, которые активируются, слипаются и образуют тромб при повреждении сосуда. В отсутствие повреждения в норме тромбоциты заингибированы веществом, выделяющимся из здорового эндотелия. Таким образом, соотношение сигналов активации и ингибирования играет критически важную роль в гемостазе и тромбозе.

В организме ингибирование активации тромбоцитов преимущественно основано на повышении уровня циклического аденозинмонофосфата (цАМФ) и последующей активации протеинкиназы А (РКА). За повышение уровня циклического АМФ отвечает аденилатциклаза (АС), катализирующая превращение АТФ в 3', 5' цАМФ. В свою очередь, фосфодиэстеразы (PDE) - группа ферментов, которые катализируют гидролиз из 3', 5'-циклических нуклеотидов в неактивные 5'-нуклеотиды - оказывают противовес деятельности АС в тромбоците. Уменьшение уровня цАМФ в свою очередь способствует облегченной активации тромбоцитов. Этот основной ингибирующий путь (цАМФ сигнализация) в тромбоцитах человека имеет определяющее значение для решения проблем, связанных с нежелательной активацией тромбоцитов.

Целью работы является построение математической модели, адекватно описывающей ответ системы сигнализации цАМФ на действие различных ингибиторов и активаторов.

На основе экспериментальных данных, найденных в литературе, была построена динамическая модель цАМФ сигнализации. За основу была взята модель из статьи Wangorsch *et al.* [1]. Настоящая модель описывает действие аденилатциклазы и фосфодиэстераз на уровень цАМФ, активацию протеинкиназы А, а также действие различных агонистов на аденилатциклазу. Модель описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений, которая решается с помощью пакета MatLab.

Построенная модель описывает зависимость уровня цАМФ от активатора тромбоцитов в соответствии с экспериментом. В результате вычислительного эксперимента показано, что уровень цАМФ снижается на 65% при действии ингибитора аденилатциклазы, что хорошо согласуется с экспериментальными данными из статьи Wei Zhang and Robert W Colman [2]. Таким образом, построенная модель адекватно описывает поведение системы.

Работа поддержана грантом РФФИ № 12-04-31401.

Литература:

1. Gaby Wangorsch, Elke Butt, Regina Mark, Katharina Hubertus. Time-resolved in silico modeling of fine-tuned cAMP signaling in platelets: feedback loops, titrated phosphorylations and pharmacological modulation // BMC Systems Biology. 2011. 5:178-196.
2. Wei Zhang and Robert W. Colman. Thrombin regulates intracellular cyclic AMP concentration in human platelets through phosphorylation/activation of phosphodiesterase 3A // Blood. 2007. 110: 1475-1482.

МОДЕЛЬ АКТИВАЦИИ ТРОМБОЦИТА С ПОМОЩЬЮ АДФ И ТРОМБОКСАНА A_2

Шахиджанов Сослан Сергеевич

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: schakhidjanov.s@yandex.ru

Агрегация тромбоцитов в месте повреждения сосуда является основным этапом процесса формирования тромба, таким образом, обеспечивающим поддержание нормального гемостаза (остановки кровотечения), или развития патологического тромбоза, вызывающего тяжёлые заболевания сердечно-сосудистой системы. Для участия тромбоцита в процессе агрегации, ему необходимо перейти в “активированное” состояние под действием таких агонистов как АДФ, тромбоксан A_2 , коллаген и тромбин. При активации тромбоцита, он выбрасывает тромбоксан A_2 и плотные гранулы, в которых содержится АТФ и АДФ [2]. Это приводит к активации и появлению способности к агрегации у других тромбоцитов.

Экспериментальное исследование агрегации тромбоцитов осложняется одновременным действием всех агонистов, а для определения роли каждого из них необходимо построение математических моделей. Во многих современных компьютерных моделях, симулирующих этот процесс, рассматривается только активация через коллаген и тромбин. К тому же, в большинстве моделей не учитывается тот факт, что во время процесса такой активации вместе с АДФ выбрасывается также и АТФ (в отношении $\frac{1}{2}$) [3]. В крови АТФ может гидролизироваться до АДФ и, следовательно, давать дополнительный вклад в активацию тромбоцитов [1].

Целью данной работы является создание компьютерной модели активации тромбоцита под действием АДФ и тромбоксана A_2 . В модели учитывается что, в крови происходит гидролиз АТФ, АДФ и тромбоксана A_2 с характерными периодами полураспада $\tau_{1/2} = 5$ мин., 4 мин. и 30 сек. соответственно. Предполагается, что тромбоциты “активированные” с помощью АДФ, могут выбрасывать только тромбоксан A_2 (в количестве 10^4 мкМ за характерное время 100 сек.), и не выбрасывают плотных гранул. Тромбоциты, “активированные” с помощью тромбоксана A_2 могут выбрасывать только плотные гранулы (характерное время 5 сек), содержащие АТФ и АДФ.

В результате вычислительных экспериментов была получена кинетика активации тромбоцитов в зависимости от количества тромбоцитов предварительно активированных коллагеном и/или тромбином.

Литература

1. S.B. Coade and J.D. Pearson: Metabolism of adenine nucleotides in human blood. *Circulation Research* 1989; 65: 531-537.
2. Lisa K. Jennings: Mechanisms of platelet activation: Need for new strategies to protect against platelet-mediated atherothrombosis. *Thromb Haemost* 2009; 102: 248–257.
3. H.J. Weiss, et al: Heterogeneity in storage pool deficiency: studies on granule-bound substances in 18 patients including variants deficient in alpha-granules, platelet factor 4, beta-thromboglobulin, and platelet-derived growth factor. *Blood* 1979; 54: 1296-1319.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭЛАСТИЧНОСТЬ МЕМБРАНЫ ЭРИТРОЦИТОВ

Якушева Александра Антоновна

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

физический факультет, Москва, Россия

sasha95.06@mail.ru

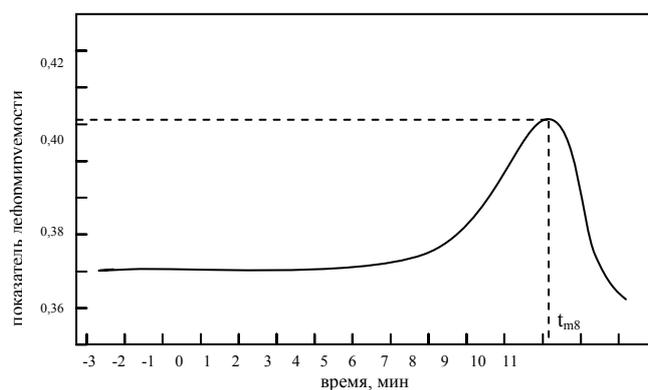
Биологические структуры восприимчивы к низкоинтенсивному лазерному излучению (НЛИ), поэтому на протяжении более 40 лет в отечественной медицине широкое применение получила низкоинтенсивная лазерная терапия (НИЛТ) при профилактике и лечении ряда заболеваний. Но механизм действия НЛИ недостаточно хорошо изучен по двум причинам. Во-первых, лазерная оптика сравнительно молодой раздел науки, это связано с тем, что только 16 мая 1960 года Т. Мейман продемонстрировал работу первого оптического квантового генератора – лазера. Во-вторых, биологический объект—это сложная открытая биоэнергетическая система, поэтому при их изучении рассматривается модель, которая не учитывает всех параметров системы. Вследствие этого необходимо иметь большую базу данных экспериментальных исследований, чтобы судить о процессах протекающих в объекте и о том, чем можно пренебречь в условиях решения конкретной проблемы.

В данной работе в качестве биологического объекта была выбрана клетка – эритроцит. Эритроцит представляет собой двояковогнутый диск, заполненный гемоглобином. Средний диаметр эритроцита 8 мкм, толщиной в центре примерно 1 мкм, по ободу около 2 мкм. Эта клетка стала объектом изучения, потому что она представляет наиболее простую систему, по сравнению с другими живыми клетками. Следовательно, влияние НЛИ отразится на меньшем числе параметров. В работе изменение эластичности мембраны эритроцита является макропараметром, на основе которого анализируются возможные процессы, происходящие в клетке. Возможность контролируемо изменять эластичность мембраны имеет практическое применение. Эритроцит выполняет в организме важную функцию. Он переносчик кислорода. Для обеспечения максимального газообмена эритроцит должен деформироваться, чтобы увеличить площадь взаимодействия своей стенки со стенкой капилляра. Но если мембрана эритроцитов очень жесткая, он лопнет, не выполнив своей функции. Такие дефекты этих клеток приводят к ряду заболеваний, самое распространенное из них это ишемическая болезнь сердца (ИБС).

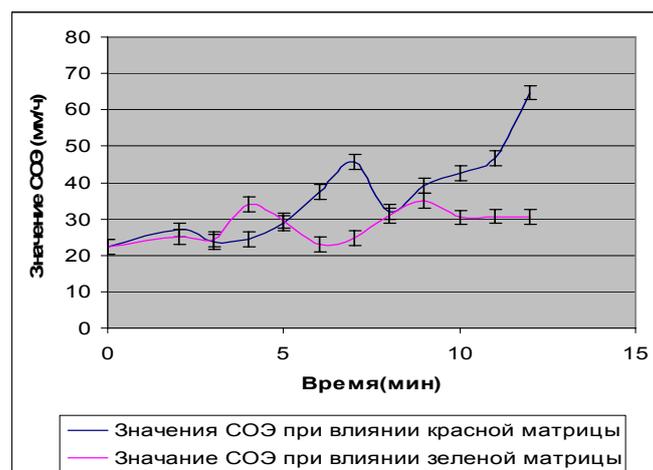
Целью работы было определение оптимальной дозы облучения суспензии эритроцитов фотоматричным облучателем с длинами волн 570-580 нм и 650-660 нм, при которой эластичность мембраны эритроцитов повышается, но стадии гемолиза они не достигают. Работа выполнялась на основе статьи С.Д. Захарова и А.В. Иванова «Светокислородный эффект – физический механизм активации биосистем квазимонохроматическим излучением». В этой работе приводится зависимость эластичности мембраны от времени облучения суспензии эритроцитов с антикоагулянтом (гепарином) He-Ne лазером. В работе исследуется зависимость эластичности мембраны эритроцитов от воздействия излучения фотоматричных облучателей. Поскольку различие в длинах волн излучения неон-гелиевого лазера (632,8 нм) и фотоматричного облучателя (650-660 нм) не очень велико, к тому же в работе приводится спектр действия, мы вправе ожидать аналогичных эффектов облучения крови и в нашем случае. Также была выдвинута гипотеза, что вязкость крови связана с эластичностью мембраны эритроцитов через константу, поэтому проводились измерения вязкости крови. Все гипотезы в течение проведения работы подтвердились.

На основе графика из работы С.Д.Захарова и сотр., связывающего время облучения суспензии эритроцитов с эластичностью мембраны клеток было определено, что макси-

мальная эластичность мембраны наблюдается в 9,3 минуты при облучении красной матрицей. По полученным нами результатам установлено, что этому времени



Типичные изменения деформируемости эритроцитов в суспензии под влиянием облучения.



соответствует СОЭ суспензии эритроцитов, облученной красной матрицей, равная 40 мм/ч. Но таких значений СОЭ при облучении зеленой матрицей не достигает. Возможно, СОЭ зависит от мощности излучения облучателя, но недостаточно материала, чтобы утверждать это. Также можно предположить исходя из графиков (на нашем графике СОЭ возрастает, а на представленном графике возрастает эластичность мембраны), что эластичность мембраны прямо пропорциональна СОЭ и обратно пропорциональна вязкости. Также было проверено, не выходят ли за интервал нормальных значений результаты вязкости крови, которые были получены при длительном облучении крови. Это одно из необходимых условий для использования полученных данных в медицинской практике.

В ходе экспериментов было установлено следующее:

1. Максимальная эластичность мембраны достигается при $(9 \pm 0,5)$ мин при облучении зеленым фотоматричным облучателем;
2. Значение вязкости при облучении зеленым фотоматричным облучателем в течение $(9 \pm 0,5)$ мин не выходит за рамки допустимого значения;
3. Стадии гемолиза эритроциты не достигают при облучении зеленым фотоматричным облучателем в течение $9 \pm 0,5$ мин;
4. При облучении красным фотоматричным облучателем имеет место выраженный гемолиз эритроцитов, поэтому критичность к дозе облучения следует ожидать значительно более заметную, чем для зеленого диапазона.

Эти результаты могут быть применены при профилактике ИБС. В работе рассчитано оптимальное время облучения суспензии эритроцитов, за которое мембрана эритроцита становится более эластичной, поэтому требуется меньше усилий, чтобы протолкнуть данную клетку в капилляр, т.е. уменьшается нагрузка на сердце во время систолы. Но в целом работа требует продолжения для сбора большего количества экспериментальных данных.

1. С.Д. Захаров, А.В. Иванов. Светокислородный эффект – физический механизм активации биосистем квазимонохроматическим излучением, 2006
2. А.Н. Волобуев, В.И. Кошев, Е.С. Петров. Биофизический принцип гемодинамики (гидродинамика течения крови) – Самара: Самарский Дом печати, 2009
3. Polskie Zaklady Opuszczone. BIOLAR. Поляризационно-Интерференционный микроскоп— WKC Waraszawa, 1976

**ИССЛЕДОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
ВОДНЫХ СУСПЕНЗИЙ НАНОАЛМАЗОВ****Ясунова Ольга Сергеевна***студентка***Адельянов Александр Вильевич***старший лаборант***Горобченко Ольга Александровна***Старший научный сотрудник, кандидат физ.-мат. наук***Николов Олег Тимофеевич***Старший научный сотрудник, кандидат физ.-мат. наук***Гаташ Сергей Васильевич***Доцент, кандидат биол. наук**Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, радиофизический факультет, Харьков, Украина**E-mail: sunova@yandex.ru*

В настоящее время наноалмазы (УДА) находят широкое применение в самых разнообразных технологиях. Перспективным является использование УДА в биологии и медицине [1]. Показано, что УДА являются новым классом медицинских наноматериалов для доставки противораковых веществ к клеткам [2]. Однако неустойчивость водных суспензий УДА является серьезным препятствием для их использования в медицине. Поэтому исследования состояния воды в водных суспензиях наноалмазов представляют важную задачу как по повышению агрегационной стойкости УДА в суспензиях, так и по выявлению механизмов действия наноалмазов на биологические объекты.

В работе исследовали водные суспензии УДА детонационного синтеза производства "SINTA". (Харьков, Украина). Концентрация УДА в суспензиях составляла 0,1 масс. % - 3,5 масс. %. Действительную (ϵ') и мнимую (ϵ'') части комплексной диэлектрической проницаемости суспензий УДА измеряли с помощью метода СВЧ-диэлектротометрии [3]. Измерения диэлектрических параметров исследуемых суспензий проводили на рабочей частоте 9,2 ГГц. Низкочастотную электропроводность измеряли мостом переменного тока на частоте 1 кГц. Статическую диэлектрическую проницаемость и частоту диэлектрической релаксации молекул воды в суспензиях рассчитывали по уравнениям Дебая.

Установлено, что действительная часть комплексной диэлектрической проницаемости ϵ' линейно уменьшается, а мнимая часть ϵ'' увеличивается с увеличением концентрации УДА. Кроме того обнаружено уменьшение в значениях статической диэлектрической проницаемости и частоты релаксации молекул воды с увеличением концентрации УДА. Это может быть обусловлено уменьшением количества объемной воды в системе, а также её структурированием. Проведено сопоставление значений ϵ_s с теоретически рассчитанными значениями эффективной диэлектрической проницаемости суспензий УДА. Рассчитана степень гидратации наночастиц УДА в суспензиях. Показано, что в водных суспензиях УДА присутствуют два типа структурированной воды.

Литература

1. Ho Dean Nanodiamonds: Applications in Biology and Nanoscale Medicine. / Dean Ho (Ed.). – Springer, 2010, XVI, 288 p.
2. Active Nanodiamond Hydrogels for Chemotherapeutic Delivery // H. Huang, E. Pierstorff, E. Osawa, D. Ho. // Nano Letters – 2007. - V. 7 (11). – P. 3305–3314.
3. Hackl E.V. Using UHF-dielectrometry to study protein structural transitions / E.V. Hackl, S.V. Gatash, O.T. Nikolov // J. Biochem. Biophys. Meth. – 2005. – V. 63(2). – P. 137–48.

Использование мониторной ядерной реакции $^{12}\text{C}(n,2n)^{11}\text{C}$ в целях контроля лучевой нагрузки на больного при протонной терапии.

Петрушевич Василий Юрьевич

Аспирант

ФГБУ "ГНЦ РФ ИТЭФ Отдел медицинской Физики, Москва, Россия

E-mail: vasil.ptr@gmail.com

В мире происходит широкое внедрение протонных пучков на циклотронах в целях лучевой терапии. Так как современные установки рассчитаны на широкий профиль заболеваний, то наряду с положительным фактором универсальности установок появился отрицательный – возрос фон нейтронов. Это привело к росту радиационных последствий, уже наблюдаемых в процессе протонной терапии: возникновение вторичных опухолей и отсроченных лучевых осложнений. Для определения поглощённой дозы нейтронов использовался ТЛД на основе Al_2O_3 , а для определения эквивалентной дозы – изотопные альбедные ТЛД в составе ^6LiF и ^7LiF [1]. При этих измерениях трудно учитывать различие между терапевтической дозой облучения опухоли и эквивалентной дозой (для определения необходимой радиационной защиты тела больного), а также разные коэффициенты качества двух энергетических групп нейтронов: испарительных и каскадных [3]. В данной работе применялись детекторы, в которых измеряется только быстрая часть спектра нейтронов и для детектирования была выбрана пороговая реакция $^{12}\text{C}(n,2n)^{11}\text{C}$ (из числа т.н. мониторных реакций). Активность ^{11}C регистрировалась по гамма-позитронным совпадениям [2]. На действующем пучке протонов проводились эксперименты по моделированию лучевой нагрузки на органы больных при терапевтических облучениях. Выбор такого типа регистрации (вместо гамма-гамма) позволяет избежать ряда поправок на эффективность каждого канала совпадений благодаря их статистической независимости, а также повысить чувствительность метода. В результате обработки экспериментальных материалов было выяснено, что информация, полученная с помощью мониторной ядерной реакции, может быть использована для повышения точности существующих методов определения дозы вторичных нейтронов на пучках протонов с высокой энергией.

Литература

1. Алексеев А.Г., Мокров Ю.В., Морозова С.В. Изучение чувствительности альбедных дозиметров нейтронов разных типов с целью коррекции их показаний Письма в ЭЧАЯ. 2012, т.9, №2(172), с.312-327.
2. Ничипоров Д.Ф. Абсолютная дозиметрия медицинского протонного пучка ИТЭФ на основе активационного метода. Дисс. на соискание учёной степени к.т.н. М., 2000.
3. NCRP Report No.144. Radiation Protection for Particle Accelerator Facilities. Bethesda, Maryland.:2003

Структурные характеристики апатита костной ткани и кальцинированных фрагментов аорты кролика при модельном остеопорозе.

Хижня Ярослава Владимировна

Кандидат наук

Сумской государственной университет, Медицинский институт, Сумы, Украина

E-mail: knnova@ Rambler.ru

Кальцификация аорты и коронарных артерий широко распространены у пожилых и могут являться основой сердечно-сосудистой заболеваемости и смертности, при этом они связаны с признаками резорбции костей и переломами позвоночника [1-4]. Цель исследования - изучения структурных характеристик апатита костной ткани и кальцинированных фрагментов аорты кролика при модельном остеопорозе. Рентгендифракционные исследования структуры материалов были выполнены на дифрактометре ДРОН4-07 («Буревестник», Россия). Просвечивающая электронная микроскопия с электронной дифракцией была реализована на приборе ПЭМ-125К (SELMИ, Украина). Рентгеновские дифрактограммы образцов апатита костей кролика, отожженных при 900 °С кроме хорошо выраженной фазы гидроксиапатита $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$ имеют признаки кристаллической фазы октакальций фосфата $\text{Ca}_8\text{H}_2(\text{PO}_4)_6 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$. Это свидетельствует о дефиците кальция в исходном апатите костной ткани, поскольку соотношение Ca/P в $\text{Ca}_8\text{H}_2(\text{PO}_4)_6 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ (1,33) значительно ниже, чем в стехиометрическом гидроксиапатите (1,67). Электронномикроскопическое изображение и картина электронной дифракции для образца патологического кальцификата аорты кролика, отожженного при 900 °С, (представлены ниже) подтверждает то, что основным минералом кальцификата является апатит. Кристаллы после отжига становятся большими (200-500 нм) с характерной для апатита формой (огранка частиц соответствует гексагональной симметрии). *** Согласно данным комплексных исследований (рентгеновская дифракция, электронная микроскопия) патологический кальцификат образца аорты кролика при модельном остеопорозе с точки зрения кристаллохимии представляет собой апатит кальция $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$. Температурный рост кристаллов патологического кальцификата аорты (при отжиге 900 °С) происходит так же как и в случае биоапатита костной ткани.

Литература

1. 1. Anderson H. C. Matrix vesicles and calcification / H. C. Anderson // Curr. Rheumatol. Rep. – 2003. – Vol. 5. – P. 222–226.
2. 2. Association between osteopontin and human abdominal aortic aneurysm / J. Golledge, J. Muller, N. Shephard [et al.] // Arterioscler. Thromb. Vasc. Biol. – 2007. – Vol. 27. – P. 655–660.
3. 3. Endochondral bone formation is involved in media calcification in rats and in men / E. Neven, S. Dauwe, M. E. De Broe [et al.] // Kidney Int. – 2007. – Vol.72. – P. 574–581.
4. 4. Shao J. S. Molecular mechanisms of vascular calcification: lessons learned from the aorta / J. S. Shao, J. Cai, D. A. Towler // Arterioscler. Thromb. Vasc. Biol. – 2006. – Vol. 26. – № 7. – P. 1423–1430.

Подсекция «Геофизика»

ТЕКТОНИЧЕСКОЕ ПОЛЕ СОВРЕМЕННЫХ НАПРЯЖЕНИЙ КОРЫ ВЫСОКОЙ АЗИИ

Р.С. Алексеев^{1,2},

¹ - *Институт физики Земли им. О.Ю.Шмидта РАН*

² - *Московский государственный Университет, Физический факультет*

В этой работе будет представлено продолжение исследований современного напряженного состояния в земной коре внутриконтинентальных орогенов Азии [Алексеев, Ребецкий, 2011, 2012]. Если в предыдущие два года реконструкция напряжений выполнялась для земной коры Средней Азии, частично захватывая области Гималаев и Тибета, то в этом году район изучения напряжений полностью охватил кору Высокой Азии (рис. 1), в которую входят Гималаи, Тибет, Гиндукуш, Кунь-Лунь, Тянь-Шань, а также разделяющие их внутригорные и межгорные впадины и передовые прогибы (Тарим, Чуйская и др.). Для реконструкции напряжений использовался метод катакластического анализа разрывных смещений, разработанный в лаборатории тектонофизики ИФЗ РАН [Ребецкий, 2007]. Исходными данными для анализа напряжений являлся каталог механизмов очагов Global CMT, размещенный на сервере геологической службы США. Сформированный из этих данных региональный каталог механизмов насчитывал 1294 событий с диапазоном магнитуд $4.5 < M_b < 8$ за период времени 1976 г по 2010 г. Реконструкция напряжений осуществлялась для масштаба осреднения, отвечающему коре в целом (50-70 км). Шаг сетки был подобран оптимальным образом для каждой области. Расчеты выполнены для 574 квазиоднородных доменов при минимальном числе землетрясений в однородной выборке 6.

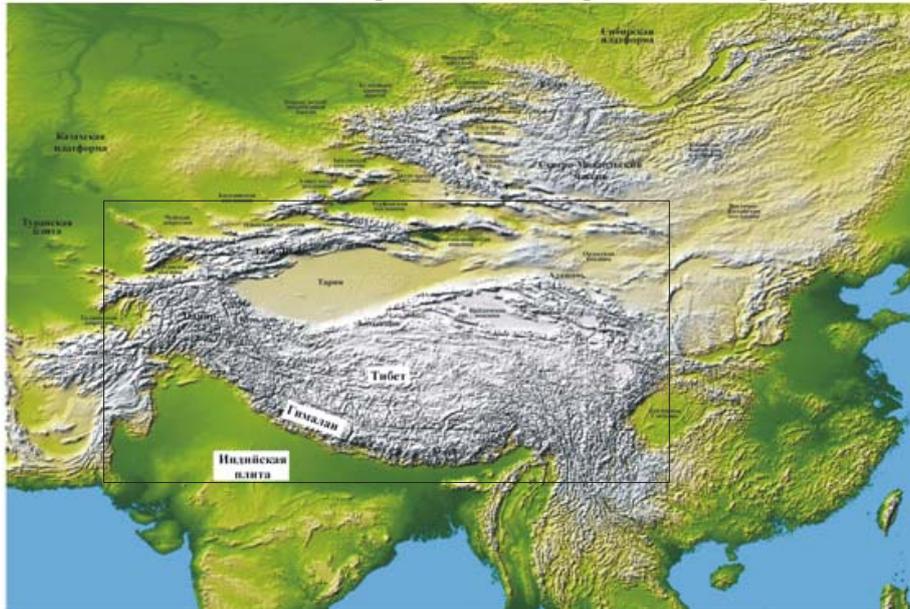


Рис. 1. Топография территории Высокой Азии, для коры которой выполнялась реконструкция природных напряжений (прямоугольником выделен район исследований напряжений)

Расчеты показали, что ориентация осей максимального сжатия в исследуемом регионе в основном имеет субмеридиональное и юго-восточное простирание, но есть также участки, где эти оси ориентированы на северо-восток (кора западной части Таримской плиты, северо-западная часть Иранского нагорья) и даже субширотно (Восточный Гиндукуш и западная часть Памира). Погружение этих осей в основном на юг, однако в области с субвертикальной ориентацией этих осей они погружены на северо-восток. Оси максимального девиаторного растяжения ориентированы субширотно. В коре западной части Таримской плиты и для

коры северо-западных Гималай, на север - северо-восток для коры горных областей Гиндукуша и имеют крутое, субвертикальное погружение для Западного Тянь-Шаня и участков западного Памира. Так же имеются области, где оси максимального растяжения имеют северо-западное простираие (кора западной части Гималай и области западного Тибета). Подобная ориентация соответствует геодинамическому режиму, близкому к горизонтальному растяжению (см. рис. 2). Для коры западной части Таримской плиты и сопредельных к ней участков имеет место обратная ситуация. Здесь оси главного девиаторного растяжения имеют крутое погружения, а оси максимального сжатия пологие, что соответствует геодинамическому режиму, близкому к горизонтальному сжатию (рис. 2) Для участка коры южного Гиндукуша обе эти оси главных напряжений субгоризонтальны, что определяет близость геодинамического режима к горизонтальному сдвигу (рис. 2).

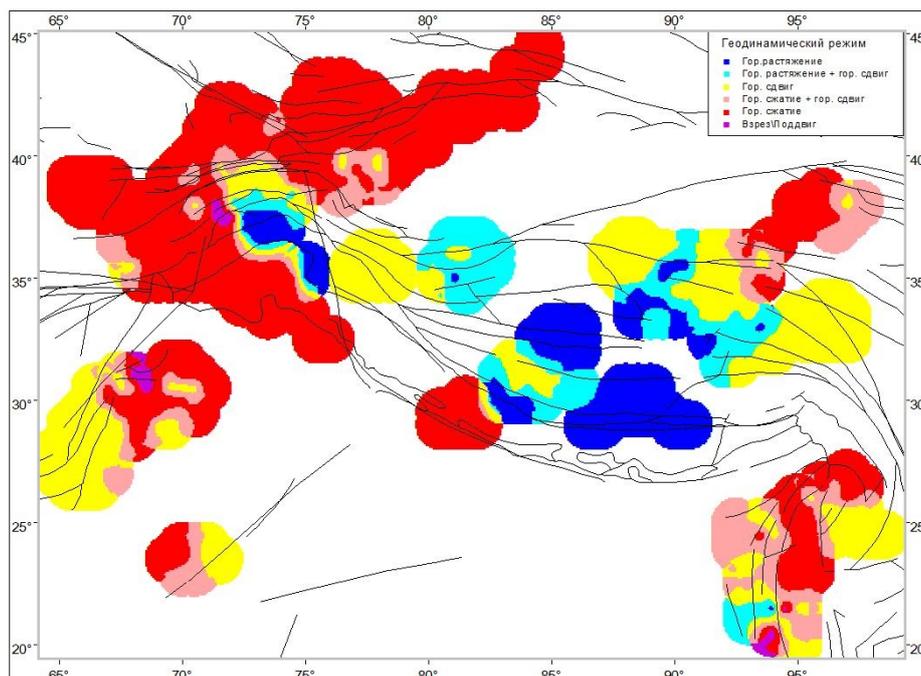


Рис. 2. Тип напряженного состояния - геодинамический режим, (красными тонами выделены области гор. сжатия, синими- гор. растяжения, желтыми – гор. сдвиг)

Как следует из рис. 2 основным типом геодинамического режима является горизонтальное сжатие и горизонтальный сдвиг. Существуют также участки горизонтального растяжения, которые практически полностью приурочены к коре западной части Таримской плиты и северо-западной части Гималай. Вид тензора напряжений – эллипсоида напряжений близок к чистому сдвигу и его сочетанию с одноосным сжатием и одноосным растяжением. В коре западной части Таримской плиты имеется большое число доменов с видом эллипсоида напряжений близким к одноосному растяжению.

Литература

Ребецкий Ю.Л. Тектонические напряжения и прочность горных массивов. М.: Академкнига. 2007. 406 с.

Алексеев Р.С., Ребецкий Ю.Л. Тектоническое поле современных напряжений Средней Азии // Современная тектонофизика. Методы и результаты. Материалы первой молодежной школы семинара. М.: ИФЗ. 2011. Т 1. С. 284-289.

Алексеев Р.С., Ребецкий Ю.Л. Тектоническое поле современных напряжений Юго-Восточной и Средней Азии // Третья тектонофизическая конференция в ИФЗ РАН. Тектонофизика и актуальные вопросы наук о Земле: Тезисы докладов Всероссийской конференции. Т. 1. М.: ИФЗ. 2012

Выражается благодарность Ребецкому Ю.Л.

О МЕТОДАХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРА СИГНАЛ/ШУМ НА ПРИМЕРЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОСИГНАЛА В КАНАЛЕ ЗЕМЛЯ - ИОНОСФЕРА

Белов С.Ю.

Сотрудник

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

Дистанционные радиофизические методы изучения свойств земной поверхности (как и оптические) основаны на исследовании свойств структуры электромагнитных полей, взаимодействующих с облучаемыми средами [1].

Решая полную обратную задачу по поведению возвращённого сигнала и при использовании адекватной модели, возможно судить о диэлектрических свойствах, поглощении, структуре и движениях исследуемых объектов.

Возможность размещать упомянутую аппаратуру дистанционной диагностики на летательных аппаратах, в том числе и на космических аппаратах, позволила обозревать большие участки поверхности, вплоть до глобальных масштабов, осуществляя контроль, мониторинг и картирование одновременно различных параметров атмосферы, гидросферы и литосферы в интересах изучения взаимосвязи и прогноза происходящих в них процессов.

Следует отметить два основных преимущества дистанционной диагностики поверхности Земли в коротковолновом диапазоне радиоволн: всепогодность радиометода, что важно особенно при глобальном обзоре; большая проникающая способность, позволяющая изучать до определённых глубин подпочвенные структуры.

Настоящие исследования посвящены решению задачи дистанционной диагностики “шероховатых” поверхностных и подповерхностных диэлектрических структур в декаметровом диапазоне радиоволн и проблеме оценки интегральной рассеивающей способности земной поверхности в диапазоне декаметровых радиоволн (10 ÷ 100 м) методами дистанционной диагностики. Выбор диапазона позволяет учитывать подповерхностный слой толщины порядка длины волны падающего излучения. Интерпретация получаемых данных производится на основе статистической мультипликативной модели сигнала [1, 2]. Тестирование метода получения параметра рассеивающей способности земной поверхности сигнал/шум в указанной модели произведено на примере двукратного отражения зондирующего сигнала при его вертикальном распространении [2] (при использовании искусственного спутника Земли сигнал дважды проходит через атмосферу и ионосферу).

В ходе работы рассматривались вопросы чувствительности модели по изучаемому параметру [2, 3]. Располагая синхронной информацией о волне, отражённой от ионосферы, и о волне, отражённой от земли и ионосферы (или дважды прошедшей ионосферу при зондировании со спутника), можно извлекать информацию о параметре рассеяния.

Литература

1. Миркотан С. Ф., Белов С.Ю., Захаров В. И. Дистанционная диагностика “шероховатой” земной поверхности в коротковолновом диапазоне радиоволн. // Радиотехника и электроника. 1999, том 44, № 10, с. 1190 – 1194.
2. Миркотан С. Ф., Белов С.Ю. О параметре возмущённости неоднородной флуктуирующей ионосферной плазмы. // Радиотехника и электроника. 1998, том 43, № 11, с. 1382 – 1383.
3. Белов С.Ю. Методы оценки параметра сигнал/шум в коротковолновом диапазоне радиоволн. // Физические проблемы экологии (Экологическая физика) №16. Сборник научных трудов под ред. В.И. Трухина, Ю.А. Пирогова, К.В. Показеева. М.: МАКС Пресс. 2010. С. 31-38.

ВЛИЯНИЕ ВЕТРА НА РАЗВИТИЕ ТЕЧЕНИЙ В НЕГЛУБОКОМ ВОДОЕМЕ В ПЕРИОД ФОРМИРОВАНИЯ ВЕСЕННЕГО ТЕРМОБАРА

Горшкова Наталья Алексеевна

Студентка

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

Физический факультет, Кафедра физики моря и вод суши, Москва, Россия

E-mail: nataliagorshkova@gmail.com

В пресных озерах умеренных широт существует ряд различных явлений, приводящий к пространственно-временным изменениям структуры течений и температурных полей. К числу таких явлений относится термобар, возникающий в период весеннего нагрева и осеннего охлаждения водоемов и представляющий собой фронтальный раздел с температурой максимальной плотности $T_{\max} = 4^{\circ}\text{C}$ от поверхности до дна, где сходятся вихревые структуры, возникшие справа и слева от него. Термобар разделяет водоем на две области, препятствуя обмену веществом и энергией между ними. Особенность развития течений и термобара в водоемах в этот период зависит от условий, в которых термобар зародился. Как показано в работе [1] (Рис.1), при формировании термобара в водоеме свободном ото льда (а) и еще полностью не освободившемся от него (б) структура течений различна.

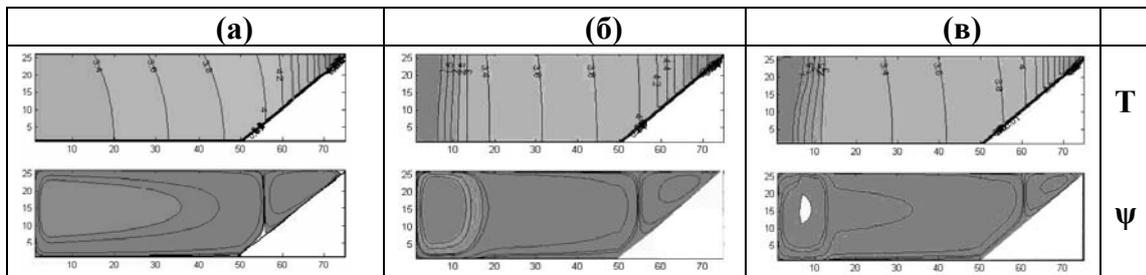


Рис.1. (а) и (б) -поля распределения температуры (T) и функции тока (ψ) через 8.5 ч и (в)- через 2.8 ч после начала прогрева водоема. Термобар зародился в водоеме свободном ото льда (а), (в) и частично покрытого льдом в центральной области (б). Глубина водоема – 10 м, ширина – 750 м.

Во втором случае у кромки льда в центре водоема зарождается вихревая структура (глубинный вихрь-ГВ), которая способствует образованию в этой области большого горизонтального градиента температуры. Это препятствует перемещению термобара к центру водоема и замедляет его прогрев.

Особая ситуация в развитии термогидродинамических процессов в водоеме в этот период связана с ветровым воздействием на водную поверхность. Поэтому исследование влияния ветра на формирование полей температуры и течений в водоеме представляет большой интерес. В работах [2,3] исследуется влияние ветра на структуру течений в водоеме в случае (а). Однако для исследования термогидродинамической ситуации, описанной во втором случае, подобных исследований не проводилось.

В настоящей работе с помощью математического моделирования исследуются особенности течений в пресном водоеме весной в период существования термобара (сформировавшегося в период таяния ледового покрова) под влиянием ветрового воздействия различной силы и направления.

Задача решается численно на основе нелинейной системы уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска, уравнений теплопроводности, неразрывности и состояния пресной воды с учетом ее аномальных свойств в районе 4°C . Движение жидкости рассматривается в неглубоком водоеме с наклонным дном (Рис.1).

При отсутствии ветрового воздействия на поверхность воды, структура течений и распределение температуры в водоеме через $t=0.28$ часа представлены на Рис. 1,в. Ветровое

воздействие существенно влияет на термогидродинамические процессы в нем. При ветре, направленном к берегу (Рис.2,а) друг другу противостоят две силы.

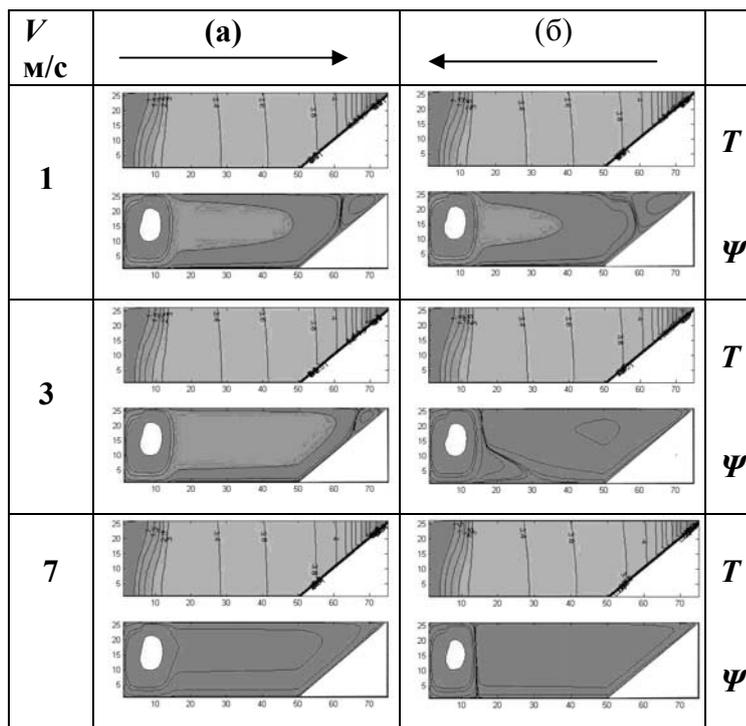


Рис. 4. Поля распределения температуры (T) и функции тока (ψ) через 2.8 ч после начала расчетов для скоростей ветра $V=0, 1, 3, 7$ м/с. (а) – ветер направлен к берегу и (б) - ветер направлен от берега.

зародившийся у кромки льда. При этом ГВ не влияет на скорость перемещения области схождения вихрей. В противном случае, прибрежный циклонический вихрь увеличивается в размере. После достижения им границы глубинного вихря, который препятствует дальнейшему его перемещению, резко замедляется увеличение прибрежного вихря и скорость перемещения его к центру водоема.

С увеличением скорости ветра, область дивергенции водных масс и фронтальный раздела с температурой максимальной плотности (термобар) отстоят друг от друга все на большее расстояние. Таким образом, трактовка термобара как области схождения водных масс в районе изотермы 4°C неправомерна уже при небольших скоростях ветра.

В заключении хочу выразить благодарность своему научному руководителю, кандидату физ.-мат. наук, Блохиной Наталии Сергеевне за поставленную научную задачу и помощь в ее решении.

Литература

- 1.Блохина Н.С. Орданович А.Е. Влияние ледового покрова водоема на развитие весеннего термобара // ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2012. №1.
2. Н.С. Блохина, Д.А. Соловьев Влияние ветра на динамику развития термобара в период весеннего прогрева водоема // ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия 2006. №3.
3. Malm J. Thermal Bar Dynamics - Springtime Thermo- and Hydrodynamics in Large Temperate Lakes. PhD. Dissertation, Rep. 1012, Dept. of Water Resources Eng., Lund Univ., Sweden. 1994. 248pp.

Сила, связанная с плотностной неустойчивостью приводит к образованию термобара и конвективных структур справа и слева от него. Этой силе противодействует сила, связанная с ветровым воздействием, направленная к берегу. При ветре, направленном от берега (Рис. 2,б), плотностная неустойчивость, способствующая перемещению термобара от берега, и ветровое воздействие оказывают влияние в одном направлении.

Уже небольшой по силе ветер ($V=1$ м/с (Рис.2,а) и $V= -1$ м/с (Рис. 2,б)) меняет картину течений в водоеме. Образовавшиеся вихри имеют разный размер. В зависимости от направления ветра наблюдается разный наклон области их схождения. В случае увеличения скорости ветра, направленного к берегу, антициклонический вихрь (слева от термобара) постепенно захватывает весь водоем, сохраняя при этом в центре глубинный вихрь,

О ГЕОМАГНИТНОМ ПРЕДВЕСТНИКЕ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ**Иванов Александр Анатольевич**

студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия**E-mail: aa.ivanov@physics.msu.ru*

Наряду с сейсмическими предвестниками землетрясений в научной литературе уделяется также внимание и разработке несейсмических предвестников. Известно [1,2], что в период подготовки и во время землетрясения в районе очага могут существенно изменяться геофизические поля, которые можно использовать для разработки предвестников землетрясения. В связи с этим нами была проведена запись суточных вариаций геомагнитного поля в сейсмоактивном районе с помощью протонного магнитометра GSM-19GW версии 7.0 фирмы GEM, установленного в точке с координатами 43°44' с.ш., 42°39' в.д. на высокогорной научной станции ИФА РАН на горе Шиджатмаз. Запись величины геомагнитного поля проводилась с интервалом в 5 секунд.

В течение 112 дней с 10 августа по 1 декабря 2012 года в основном наблюдалась характерная суточная вариация геомагнитного поля заключающаяся в уменьшении величины поля в дневные часы на 30 нТл летом и на 15 нТл зимой.

Среднесуточное значение геомагнитного поля за период наблюдений изменялось в пределах от 49 780 нТл до 49 825 нТл, расчёт геомагнитного поля для точки наблюдения по модели CGM даёт величину 49 712 нТл [4].

В декабре в данном регионе произошли два землетрясения: первое – 15 декабря 2012 года, координаты гипоцентра 44°22' с.ш. 42°22' в.д. (в 70 км от станции наблюдения), магнитуда 5,2; второе – 25 декабря 2012 года, координаты гипоцентра 42°31' с.ш. 40°59' в.д. (в 190 км от станции), магнитуда 5,3 [5].

Установлено, что характер суточной вариации геомагнитного поля перед первым землетрясением за 14 дней существенно изменяется, становясь более хаотичным, теряется связь с суточным ритмом. После первого землетрясения характер суточных вариаций практически восстанавливается на 2 суток, после чего опять становится хаотичным. Через 8 дней после второго землетрясения характер суточных вариаций становится нормальным за редкими исключениями.

Изменение величины геомагнитного поля при подготовке и во время землетрясения может быть обусловлено пьезомагнитным эффектом - изменением намагниченности горных пород при перераспределении тектонических напряжений [3]. Величина пьезомагнитного эффекта $b=0,2$ (%/МПа), определенная нами при лабораторных исследованиях базальтов, может обеспечить наблюдаемые изменения среднего значения геомагнитного поля.

Второй причиной изменения геомагнитного поля в период подготовки землетрясения может быть пьезоэффект (перераспределение электрических потенциалов в горных породах из-за изменения их напряженного состояния), который влияет на токи в ионосфере, что может приводить к изменению геомагнитного поля [2].

Литература

1. Лантухов А.И. Расчёт электромагнитного отклика в атмосфере на изменение земных токов перед землетрясением. Геомагнетизм и аэрономия, 2002, т.40, № 6, с.133-137.
2. Сорокин В.М., Чмырёв В.М. Электродинамическая модель ионосферных предвестников землетрясений и некоторых видов катастроф. Геомагнетизм и аэрономия, 2002, т.42, № 4, с.821-830.
3. Максимочкин В.И. О связи вариаций геомагнитного поля с сейсмическими событиями. Физические проблемы экологии(экологическая физика), 2011. М.:Макс Пресс. с. 498-507.
4. www.omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/cgm_vitmo.html (Расчёт нормального геомагнитного поля).
5. www.ceme.gsras.ru/ccd.htm (Геофизическая служба РАН, каталог землетрясений).

ВСПЛЕСК ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ КАПЛИ С ЖИДКОСТЬЮ**Ильиных А.Ю.**

сотрудник

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем механики им. А.Ю.Ишлинского РАН, Москва, Россия**e-mail: ilinykh@ipmnet.ru.*

Столкновение капли жидкости с поверхностью слоя другой (подстилающей) жидкости инициирует ударное взаимодействие, которое сопровождается различными течениями на поверхности и в толще подстилающей жидкости, переносом вещества из капли в подстилающую жидкость и выбросом мелких капель в воздух. Изучение эволюции процессов, инициированных проникновением свободно падающей капли в слой подстилающей жидкости, является классической задачей гидродинамики. Исследования картины течений, возникающих при указанном взаимодействии, продолжаются более полутора столетий. В первых работах [5, 6] были получены впечатляющие фотографии течений, которые не потеряли своей ценности до настоящего времени. В теоретических работах в основу физической модели возникающих течений была положена теория кумулятивного эффекта в приближении идеальной жидкости (т.е. процессы теплопроводности и вязкости считались несущественными), картина течений для упрощения предполагалась симметричной [1, 2]. Таким образом, механизмы переноса вещества капли в толще подстилающей жидкости, выброса в воздух вещества капли и жидкости в виде струи, необходимые для решения ряда экологических и технологических проблем остаются неизученными. Механизмы возникновения и развития тонких структур, т.е. течений, масштаб которых на порядок меньше масштаба течений, описанных в предложенной модели всплеска, также неизвестны и не имеют объяснения, но играют важную роль в рамках гидродинамики.

В данной работе исследовались течения, возникающие на поверхности и в толще покоящейся жидкости, вследствие ударного взаимодействия с одиночными однородными каплями жидкости диаметром $D = 2,4 \div 2,7$ мм, свободно падающими в поле силы тяжести при атмосферном давлении и комнатной температуре ($T \sim 20^\circ\text{C}$). Исследования проводились в режиме формирования выраженной центральной кумулятивной струи [4], который задается путем выбора высоты свободного падения капли. В большинстве проведенных опытов эта высота была равной $h = 480$ мм. Для опытов были изготовлены оптические кюветы различного размера, в которые помещалась чистая дегазированная водопроводная вода, разбавленные чернила, подкрашенный этиловый спирт и подсолнечное масло. В мишени свободно падали капли чистой воды, а также водных и спиртовых растворов красителей.

К размерным параметрам задачи относятся характеристики жидкостей (падающей капли и принимающего слоя жидкости) – плотности ρ_d и ρ_t , вязкости η_d , η_t , коэффициенты поверхностного натяжения σ_d , σ_t ; характеристики среды, в которой происходит ударное взаимодействие (температура T , давление p), а также условия эксперимента (диаметр D_d и высота свободного падения капли h , глубина слоя жидкости h_m). Отношения размерных параметров образуют большое число безразмерных комбинаций: числа Рейнольдса характеризующие относительную роль эффектов диссипации для течений в остатке капли $Re_d = \rho_d U_d D_d / \eta_d$, где U_d – скорость падения капли в точке контакта, и в принимающей жидкости $Re_t = \rho_t U_t L_t / \eta_t$ с характерными масштабами скорости U_t и длины L_t ; отношение коэффициентов поверхностного натяжения $R_\sigma = \sigma_t / \sigma_d$, определяющее направление приповерхностных течений, обусловленных градиентами поверхностного натяжения (конвекция Марангони); число Фруда $Fr_d = U_d^2 / g D_d$, характеризующее соотношение между

силой инерции и внешней силой тяжести; число Вебера $We_d = \rho_d U_d^2 D_d / \sigma_d$, определяющее отношение инерции капли к поверхностному натяжению, и другие.

В режиме формирования выраженной центральной кумулятивной струи были выделены, визуализированы и проанализированы следующие фазы процесса:

1. свободное падение капли, в котором сохраняются затухающие объемные колебания и происходит деформация формы, отражающая распределение давлений по поверхности капли.
2. первичный контакт капли с поверхностью жидкости. Из области контакта капли с подстилающей жидкостью в воздух и в толщу жидкости в радиальном направлении с большой скоростью разлетаются тонкие струйки, образующие веер брызг.
3. формирование на поверхности жидкости углубления со сферическим дном (каверны), которое окружает выступающий над поверхностью жидкости цилиндрический венец с шевроном – волновыми гребнями. С вершин выступов шеврона эжектируются тонкие струйки и последовательности капель
4. фаза распада короны. Ореол брызг постепенно опадает и сглаживается, сферическое углубление теряет свою форму из-за набегающих потоков жидкости, на дне углубления зарождается кумулятивная струя.
5. эжектирование центральной кумулятивной струи с каплей на вершине. При отрыве капли на поверхности кумулятивной струи возникают тонкие поверхностные волны. Из точки контакта в подстилающую жидкость радиально разлетаются тонкие петлистые структуры.
6. распад кумулятивной струи на отдельные капли (падение которых может вызвать эжектирование вторичных, более тонких, кумулятивных струй – стримеров). [3]

Среди наиболее интересных и важных результатов следует отметить следующие.

- линия первичного контакта капли с подстилающей жидкостью является кусочно-гладкой, формы каверны, поверхностных волн, центральной кумулятивной струи и вихревых колец, погружающихся на дно бассейна, имеют многогранный характер.

- на стенках каверны и венца возбуждается большое число капиллярных волн,

- регулярную картину радиального переноса формируют длинные двойные петлистые струйки. В процессе переноса массы также активно участвуют короткие петлистые струи.

- при различии коэффициентов поверхностного натяжения жидкости капли и подстилающей жидкости на поверхности подстилающей жидкости наблюдаются дополнительные быстрые течения (конвекция Марангони), сопровождающие весь процесс ударного взаимодействия и существующее продолжительное время после его завершения.

Литература

1. Майер В.В. Кумулятивный эффект в простых опытах. М.: Наука. 1989. 192с.
2. Тришин Ю.А. Физика кумулятивных процессов. Новосибирск: ИГиЛ СО РАН. 2005. 324с.
3. Чашечкин Ю.Д., Прохоров В.Е. Тонкая структура всплеска при падении капли на свободную поверхность покоящейся жидкости. Доклады Академии Наук, 2011, №6, стр. 768-773.
4. Rein M. The transition regime between coalescing and splashing drop // J. Fluid Mech. 1996. V.306. P.145-165.
5. Thomson J.J., Newall H.F. On the formation of vortex rings by drops falling into liquids, and some allied phenomena // Proc. R. Soc. London. 1885. V. 29. P. 417-436.
6. Worthington A.M. The splash of the drop. Series "The romance of science" Published by Society for Promoting Christian Knowledge: N. Y.- London: E. & J.B. Young & Co. 1895.

ВЛИЯНИЕ ГЕОИДЕАЛЬНОЙ ФОРМЫ ЗЕМЛИ НА ГЕОСТРОФИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ АТМОСФЕРЫ

Стреблянская Н.В.

магистр 2-го года обучения направления «Физика»

Крупкин А.А.

магистр 1-го года обучения направления «Физика»

Северо-Кавказский федеральный университет, институт естественных наук, Ставрополь, Россия

E-mail: nata379k@mail.ru

При формулировке уравнений динамики атмосферы общепринятым является представление о сферической форме поверхности Земли. Целью наших исследований является изучение влияния геоидальной формы Земли на динамику атмосферы. В настоящей работе исследуется влияние геоидальной формы Земли на возмущения изобарической поверхности в геострофическом состоянии атмосферы.

Запишем уравнение динамики атмосферы в векторном виде [1-3]:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = \mathbf{g}_0 - \frac{1}{\rho_i} \nabla p + 2[\mathbf{v}\boldsymbol{\omega}_0] + \omega_0^2 \mathbf{R} + \mathbf{f}_{\text{тр}}, \quad (1)$$

где \mathbf{g}_0 – ускорение силы тяготения; ∇p – градиент давления; $2[\mathbf{v}\boldsymbol{\omega}_0]$ – кориолисово ускорение; $\omega_0^2 \mathbf{R}$ – центробежное ускорение, $\mathbf{f}_{\text{тр}}$ – удельная сила трения.

В состоянии статики атмосферы, когда $\mathbf{v} = 0$, уравнение запишется в виде [1-3]

$$0 = \mathbf{g} - \frac{1}{\rho_e} \nabla \bar{p},$$

где $\mathbf{g} = \mathbf{g}_0 + \omega_0^2 \mathbf{R}$.

Отсюда следует, что в состоянии статики изобарические поверхности перпендикулярны вектору ускорения свободного падения, то есть параллельны геоидальной поверхности Земли.

При установившемся движении $d\mathbf{v}/dt = 0$ изобарические поверхности, имеющие геоидальную форму, возмущаются, поэтому давление можно представить в виде $p = \bar{p} + p_s$. Плотность воздуха в приближении Буссинеска представим в виде [1-3]

$$\rho_i = \rho_e (1 - \alpha \Delta T).$$

Поэтому уравнение установившегося движения в отсутствии трения $\mathbf{f}_{\text{тр}} = 0$ запишется в следующем виде:

$$-\frac{\alpha \Delta T}{\rho_e} \nabla \bar{p} - \frac{1}{\rho_e} \nabla p_s + 2[\mathbf{v}\boldsymbol{\omega}_0] = -\alpha \Delta T \mathbf{g} - \frac{1}{\rho_e} \nabla p_s + 2[\mathbf{v}\boldsymbol{\omega}_0] = 0.$$

Отсюда вектор скорости геострофического ветра равен [3]

$$\mathbf{v}_g = \frac{1}{2\omega_0 \rho_e (\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)} [\mathbf{k}, \nabla p_s], \quad (2)$$

где \mathbf{k} – единичный вектор, направленный вертикально вверх по направлению оси z , перпендикулярной геоидальной поверхности Земли; \mathbf{k}_0 – единичный вектор, направленный по направлению угловой скорости вращения Земли.

Проекция угловой скорости вращения Земли определяются выражением (2).

Вертикальной скоростью в выражении для проекции скорости геострофического ветра можно пренебречь. Допустим, что $\frac{\partial p_s}{\partial z} = 0$, тогда горизонтальные проекции скорости геострофического ветра запишутся в виде:

$$\begin{aligned}
 u_g &= -\frac{1}{2\omega_0 \rho_e \sin \varphi} \frac{\partial p_s}{\partial y}, \\
 v_g &= \frac{1}{2\omega_0 \rho_e \sin \varphi} \frac{\partial p_s}{\partial x}, \\
 u_g &= -\frac{\alpha g}{2\omega_0 \cos \varphi} \Delta T.
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

Рассматривая частный случай, при $-\partial p_s / \partial y > 0$, $-\partial p_s / \partial x = 0$ вдоль оси y возмущение давления при установившемся движении будет падать в направлении от экватора к полюсу (в глобальном масштабе это наблюдается в атмосфере), геострофический ветер будет направлен с запада на восток, т.е. будет наблюдаться западный поток. Следовательно, направление геострофического ветра обосновывает преобладание западного переноса в атмосфере. Из (3) следует, что для возникновения зонального западного переноса градиент давления вдоль меридиана должен быть равен:

$$\left(-\frac{\partial p_s}{\partial y} \right)_{кр} = -\rho_e \alpha g \cdot \operatorname{tg} \varphi \cdot \Delta T.$$

Полученные формулы для проекций геострофического ветра отличаются от известных выражений тем, что величина p_s есть отклонение от геопотенциальной поверхности, то есть ее возмущение.

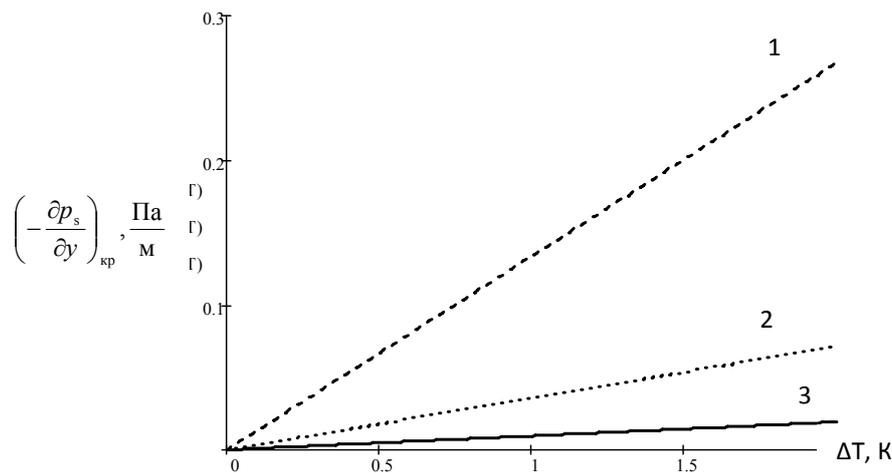


Рисунок. Градиент давления вдоль меридиана на разных широтах (1: $\varphi=75$, 2: $\varphi=45$, 3: $\varphi=15$)

Исследуя возмущение геопотенциальной поверхности в зависимости от температуры с учетом геоидальной формы Земли, установлено, что возмущение геопотенциальной поверхности, ее отклонение от статического состояния, увеличивается по модулю с увеличением функции перегрева и широты местности.

Работа выполнена под научным руководством профессора Закиняна Р.Г.

Литература

1. Гилл А. Динамика атмосферы и океана. М.: Мир, 1986, Т. 1, 399 с.; Т. 2, 416 с.
2. Матвеев Л.Т. Теория общей циркуляции атмосферы и климата Земли. Л.: Гидрометеиздат, 1991, 295 с.
3. Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика. М.: Мир, 1984, т.1, т.2, 811 с.

**АПРОБАЦИЯ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ОБЛАЧНОЙ КОНВЕКЦИИ
ВЛАЖНОГО И СУХОГО ВОЗДУХА**

Летунова Наталья Сергеевна

студент (специалист)

*Северо-Кавказский федеральный университет,
Институт естественных наук, Ставрополь, Россия*

E-mail: letunova-90@mail.ru

В работе [1] разработана модель облачной конвекции для сухого и влажного, окружающего облако, воздуха, а также представлена методика расчета параметров конвекции воздушной частицы.

Проекция скоростей воздушной частицы имеют вид:

$$u = Z'X = k(\tilde{N}_{ва})_к \frac{\tilde{z}_1 + (z - z_к) - k_1(z - z_к)^2}{\sqrt{2(z - z_к) \left[\tilde{z}_1 + \frac{(z - z_к)}{2} - \frac{k_1}{3}(z - z_к)^2 \right]}} \cos kx, \quad (1)$$

$$w = -ZX' = k(\tilde{N}_{ва})_к \sqrt{2(z - z_к) \left[\tilde{z}_1 + \frac{(z - z_к)}{2} - \frac{k_1}{3}(z - z_к)^2 \right]} \sin kx. \quad (2)$$

Анализ полученных результатов показал, что чем ближе значение градиента массовой доли водяного пара к критическому, тем вертикальный размер конвективной ячейки становится больше. При этом, в облачном слое, в отличие от подоблачного, распределение скорости имеет не симметричный характер и уровни максимальной вертикальной скорости находятся во второй половине облака .

На основе представленной модели разработана методика расчета параметров конвекции в атмосфере, реализованная в программе Radiosonde 1.3. Исходными данными для практических расчетов служат данные радиозондирования, осуществляемого на метеостанциях Минеральные воды, Дивное. Для раскодировки данных радиозонда, представляющих интерес для оценки условий возникновения конвекции была разработана программа по расшифровке данных температурно-ветрового зондирования атмосферы по коду КН-04 – Radiosonde 1.3 [2].

Составлены алгоритмы расчета параметров конвекции сухого и влажного воздуха. Получен метод расчета количества и интенсивности выпадения осадков с учетом водности облаков, а также с учетом аналитических выражений для вертикальных профилей скорости восходящего потока и функции перегрева.

Показано, что количество осадков зависит от толщины слоя между уровнем максимальной водности и уровнем конвекции, названного зоной формирования осадков

$$h_v = \frac{\pi^2 K}{4 \rho_ж} \frac{u_0}{v_{пот}} \sqrt{\frac{\alpha \varepsilon (z_w - z_к)^5}{81(\alpha \Delta \gamma - \beta b)}}, \quad (3)$$

где $v_{пот}$ – горизонтальная скорость потока, определяется по картам барической топографии АТ-500. В полученном выражении учитывается распределение водности в облаке.

Выражение для интенсивности выпадения осадков имеет вид:

$$I_M = \frac{h}{t} = \frac{\pi^2 K}{8 \rho_ж} \frac{u_0}{v_{пот}} \frac{w_m^2}{\sqrt{g(\alpha \Delta \gamma - \beta b)}}. \quad (4)$$

Проведен сравнительный анализ методов прогноза параметров атмосферы.

В таблице 1 приводятся результаты расчетов по разработанному методу прогноза, основанного на двумерной влажноадиабатической модели конвекции с учетом и без учета поправочного уровня конвекции [3], методу ГМЦ (Глушковой – Лапчевой) 1а и 1б, методу Гораль и сравниваются с фактическим количеством выпавших осадков.

Таблица 1.

Пункт Дата	Мин. Воды (37054) 22.04.2012 16:00							Метод Гораль	Фактическое количество осадков, мм
	Метод ГМЦ		Метод ДВМК		Метод ДВМК с поправочным уровнем конвекции				
	1а	1б	ур. конд. по станд. мет.	ур. конд. по мет. ГМЦ	ур. конд. по станд. мет.	ур. конд. по мет. ГМЦ			
Максимальное количество осадков, мм	2	0,3	5	10	26	86	К=1,0(+) А=0,2(-) dНр=110 м (-) 1 вып-мых условия	Мин. Воды 21-25 мм МРЛ (срок 12:00 UTC)	
Интенсивность выпадения осадков, мм/ч	-	-	5	12	34	153			
Максимальная скорость восходящих потокков, м/с	5	0	2	4	5	13			

Результаты расчетов показали высокий уровень оправдываемости метода ГМЦ и разработанного метода на основе ДВМК без учета поправочного уровня конвекции. Модель ДВМК с учетом поправочного уровня конвекции показала завышенные значения максимального количества осадков.

Литература

1. Симахина. М.А. Условия возникновения и методика расчета параметров конвекции в атмосфере: дис. ... канд. физ.-мат. наук : 25.00.30. Нальчик, 2011.106с
2. Сухов С.А., Закинян Р.Г. Автоматизированный комплекс краткосрочного прогноза параметров атмосферы // Материалы I Международной научно- практической конференции (30.04.2011).
3. Сухов С.А., Закинян Р.Г. Автоматизированный комплекс краткосрочного прогноза параметров атмосферы «Радиозонд». // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ, № 2012610272., 2012.

РАЗРАБОТКА И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОМПЛЕКСНОГО ПОДХОДА ПРИ ИЗУЧЕНИИ ОПАСНЫХ ЭКЗОГЕННЫХ ПРОЦЕССОВ

Набока Маргарита Владимировна

студент

Муромский институт (филиал)

федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования

«Владимирский Государственный университет

Имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых»

602264, г.Муром Владимирской обл., ул. Орловская, 23,

тел.:(849234) 7-72-73, e-mail: sapres@mivlgu.ru

Экзогенные процессы - это различные рельефообразующие процессы, происходящие на поверхности Земли и в самых верхних частях земной коры. К ним относятся выветривание, эрозия, денудация, абразия, деятельность ледников и др. Экзогенные процессы обусловлены главным образом энергией солнечной радиации, силой тяжести и жизнедеятельностью организмов. Экзогенные процессы образуют преимущественно формы мезо и микрорельефа.

Каждый тип экзогенных процессов имеет свои особенности и поэтому необходимо проводить мониторинг целого ряда параметров. В настоящее время в основном используются геофизические методы исследования, такие как сейсмоакустические и электромагнитные методы.

Как правило, эти методы применяются независимо друг от друга, но существует возможность их комплексирования с целью повышения достоверности данных о геологическом строении верхней части разреза. В случае совместного воздействия сейсмических и электрических полей на геологический разрез имеется возможность получения дополнительной информации об объекте геодинамического контроля.

Если представить исследуемую среду как изотропную материю, состоящую из проводящих частиц с проводимостью σ_1 и вмещающей среды с проводимостью σ_2 , то такую среду возможно представить эквивалентной схемой, показанной на рис. 1.

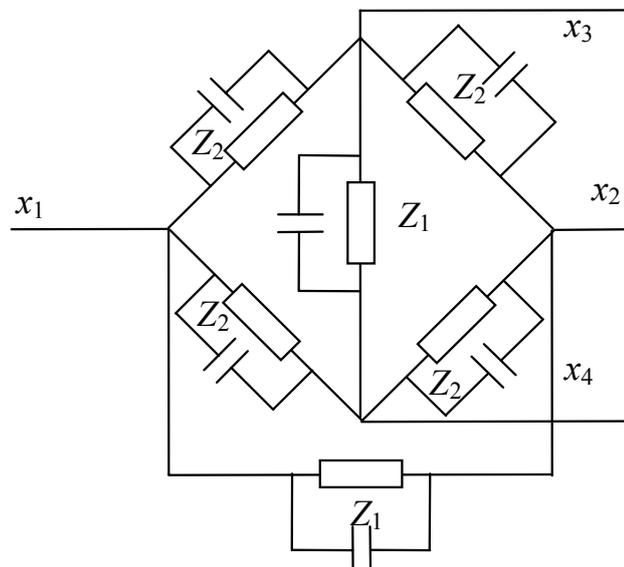


Рис. 1. Эквивалентная схема исследуемой среды

В этом случае сейсмическое воздействие должно оказывать влияние на активные и реактивные характеристики исследуемой среды. То есть при помощи сейсмического воздействия появляется возможность более детально проводить исследования горных пород.

В этом случае в контролируемые параметры добавляется дополнительная информация, которая особенно сильно проявляется на комбинационных частотах воздействия.

Таким образом, использование комплексного подхода при исследовании горных пород позволяет использовать преимущества сейсмического и электромагнитного методов.

Литература

1. Быков А.А., Кузичкин О.Р., Кутузов А.С. "Комплексирование сейсмических и геоэлектрических методов при геодинамическом контроле". Методы и устройства передачи и обработки информации. с.45-48.

Автор выражает признательность научному руководителю, Быкову А.А. за помощь в подготовке тезиса.

ОСТАТОЧНЫЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПОЛЯ В ОКЕАНЕ, СОПУТСТВУЮЩИЕ ГЕНЕРАЦИИ ЦУНАМИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЕМ

Нурисламова Г.Н.

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: gulnaz1205@yandex.ru

Основной механизм генерации цунами землетрясением связан с вытеснением воды остаточной деформацией дна. При цунамигенных землетрясениях вытесненный объем обычно варьируется от 1 до 100 км³. По мере распространения волны из области источника вытесненный объем распределяется в океане. Этот процесс, очевидно, сопровождается остаточными смещениями частиц воды в горизонтальном направлении. Помимо смещения частиц воды, формируется геострофический вихрь, который обусловлен вращением Земли. Остаточное смещение частиц воды и соответствующий геострофический вихрь мы будем называть потенциальным и вихревым остаточными гидродинамическими полями.

В рамках линейной теории длинных волн получена система уравнений, описывающая потенциальное и вихревое остаточные гидродинамические поля, возникающие во вращающемся океане постоянной глубины в процессе генерации цунами косейсмическими (остаточными) деформациями дна. Для модельного случая цилиндрически симметричной остаточной деформации дна найдено полностью аналитическое решение задачи. Показано, что определяющим параметром задачи является отношение радиуса очага цунами и баротропного радиуса деформации Россби. На основе полученного аналитического решения и известных соотношений между параметрами очага цунами и момент-магнитудой землетрясения выявлены и проанализированы зависимости амплитуды остаточных горизонтальных смещений частиц воды, амплитуды скорости вихревого течения и энергии геострофического вихря от момент-магнитуды землетрясения и глубины океана.

Показано, что при типичных условиях, свойственных очагам цунами, остаточный геострофический вихрь является слабым и его обнаружение в природе затруднено. Но горизонтальные смещения частиц воды в остаточном потенциальном поле могут достигать значительных величин (~10-100 м в открытом океане и ~1000 м на мелководье), что обеспечивает возможность их регистрации. На современном этапе развития океанографии для регистрации остаточных полей *in situ* могут быть использованы: дрейфтеры, оснащенные системой спутникового позиционирования или акселерометрами; акустические доплеровские измерители профиля скорости, установленные на дне океана; последовательные спутниковые снимки высокого разрешения.

Замечательным свойством остаточных полей является их прямая связь с основным механизмом генерации цунами – вытеснением воды косейсмической деформацией дна. Следовательно, наряду с данными о вариациях уровня моря, остаточные поля могут быть использованы в оперативном прогнозе цунами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 12-05-31422).

ЛИНЕЙНАЯ ЗАДАЧА УСТОЙЧИВОСТИ В КОНВЕКЦИИ РЭЛЕЯ – БЕНАРА ПРИ НАЛИЧИИ ВЕРТИКАЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУРЫ

Полянская Н.Е., Сухов С.А.

Студентка (магистр), аспирант

ФГАОУ ВПО «Северо-Кавказский Федеральный университет», Институт естественных наук, Ставрополь, Россия

E-mail: ninoshka841@mail.ru

В теории Рэлея решается вопрос о том, при каких условиях в неустойчиво стратифицированном слое жидкости возникают конвективные движения. В то же время не учитываются многие процессы, происходящие в реальной атмосфере, в частности, конденсация, адвекция и др. Поэтому решение данной задачи можно рассматривать только как первое приближение к условиям земной атмосферы.

Квадратное уравнение для декремента затухания имеет следующий вид:

$$(k^2 + \pi^2 n^2) \lambda^2 - (k^2 + \pi^2 n^2)^2 [1 + \text{Pr}^{-1}] \lambda + \text{Pr}^{-1} (k^2 + \pi^2 n^2)^3 - \frac{\text{Ra}}{\text{Pr}} k^2 = 0. \quad (1)$$

Пограничное состояние между устойчивым и неустойчивым процессом соответствует $\lambda = 0$, получаем:

$$\text{Ra} = \frac{(k^2 + \pi^2 n^2)^3}{k^2} \equiv \text{Ra}_{\text{cr}}. \quad (2)$$

Это критическое число Рэлея. Если число Рэлея превышает критическое значение, то $\lambda < 0$, и реализуется неустойчивый конвективный процесс. В противном случае $\lambda > 0$, и процесс устойчив. критическим числом Рэлея в целом для рассматриваемого слоя жидкости является минимальное значение из всех значений критических чисел Рэлея для отдельных мод. Запишем условие минимума числа Рэлея:

$$\frac{\partial \text{Ra}_{\text{cr}}}{\partial k} = \frac{\partial}{\partial k} \left[\frac{(\pi^2 n^2 + k^2)^3}{k^2} \right] = 0. \quad (3)$$

Отсюда получим:

$$k = \frac{\pi n}{\sqrt{2}}. \quad (4)$$

Подставив выражение (4) в (2), имеем:

$$\text{Ra}_{\text{cr}} = \frac{27}{4} n^4 \pi^4, \quad n \geq 1. \quad (5)$$

Минимальное значение Ra_{cr} будет иметь место для первой моды $n = 1$:

$$\text{Ra}_{\text{cr}} = \frac{27}{4} \pi^4 = 657.511. \quad (6)$$

Из уравнения (1) следует

$$\lambda_n^{(-)} = \frac{1}{2} (k^2 + \pi^2 n^2) [1 + \text{Pr}^{-1}] - \frac{\sqrt{(k^2 + \pi^2 n^2)^4 [1 + \text{Pr}^{-1}]^2 - 4(k^2 + \pi^2 n^2) \cdot \left[\text{Pr}^{-1} (k^2 + \pi^2 n^2)^3 - \frac{\text{Ra}}{\text{Pr}} k^2 \right]}}{2(k^2 + \pi^2 n^2)}. \quad (7)$$

График этой зависимости λ от волнового числа для основной моды $n = 1$ при различных числах Рэлея приведен на рисунке (рис. 1).

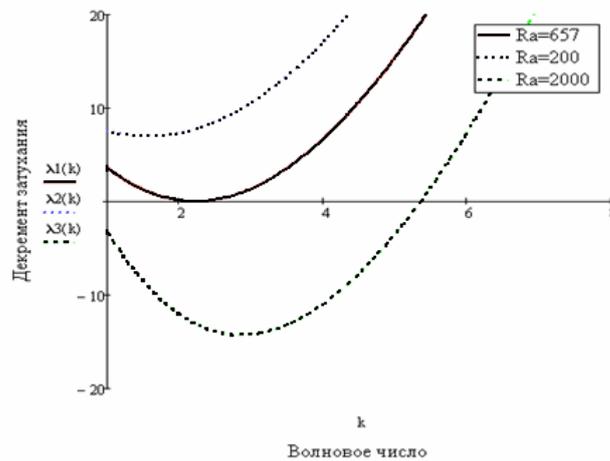


Рис. 1 зависимость λ от горизонтального волнового числа k при различных числах Рэлея для $n = 1, Pr = 0.7$.

Из рисунка видно, что с увеличением числа Рэлея растёт и критическое волновое число, соответствующее минимуму числа λ .

О форме конвективных ячеек теория Рэлея никакой информации не даёт.

Рассмотренная выше задача решалась и при других граничных условиях [2]. В зависимости от граничных условий меняется и значение Ra_{cr} (табл. 1).

Тип граничных условий	Ra_{cr}	k_{cr}
Две свободные	657.11	2.22
Две жёсткие границы	1707.76	3.11
Одна жёсткая и одна свободная границы	1100.65	2.68

Таблица 1 Критические числа Рэлея для неустойчивых слоёв жидкости с разными типами границ.

Результаты, приведённые в таблице 1, ожидаемы. На жёстких границах происходит трение жидкости, препятствующее развитию конвективных движений. Следовательно, для возникновения конвекции в этом случае требуется большая неустойчивость слоя жидкости, и, значит, более высокое критическое число Рэлея, чем в случае границ без трения.

Таким образом, теория Рэлея, строго говоря, применима только для ламинарного течения жидкости, а не для условий реальной атмосферы. Для применения теории к атмосфере нужно учесть, что здесь турбулентная вязкость играет большую роль, чем молекулярная вязкость, и перенос тепла путём турбулентного обмена более значителен, чем путём молекулярной теплопроводности. Применение к атмосфере, с учётом явления турбулентного обмена, рассмотрено Лейле в 1941 г. [1]. Так, при моделировании реальных атмосферных движений необходимо использовать коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности, которые испытывают сильные колебания в пространстве и во времени. Следовательно, для метеорологических приложений ценность представляют только качественные выводы теории Рэлея.

Литература

1. Вельтищев Н.Ф., Степаненко в.М. Мезометеорологические процессы: Учебное пособие. М.: МГУ, 2006. 101 с.
2. Должанский Ф.В. Лекции по геофизической гидродинамике. М.: ИВМ РАН, 2006. 378 с.

ОПТИМИЗАЦИЯ МИКРОВОЛНОВОГО РАДИОМЕТРИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ ТЕМПЕРАТУРНО-ВЕТРОВОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Попов Глеб Вячеславович

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: glevvoice@gmail.com

Пограничный слой атмосферы является наиболее важной частью атмосферы земли, которая ответственна за экологическую безопасность населения и техногенную безопасность промышленности. Современные технологии химической промышленности и в энергетике, включая ядерную, не имеют стопроцентную гарантию от технических катастроф. В случае технических катастроф, подобных авариям на Чернобыльской АЭС, наиболее важным для безопасности населения является информация о физических параметрах пограничного слоя атмосферы. Именно эти параметры определяют скорость и направление переноса (распространения) опасных для жизнедеятельности компонентов техногенной катастрофы.

Используемые в настоящее время контактные методы определения параметров атмосферы (профиль скорости и направления ветра, профиль температуры) обладают существенной временной неопределенностью: радиозонды определяющие эти параметры выпускаются два раза в сутки. Для компенсации временных данных на потенциально опасных объектах устанавливаются метеорологические вышки, однако их высота редко превышает 40 метров и получаемые данные мало репрезентативны для пограничного слоя атмосферы.

Перспективные альтернативы вышеперечисленным средствам являются дистанционные зондирования атмосферы с помощью комбинации СВЧ-радиометрических и акустических ветровых и температурных профайлеров.

Целью настоящей работы являлась оценка возможности восстановления профиля температуры атмосферы до высот 300-500 метров с помощью СВЧ-радиометра, принимающего излучения с двух фиксированных углов места, при условии, что он используется в комплексе с акустическим ветровым профайлером, позволяющим точно определять высоту инверсии. На основании численного моделирования было показано, что профиль температуры при адиабатической стратификацией атмосферы может быть восстановлен с точностью не хуже 0,5 С, а при инверсионной стратификации не хуже 0,7 С. Экспериментальная проверка полученных результатов послужит уточнению выбранных оптимальных углов СВЧ-радиометрического зондирования.

ОБЗОР ГЕОФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ, ОСНОВАННЫХ НА ПРИМЕНЕНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

Жостков Руслан Александрович, Преснов Дмитрий Александрович

Аспиранты

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт физики Земли им. О.Ю.Шмидта РАН

shageraxcom@yandex.ru

В инженерной практике добычи полезных ископаемых и особенно в разработке нефтяных месторождений необходимо использовать комплекс разведывательных процедур для поиска и оконтуривания потенциальных месторождений до бурения скважин, поскольку последнее является чрезвычайно сложным и дорогостоящим процессом. Также буровые или местные испытания проводятся в дискретно выбранных местах с большим шагом, таким образом, интерпретация данных не позволяет составить однозначного представления о глубинном строении среды. Обработанные сейсмические данные позволяют построить геофизический разрез, к которому могут быть добавлены материалы буровых журналов для

получения подробной информации. Без сейсмической разведки было бы нецелесообразно определять подходящие цели для бурения, например, нефтяной или газовой разведки.

В сейсмических исследованиях выделяют три основных направления: исследование отраженных, преломленных и поверхностных волн. Все они имеют свои преимущества и недостатки.

Метод преломленных волн позволяет определять структуру по скоростям объемных волн, но в основе этого метода лежит предположение, что скорость распространения этих волн возрастает с глубиной, кроме того требуется, чтобы слои с одинаковой скоростью обладали большой мощностью, а контраст между ними был достаточно ярким, иначе слои не будут различены. Эти условия применимости метода накладывают значительные ограничения на его прикладное использование.

Техника сейсмического отражения позволяет исследовать глубины на порядок большие, чем предыдущая. Однако этот метод чувствителен к шуму и требует много времени для сложной обработки данных.

Методы, использующие поверхностные волны, предлагают простые и экономичные подходы для получения скоростных разрезов для многих геофизических и инженерных приложений. Они являются новыми подходами в местных измерениях механических свойств среды на основе динамической информации о волнах Рэлея по мере их распространения.

По типам источников зондирующего сигнала методы на поверхностных волнах делятся на активные и пассивные. В качестве активных источников чаще всего применяют удары обычной кувалдой, установки по сбросу тяжелых грузов с некоторой высоты, работу двигателей тяжелой техники, специальные гидравлические установки и взрывы. Пассивные же методы используют окружающий шум, вызванный как природными явлениями (океаническое волнение, ветер), так и техногенными (транспорт, строительство, заводы). Но для любого метода максимальная глубина исследования задается длиной волны самой низкочастотной компоненты сигнала.

К активным современным методам относятся, прежде всего, метод Спектрального Анализа Поверхностных Волн (Spectral Analysis of Surface Waves – SASW) (Nazarian и Stokoe, 1984) и метод Мультиканального Анализа Поверхностных Волн (Multichannel Analysis of Surface Waves – MASW) (Xia и др., 1999) с активным источником. На заре же геофизической разведки с применением поверхностных волн использовался совсем нетребовательный метод рэлеевского стационарного состояния (Jones, 1962), в котором применяется всего один приемник. Эти методы позволяют наиболее быстро и просто строить геофизические разрезы до малых глубин, что востребовано для решения инженерных задач.

Среди пассивных методов выделяют метод Мультиканального Анализа Поверхностных Волн (Zywicki, 1999) пассивным источником, который называют также методом f-k анализа, а так же метод отражения микросейсм (Refraction Microtremor – ReMi) (Louie, 2001). Пассивные методы на поверхностных волнах имеют огромное преимущество над техниками, использующими объемные волны, поскольку объемные волны от землетрясений быстро затухают и сильно преломляются при прохождении через Землю, в то время как затухание поверхностных волн значительно слабее и они всегда присутствуют в любой точке земного шара, что сокращает время накопления сигнала до нескольких часов или даже минут, а не месяцев, как в случае с объемными волнами.

Перечисленные методы сводятся к выяснению дисперсионных свойств грунта, т.е. являются фазовыми, но в 2005 году был запатентован совершенно новый амплитудный способ пассивной сейморазведки, основанный на анализе пространственных вариаций спектра локального микросейсмического поля (Горбатиков, 2005). Метод базируется на экспериментально проверенном предположении, что вертикальная компонента смещений в микросейсмическом шуме представлена в основном фундаментальной модой волны Рэлея. Как показали многочисленные полевые испытания этот метод оказывается чрезвычайно дешевым и эффективным для построения геофизических разрезов до глубин порядка 30 км.

В силу простоты, точности и высокой скорости проведения полевых работ и обработки результатов в последние годы методы на поверхностных волнах находят все большее применение. В данной работе приведен обзор этих современных геофизических способов разведки, проводится их сравнение между собой и с другими техниками, приводятся результаты их практического применения (в том числе авторские).

Литература

1. Jones R. Surface wave technique for measuring the elastic properties and thickness of roads: theoretical development // British J. of Applied Physics, 1962, vol. 13.
2. Louie J. Faster, better: shear-wave velocity to 100 meters depth from refraction microtremor arrays // Bulletin of the Seismological Society of American, 2001, 91(2), 347-364.
3. Nazarian S., Stokoe K. In situ shear wave velocities from Spectral Analysis of Surface Waves // Proceedings of the 8th World Conference on Earthquake Engineering, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1984, Vol. III, 31-38.
4. Xia J., Miller R., Park C. Estimation of near-surface shear-wave velocity by inversion of Rayleigh waves // Geophysics, 1999, 64, 691-700.
5. Zywicki D. Advanced signal processing methods applied to engineering analysis of seismic surface waves // Ph.D. dissertation, Georgia Institute of Technology, 1999.
6. Горбатилов А.В. Патент на изобретение № RU2271554. "Способ сейсморазведки". Дата приоритета 25.03.2005 // Бюл. №7, 10.03.2006.

ОДНОВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ОБЩЕГО ПОТОКА ТЕПЛА ВОДА-ВОЗДУХ И ПОТОКА ТЕПЛА ИДУЩЕГО НА ИСПАРЕНИЕ

Протасов Алексей Евгеньевич

Аспирант

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

*Институт прикладной геофизики им. Е.К.Федорова, Москва, Россия
e-mail: protasovalexei@mail.ru*

В работе экспериментально исследовался поток тепла, идущего на испарение, и его доля в общем теплообмене воды и воздуха в лабораторном бассейне. Процесс испарения, несмотря на то, что изучается давно [1-3] остается не до конца понятным, о чем свидетельствуют, например, появляющиеся и в настоящее время работы [4, 5].

Ранее мы наблюдали процесс испарения воды с помощью теневого метода. Использовались кюветы с различной площадью поверхности (от 8 см² до 2400 см²). Во всех экспериментах отмечалось, что пар всегда заполняет тонкий (толщиной до 3 мм) приграничный слой у поверхности жидкости, из которого постепенно формируются и устремляются вверх паровые струи. Формируются паровые струи стохастически в разных точках поверхности с периодичностью от 0,8 до 15 с время зависит от разности температур вода-воздух.

В настоящей работе приведены результаты измерений средней скорости испарения из лабораторного бассейна и её изменчивость во времени. Измерения проводились на лабораторной установке кафедры физики атмосферы физического факультета МГУ. Объем испарившейся воды определялся по скорости опускания ее поверхности, скорость эта измерялась при помощи луча лазера и системы зеркал. Данный метод позволил фиксировать испарение воды объёмом 2 мл, что соответствует 4,5кДж тепла. Один цикл измерений длился 2-3 часа, показания снимались каждые 10 минут. Исследования проводились при различных температурах воды и воздуха.

На рисунке 1 показана изменчивость во времени потока тепла на испарение при различной влажности воздуха. Видно, что значение потока тепла на испарение колеблется от нескольких десятков до более чем 100 Вт/м² при разнице температур воды-воздуха, не превышающей 1,5⁰С, и может измениться в 2-3 раза даже за 10 минут.

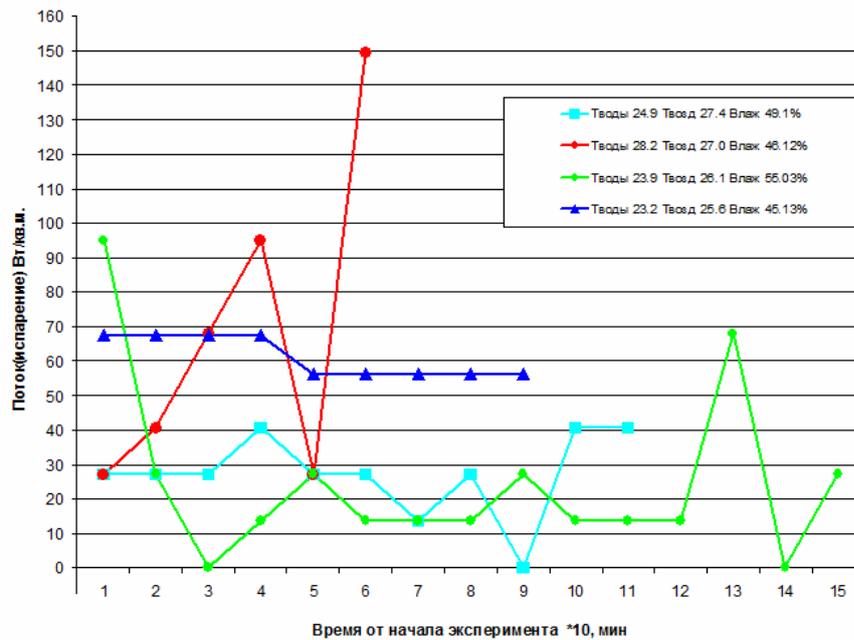


Рис.1. Зависимости потока тепла на испарение от времени при различных температурах воды и воздуха и различной влажности

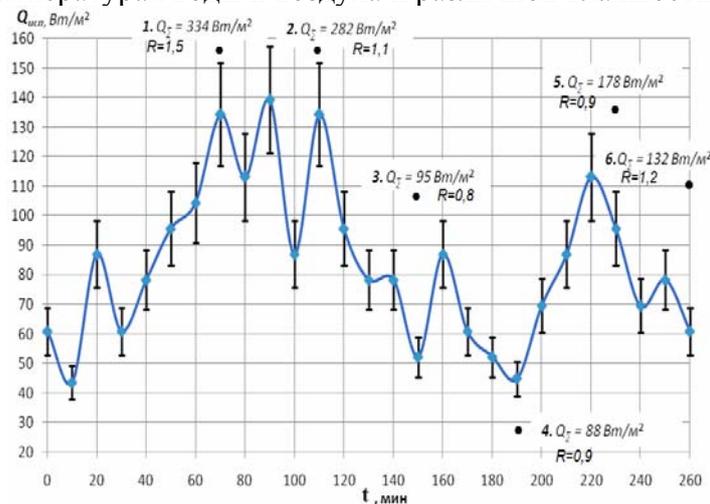


Рис.2. Зависимость потока тепла на испарение и суммарного потока тепла от времени, и соответствующее им число Боуэна

Параллельно с измерениями потока тепла на испарение регистрировались вертикальные профили температуры с помощью термозондирующего устройства [6], что позволило определять полный поток тепла между водой и воздухом (рис.2). Было рассчитано число Боуэна, величина которого лежала в пределах от 0.8 до 1.5.

Особое внимание при измерениях уделялось определению времени инерции каждой используемой термопары, поскольку сваривались они из проволок диаметром 30 мкм, и одна могла несколько отличаться от другой по своим характеристикам. Двумя независимыми методами установлено, что в среднем время инерции в воде приблизительно составляло 1,5 мс, в воздухе - 17 мс.

Литература

1. Шулейкин В.В. Физика моря. – М.: изд-во АН СССР, 1968.
2. Хунджуа Г.Г., Аксенов В.Н., Вытяганец В.Ю. Термическая структура холодной плёнки и температура поверхности океана // Тез. Докл. 3 междунар симп. по тропической метеорологии, Обнинск. 1985. С. 89.

3. Лапшин В.Б., Будников А.А. Влияние температуры поверхности моря на вариации атмосферного давления в приводном слое атмосферы // Сб. науч. тр. гос. гидромет. ин-т, С.-П., Госкомвуз России. 1995, С. 113.
4. Липатов Д.А. Динамика нестационарного испарения в условиях естественной конвекции в газовой фазе: диссер. на соискание степ. кандидата техн. наук. -М., 2006.
5. Каминский В.А., Обвинцева Н.Ю. Испарение жидкости в условиях конвективной неустойчивости в газовой фазе // Журнал физической химии. 2008. Т.82. № 7. С. 1368.
6. Хунджуа Г.Г., Андреев Е.Г. Экспериментальные исследования теплообмена между морем и атмосферой при мелкомасштабном взаимодействии // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1974. – №10.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДРЕЙФОВОЙ СКОРОСТИ НА ПЕРЕДНЕМ СКЛОНЕ ВЕТРОВЫХ ВОЛН

Рожновская А.А.

Студент

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: nastya.sniper@mail.ru*

Определение дрейфового течения необходимо для прогнозирования распространения поверхностного загрязнения в океане и решения фундаментальных проблем генерации и усиления волн ветром. Известно, что короткие капиллярно-гравитационные волны формируются в зоне генерации горизонтальным ветровым потоком. Пока скорость воздушного потока выше фазовой скорости волн $u > c$, происходит усиление волн вдоль разгона и рост дрейфовой скорости на поверхности воды. На переднем склоне волны скорость ветра убывает, так как сечение потока увеличивается. Экспериментально показано, что в замедляющемся в направлении движения стационарном потоке воздуха происходит периодическая остановка вязкого слоя за счет силы трения о воду и обратного градиента давления на верхней границе слоя. При торможении в слое формируются цилиндрические вихри, вращающиеся как твердое тело, с горизонтальной осью, направленной перпендикулярно оси потока. В соответствии с полученными выражениями для расчета периода вылета вихрей и расстояния между ними, чем больше падение скорости ветра на переднем склоне, тем ближе располагаются вихри и чаще вылетают.

Постоянное вращение вихрей в вязком слое воздуха приводит к торможению потока воды на переднем склоне волны, так как скорость вращения вихрей на границе сред направлена против дрейфового течения. Если пренебречь малыми изменениями поля скорости фонового потока воздуха на переднем склоне волны, наша задача об определении дрейфовой скорости сводится к задаче о течении плоскопараллельного потока вязкой жидкости в вязком слое воды с пластиной на поверхности, движущейся навстречу с постоянной скоростью.

Предложена физическая модель, позволяющая рассчитать дрейфовую скорость на переднем склоне волны. Расчеты дрейфовой скорости на переднем склоне волны, выполненные по предложенной модели, хорошо согласуются с экспериментальными данными в пределах доверительного интервала, не превышающего 10% от измеряемой величины, что подтверждает справедливость модели в рамках сделанных упрощений.

ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛУННЫХ ПРИЛИВОВ НА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Рубай Дмитрий Васильевич

Аспирант

Владимирский государственный университет им. А. Г. и Н. Г. Столетовых

Кафедра Общей и прикладной физики, Владимир, Россия

E-mail: gratish@yandex.ru

Электрические и магнитные поля пограничного слоя атмосферы, несмотря на сложность систем и условий их регистрации, рассматриваются в геофизике в качестве одного из основных физических факторов взаимодействия процессов, протекающих, в том числе, и в приземном слое. Известно, что вариации электрического поля приземного слоя, вызванные геофизическими процессами, в отличие, в частности, от магнитных, могут испытывать изменения, до порядков величин превышающие фоновые [1]. Основная задача данных исследований связана с оценкой среднего значения амплитуды напряженности вертикальной составляющей электрического и компонент геомагнитного поля приземного слоя атмосферы на частотах лунных приливов. Такая задача решается с помощью методов спектрального оценивания с использованием больших временных рядов (годы непрерывных регистраций), так как мы имеем дело с частотным диапазоном $10^{-5} - 10^{-7}$ Гц и необходимой разрешающей способностью $10^{-7} - 10^{-9}$ Гц [2]. Высокая разрешающая способность по частоте ($f=3.17e-9$ Гц), достигнутая благодаря размерам временных рядов экспериментальных данных, позволила осуществить оценку амплитуды и отношения сигнал/шум на частотах лунных приливов. Спектральный анализ вертикальной составляющей напряженности электрического поля приземного слоя атмосферы на частотах лунных приливов (2N2, M2, M1, O1, L2) по разнесенным в пространстве станциям дал оценку амплитуды на частотах приливов в пределах $E_z = (0,5 - 6)$ В/м. Результаты корреляционно-спектральной обработки данных геомагнитного поля по разнесенным в пространстве станциям с помощью программы корреляционно-квадратурного приемника дали: на частотах солнечных приливов (2 – 7) нТл, на частотах лунных приливов (0.004 – 0,4) нТл.

Однако метод спектрального оценивания с помощью корреляционного квадратурного приемника дает небольшое отношение сигнал/шум для исследуемых сигналов. Лучшую оценку дает метод собственных векторов. Исходной информацией для решения задачи являются синхронные ряды наблюдений дискретного времени, полученные на пространственно разнесенных станциях для различных компонент электрического и магнитного полей. Эти ряды имеют разные периоды дискретизации, имеют разную длительность и получены использованием различных аппаратных средств.

Первичная обработка таких временных рядов сводится к их стандартизации, децимации и сглаживающей фильтрации. После выполнения этих операций можно считать, что имеется коллекция матриц-строк разной длины, из которых могут быть получены прямоугольные матрицы наблюдений, каждая строка которых представляет собой отсчеты (синхронизированные по дискретному времени с другими матрицами-строками) – соответствующего исходного временного ряда, а все вместе они соответствуют некоторому – достаточно протяженному интервалу времени. В зависимости от размера матриц наблюдений должен выбираться некоторый (конечной длительности) интервал анализа, который предшествует принятию решения о наличии (отсутствии) геофизической и/или техногенной динамики.

В ходе исследования должны не только формироваться решающие правила, но и оцениваться для этих решающих правил вероятность ложной тревоги и вероятность пропуска геофизического и/или техногенного события. Эти оценки должны, также как и решающие правила, быть функциями полученных в ходе первичной обработки матриц наблюдений и ленты геофизических и техногенных событий, для обнаружения которых строятся решающие правила. На основании данных правил построен программно-аналитический комплекс (ПАК). Примеры результатов обработки массивов данных с целью

выявления приливных процессов с помощью метода собственных векторов приведен на рис. 1, 2 [1,2].

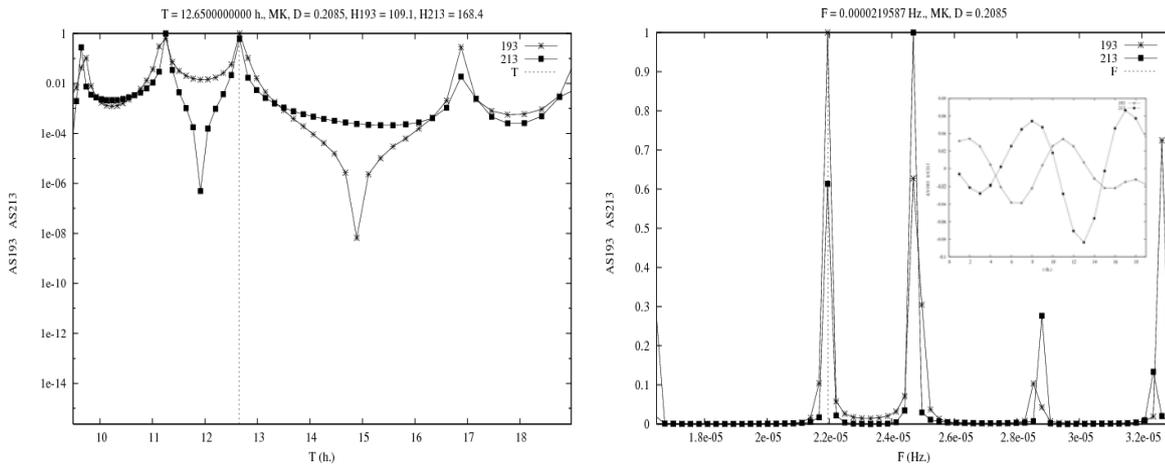


Рисунок 1 - Амплитудные спектры и периодограммы, соответствующие паре собственных векторов, отобранных по критерию максимума коэффициента корреляции с гармоническим сигналом с частотой прилива N2. Компонента Ez электрического поля, ВлГУ, 2003-2009

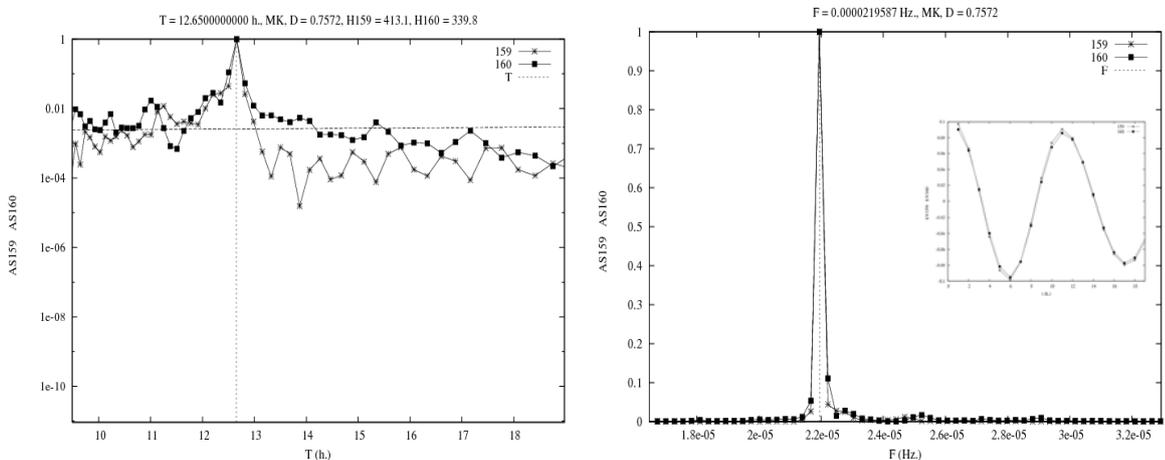


Рисунок 2 - Амплитудные спектры и периодограммы, соответствующие паре собственных векторов, отобранных по критерию максимума коэффициента корреляции с гармоническим сигналом с частотой прилива N2. Компонента H магнитного поля, ВлГУ, 2003-2009

Работа осуществляется при поддержке гранта РФФИ №11-05-97518, ФЦП 14.V37.21.0668., Государственного Задания 5.2971.2011.

Литература

1. Грунская, Л. В. Солнечные и лунные приливы в геомагнитном поле/Л. В. Грунская, В. Н. Морозов, А. А. Закиров, Р. В. Рубай, Д. В. Рубай// Известия вузов. Физика. №2. – 2011. – с. 8–19
2. Грунская, Л. В. Лунно-солнечные приливы в геомагнитном поле/Л.В. Грунская, Д.В. Рубай // Тр. 9-й Междунар.науч.-техн. конф. «Физика и радиоэлектроника в медицине и экологии». – Владимир, 2010. – с. 505-507.

ЛИНЕЙНЫЙ АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ ТЕПЛОЙ КОНВЕКЦИИ ПРИ НАЛИЧИИ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУРЫ

Рубцова Ольга Владимировна

*Студентка второго курса магистратуры
Северо-Кавказский государственный университет,
институт естественных наук, Ставрополь, Россия
E-mail: ShatovaOlya@gmail.com*

Мощным средством исследования устойчивости гидродинамических систем является линейный анализ. Математическая основа этой техники может быть описана в физических

терминах. Предположим, что гидродинамическая система находится в устойчивом состоянии, т.е. ни один из параметров, характеризующих систему, не является функцией времени. Добавим случайные бесконечно малые возмущения в эту систему. Есть два возможных варианта: а) все возмущения могут затухать со временем, и система возвратится к ее первоначальному состоянию, в этом случае система устойчива; б) одно или несколько возмущений могут вырасти со временем, в этом случае система неустойчива. Независимо от того, что система может быть устойчива ко всем бесконечно малым возмущениям, она все же может быть неустойчива к одному или более возмущениям конечной амплитуды [1, 2].

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \gamma_1 u - \Delta \gamma \cdot w + (v, \nabla) \theta = k \nabla^2 \theta. \tag{1}$$

Из уравнения (1) видно, что наличие вертикальных и горизонтальных градиентов температуры является источником тепловых возмущений.

Пограничное состояние между устойчивым и неустойчивым процессом соответствует $\lambda = 0$.

$$Ra_{cr} = \frac{(k^2 + \pi^2 n^2)^2}{k^2 + \frac{\gamma_1}{2} \pi^2 n^2} \tag{2}$$

Из двух корней, соответствующих данному n , один корень - $\lambda_n^{(+)}$ - всегда положителен и растет с ростом Ra . Другой корень - $\lambda_n^{(-)}$ - убывает с ростом Ra и при достаточно большом Ra становится отрицательным, порождая неустойчивость:

$$\lambda_n^{(-)} = \frac{(k^2 + \pi^2 n^2)(Pr^{-2} + 1)}{2} - \frac{\sqrt{(k^2 + \pi^2 n^2)^2 [(Pr^{-2} + 1)^2 - 4Pr^{-2}] + 4 \frac{Ra}{Pr} (k^2 + \pi^2 n^2) (k^2 + \frac{\gamma_1}{2} \pi^2 n^2)}}{2(k^2 + \pi^2 n^2)} \tag{3}$$

В отсутствие горизонтального градиента температуры $\gamma_1 = 0$ выражение критического числа Рэлея принимает вид:

$$Ra_{cr} = \frac{(k^2 + \pi^2 n^2)^2}{k^2} \tag{4}$$

Это критическое число Рэлея. Если число Рэлея превышает критическое значение, то $\lambda < 0$, и реализуется неустойчивый конвективный процесс. В противном случае $\lambda > 0$, и процесс устойчив. Как видно из (2), критическое число Рэлея зависит от волновых чисел: т.е. для каждой волны (моды), характеризуемой своей тройкой волновых чисел, имеет место свое критическое число Рэлея. Для развития неустойчивости необходимо и достаточно, чтобы хотя бы одна мода стала неустойчивой. Поэтому критическим числом Рэлея в целом для рассматриваемого слоя жидкости является минимальное значение из всех значений критических чисел Рэлея для отдельных мод.

При $\gamma_1 = 0$ получим известное выражение:

$$k_{cr} = \frac{\pi n}{\sqrt{2}} \tag{5}$$

Из формулы видно, что горизонтальный градиент не должен быть больше определенного значения: $\gamma_{1max} = \frac{\Delta \gamma}{3}$. По-видимому, при больших значениях горизонтального градиента температуры возникает другой тип неустойчивости.

Минимальное значение Ra_{cr} будет иметь место для первой моды $n=1$:

$$(Ra_{cr})_{min} = 657,511 \left(1 - \frac{\gamma_1}{\Delta \gamma}\right)^2 \tag{6}$$

Отсюда следует, что если горизонтальный градиент температуры будет равен градиенту потенциальной температуры поднимающегося воздуха, т.е. $\gamma_1 = \Delta \gamma$, то критическое число Рэлея равно нулю, а это значит, что конвекция будет возникать всегда.

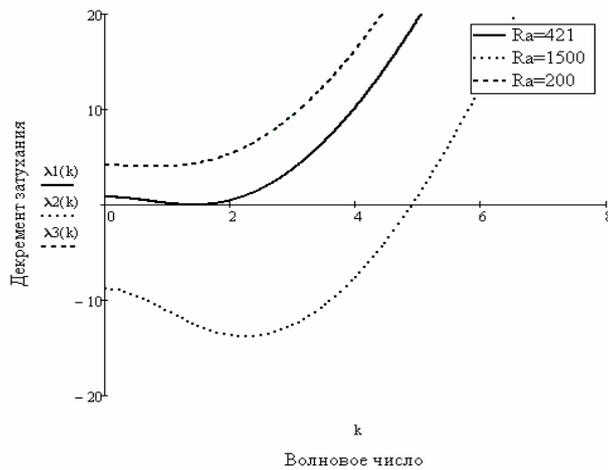


Рисунок 1. Зависимость λ от горизонтального волнового числа k при различных числах Рэлея для $n=1, Pr=0,7, \frac{U_0}{\Delta y} = 0.2$.

Литература

1. Дикий Л.А. Гидродинамическая устойчивость и динамика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1976. 108 с.
2. Линь Цзя-цзяо. Теория гидродинамической устойчивости. М.: Издательство иностранной литературы, 1958. 195 с.

ПРОФИЛЬ ВЕТРА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

Семенова Юлия Александровна

студент (магистр)

*Северо-Кавказский федеральный университет,
институт естественных наук, Ставрополь, Россия*

E-mail: brilliance_wave@mail.ru

На данный момент проблема своевременного прогнозирования опасных метеорологических явлений является актуальной, так как известно, что атмосферные явления категории ОЯ (опасное явление) наносят огромный как материальный, так и экономический ущерб. Одним из наиболее опасных явлений считается ветер, в частности сильный ветер [1]. Целью настоящей статьи является рассмотрение двумерной модели движения воздуха (модель Экмана) с учетом изменения давления вдоль параллели и меридиана.

Рассмотрим стационарный случай движения воздуха, уравнение движения примет вид

$$\mathbf{g} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{v} + 2[\mathbf{v} \boldsymbol{\omega}_0] = 0. \tag{1}$$

Проектируя уравнение (1) на горизонтальную плоскость, тогда при условии горизонтального не изменяющегося во времени ветра, и найдем проекции угловой скорости вращения Земли, предполагая вертикальную составляющую скорости равной нулю ($\omega_{0x} = 0, \omega_{0z} = \omega_0 \sin \varphi, w = 0$) [2]:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2v\omega_0 \sin \varphi = 0, \tag{2a}$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + 2u\omega_0 \sin \varphi = 0. \tag{2б}$$

Умножим на i уравнение (2б) и суммируем с (2a). Введем новую переменную s , удовлетворяющую условию $u + iv = s$, и обозначим $2\omega_0 \sin \varphi = l$, имеем неоднородное дифференциальное уравнение второго порядка

$$\frac{\partial^2 s}{\partial z^2} - \frac{il}{\nu} s = \frac{1}{\rho\nu} \left(\frac{\partial p}{\partial y} i + \frac{\partial p}{\partial x} \right), \tag{3}$$

решение которого будем искать в виде $s = s_0 + s_1$, где s_0 – решение однородного уравнения, а s_1 – частное решение соответствующего неоднородного уравнения.

Составим характеристическое уравнение для решения однородной части, найдем корни характеристического уравнения и введем обозначение $k = \sqrt{\frac{l}{2\nu}}$ и получим

$$s_0 = C_1 e^{(1+i)kz} + C_2 e^{-(1+i)kz}. \tag{4}$$

В качестве граничных условий для нахождения констант зададим обращение скорости ветра в нуль на поверхности Земли и обращение ветра в геострофический при безграничном росте высоты. Из формулы расчета скорости геострофической ветра имеем $u = -\frac{1}{\rho l} \frac{\partial p}{\partial y}$,

$v = \frac{1}{\rho l} \frac{\partial p}{\partial x}$. Рассмотрим два случая: 1. $C_1 = 0$ и 2. $C_1 \neq 0$. В первом случае составляющие скорости соответственно равны

$$u = u_g (1 - e^{-kz} \cos kz) - v_g e^{-kz} \sin kz, \tag{5a}$$

$$v = v_g (1 - e^{-kz} \cos kz) + u_g e^{-kz} \sin kz. \tag{5б}$$

Во втором случае ($C_1 \neq 0$), примем обнуление констант на бесконечности, получим

$$u(z) = \frac{1}{2\nu k_0 \rho} \left(\int_0^z W_1 \frac{\partial p}{\partial x} dz' - \int_0^z W_2 \frac{\partial p}{\partial y} dz' \right), \tag{6a}$$

$$v(z) = \frac{1}{2\nu k_0 \rho} \left(\int_0^z W_1 \frac{\partial p}{\partial y} dz' + \int_0^z W_2 \frac{\partial p}{\partial x} dz' \right), \tag{6б}$$

где вронскиан равен

$$W_1 = \frac{1}{k_0} \begin{vmatrix} \cos k_0(z-z') & \operatorname{ch} k_0(z-z') \\ \cos' k_0(z-z') & \operatorname{ch}' k_0(z-z') \end{vmatrix}, \quad W_2 = \frac{1}{k_0} \begin{vmatrix} \sin k_0(z-z') & \operatorname{sh} k_0(z-z') \\ \sin' k_0(z-z') & \operatorname{sh}' k_0(z-z') \end{vmatrix}.$$

Откладывая в системе координат (u, v) векторы скорости на разных высотах, получим спираль Экмана. На рисунке 1 приведен график спирали Экмана.

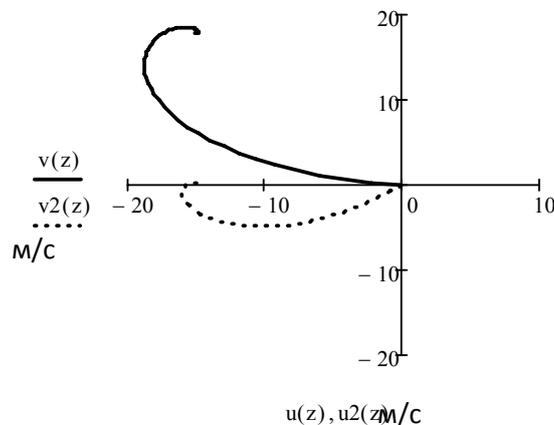


Рисунок 1. Спираль Экмана. Сплошная линия – полученная нами спираль ветра, при $C_1 = 0$; пунктирная линия – спираль Экмана в стандартной модели.

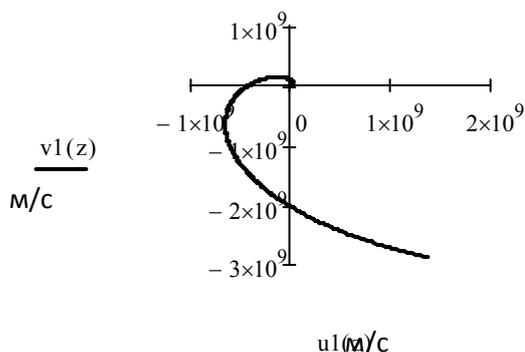


Рисунок 2. Спираль Экмана. Полученная нами спираль ветра, при $C_1 \neq 0$.

Таким образом, в статье показано, что учитывая изменение давления вдоль параллели и меридиана в модели Экмана приводит к изменению угла наклона ветра у поверхности земли по отношению к изобарам, который не всегда равен 45° .

Работа выполнена под научным руководством доктора физ.-мат. наук, проф. Закиняна Р.Г.

Литература:

1. Руководство по краткосрочным прогнозам погоды, Ленинград: Гидрометиздат, 1986, Часть I, 704 с
2. П.Н. Тверской Курс метеорологии (физика атмосферы), Ленинград: Гидрометиздат, 1962, 700 с.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ БУРЬ НА МАГИСТРАЛЬНЫЕ ОБЪЕКТЫ

Хоютанова Севанида Евсеевна

Студент

*Северо-Восточный федеральный университет имени М. К. Аммосова, Физико-технический институт, Якутск, Россия
E-mail: v.kozlov@ikfia.ysn.ru*

Резкие изменения геомагнитного поля создают в трубопроводе погонную напряженность электрического поля, в результате которой текут токи, достигающие десятков ампер, и создается разность потенциалов между металлом трубопровода и окружающей землей. В результате резко увеличивается электрохимическая коррозия. В работах Finnish Meteorological Institute (Финляндия) в коллаборации с компанией Gasum Oy [1] на основе исследований влияния геомагнитных индуцированных токов (GIC) на газопроводы выделены влияющие на трубопроводы пороговые уровни геомагнитной активности, используя значения скорости изменения геомагнитного поля ($-dB_x/dt$): при $-dB_x/dt > 5$ резко увеличивается коррозия при отсутствии дополнительной защиты (катодной или анодной); при $-dB_x/dt > 20$ (шторм) коррозия резко увеличивается даже при наличии защиты.

Наш анализ показал, что на магнитной станции Якутск в 2012 г геомагнитная обстановка характеризовалась наличием 38 изолированных магнитных бурь за год, превосходящих уровень G1, по современной классификации, соответствующих превышению $K_p=5$ [2]. Эта шкала была введена Национальной Океанической и Атмосферной Администрацией США (National Oceanic and Atmospheric Administration; NOAA) в ноябре 1999 года. Достижение или превышение уровня G в течение трех дней считалось одной бурей. Таких бурь, длящихся более одного дня было 7. Из них два дня длилась одна буря, три дня длилось 4 бури, одна буря длилась 4 дня и одна буря – 5 дней. Превосходят уровень G2 ($K_p=6$) 12 бурь. Из них две бури длились 2 дня. А уровень G3 ($K_p=7$) имели 2 бури. Бури с более высоким уровнем в 2012 г. не наблюдались. А в максимуме (2014 г) ожидается повышение количества бурь до 50

и более. Причем ожидается и наличие более мощных бурь. Превышение порога $(dB/dT) > 5 \text{ нТл/мин.}$ в 2012 г наблюдалось в 27 днях с суммарной длительностью периодов возмущений 360 часов. Суммарная длительность времени превышения порога составила 6798 минут. Максимальный период возмущений длился практически каждый день на протяжении 7 дней – март месяц с 7 по 17 марта, около весеннего равноденствия. То есть в эти периоды возможна усиленная коррозия трубопроводов. Превышение порога $(dB/dT) > 20 \text{ нТл/мин.}$ наблюдалось 14 дней с суммарной длительностью периодов возмущений 57 часов. Суммарная длительность времени превышения порога составила 12 часов. То есть в эти периоды не только идет усиленная коррозия трубопроводов, даже имеющих специальные меры по защите от коррозии, но и возможны разрушения энергетических систем и повреждения трансформаторов, поскольку наведенные дополнительные токи достигают сотен ампер. Отсюда следует необходимость мониторинга и прогноза магнитных бурь и рекомендаций по выделению периодов, в которых нельзя отключать защиту на профилактические работы.

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

Литература

1. Boteler, D.H., R.J. Pirjola, and H. Nevanlinna. The Effects of Geomagnetic Disturbances on Electrical Systems at the Earth's Surface, *Adv. Space Res.*, 22, 17, 1998
2. www.thesis.lebedev.ru

ПОДСЕКЦИЯ МАТЕМАТИКА И ИНФОРМАТИКА»

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКЦИИ В МАНТИИ ЗЕМЛИ С ПЛАВАЮЩИМ КОНТИНЕНТОМ

Беленькая Ольга Евгеньевна

Студентка

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: belenkaya.olga@physics.msu.ru

Математическое моделирование конвективного движения вещества в мантии Земли является одной из важных геофизических задач. Известно, что неподвижный континент сначала подавляет мантийную конвекцию под собой и расширяет конвективную ячейку, а затем, через определенное время после прогрева субконтинентальной мантии, под континентом возникает горячий восходящий мантийный поток. В мантии происходят и более быстрые процессы, связанные с перестройкой структуры мантийной конвекции. Эта перестройка может быть обусловлена, например, перестройкой конвекции в жидком ядре или проскальзыванием мантии относительно ядра Земли.

В исследуемой в данной работе двумерной модели рассматривается наличие на нижней поверхности мантии движущегося источника тепла, порождающего восходящий поток мантийного вещества. Перемещение источника возможно только вдоль границы ядро-мантия. Мантия моделируется несжимаемой жидкостью с постоянной вязкостью, находящейся в вытянутой прямоугольной области толщиной D и длиной L с аспектным отношением $L : D = 10 : 1$. Континент моделируется в виде легкой твердой прямоугольной плиты длиной l и толщиной $d + d_0$, плавающей в мантии, где d – глубина погружения в мантию, а d_0 – высота континента над мантией.

Движение вещества мантии описывается с помощью системы уравнений гидродинамики, которая существенно упрощается за счет соотношения $k\rho/\mu \approx 10^{-23}$, где k – коэффициент теплопроводности, ρ – плотность, а μ – коэффициент вязкости. В системе осуществляется переход к безразмерным величинам, и решение ищется в области $x \in [0, 10]$, $z \in [0, 1]$. При решении гидродинамических задач хорошо зарекомендовали себя переменные «завихренность» – «векторный потенциал». Вектор «завихренности» определяется как $\vec{\omega} = \text{rot } \vec{V}$, где \vec{V} – вектор скорости течения. В приближении несжимаемой жидкости $\text{div } \vec{V} = 0$. Поэтому можно ввести векторный потенциал скоростей $\vec{\psi}$, так что $\vec{V} = \text{rot } \vec{\psi}$. В двумерном случае: $\vec{\omega} = \mathcal{E}_y \omega$, где $\omega = \partial V_x / \partial z - \partial V_z / \partial x$; $\vec{\psi} = \mathcal{E}_y \psi$, причем $V_x = -\partial \psi / \partial z$, $V_z = \partial \psi / \partial x$. В рассматриваемом приближении искомые функции ψ и ω , а также температура T и избыточное давление p должны удовлетворять системе уравнений [1,2]:

$$\begin{cases} \Delta \psi = -\omega, \\ \Delta \omega = R_a \frac{\partial T}{\partial x}, \\ \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial z} = \Delta T, \\ \Delta p = R_a \frac{\partial T}{\partial z}, \end{cases}$$

где R_a – число Рэлея. Будем считать, что в начальный момент времени искомые функции заданы.

В качестве краевых условий для скорости на всех границах, кроме границы континента, используем условия непротекания и проскальзывания: $\psi = 0$, $\omega = 0$. На границе континента поставим условия прилипания, которые для функции ψ имеют вид: $\partial\psi/\partial x = 0$ на боковых границах и $\partial\psi/\partial z = -V_0$ на нижней границе, где V_0 – скорость движения континента. Для функции ω условия на боковых границах континента сформулируем, используя ее связь с температурой и давлением:

$$\frac{\partial\omega}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial z} + R_a T.$$

В качестве краевого условия на нижней границе континента возьмем уравнение движения континента:

$$\int_{1-d}^1 \{p(x_1(t), z, t) - p(x_1(t)+l, z, t)\} dz - \int_{x_1(t)}^{x_1(t)+l} \omega(x, 1-d, t) dx = 0, \quad \frac{dx_1(t)}{dt} = -\frac{\partial\psi}{\partial z} \Big|_{x=x_1(t)} = V_0.$$

Из условий непротекания и проскальзывания, а также связи между функциями p , ω и T ,

для избыточного давления p получаем: $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$ на боковых границах $x = 0$ и

$x = 10$ расчетной области, $\frac{\partial p}{\partial z} \Big|_{z=0} = R_a T$ и $\frac{\partial p}{\partial z} \Big|_{z=1} = 0$ вне континента. На боковых границах

континента должно выполняться равенство $\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial\omega}{\partial z}$, а на его нижней границе – равенство

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{\partial\omega}{\partial x} + R_a T.$$

Температуру T на верхней границе расчетной области положим равной нулю, а боковые границы будем считать теплонепроницаемыми:

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=10} = 0.$$

Предположим, что на нижней границе происходит конвективный обмен теплом:

$$-\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = \lambda(T_0 - T) + q(x, t),$$

где $\lambda > 0$ – коэффициент теплообмена, а функция $q(x, t)$ описывает источник тепла. На границе с континентом должны выполняться условия сопряжения:

$$T = T_c, \quad k \frac{\partial T}{\partial n} = k_c \frac{\partial T}{\partial n},$$

где T_c – температура континента, k_c – коэффициент теплопроводности континента.

Поставленная задача решается численно с помощью конечно-разностного метода переменных направлений [3]. Правильность работы отдельных блоков программы тестируется на примерах простых задач, имеющих аналитическое решение.

Литература

1. Трубицын В.П., Рыков В.В. Самосогласованная 2-D модель мантийной конвекции с плавающим континентом // Российский журнал наук о земле. 1998, том 1, №1, с. 1-11.
2. Червов В.В. Численное моделирование трехмерных задач конвекции в мантии Земли с применением завихренности и векторного потенциала // Вычислительные технологии. 2002, том 7, № 1, с. 114-125.
3. Самарский А.А. Введение в теорию разностных схем. Главная редакция физ.-мат. литературы изд-ва “Наука”, М., 1971.

**КРАЕВЫЕ ЗАДАЧИ ДЛЯ СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННОГО ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО
УРАВНЕНИЯ В СЛУЧАЕ КРАТНОГО КОРНЯ
ВЫРОЖДЕННОГО УРАВНЕНИЯ**

Белошапко В. А.

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: postvab@rambler.ru

В работе исследуется краевая задача

$$\varepsilon^2 \Delta u = f(u, x, \varepsilon), \quad x = (x_1, x_2) \in \Omega \subset R^2,$$

$$\frac{\partial u}{\partial n} = 0, \quad x \in \partial\Omega$$

в случае, когда вырожденное уравнение $f(u, x, 0) = 0$ имеет двукратный корень $u = \varphi(x)$. Тогда функцию f можно представить в виде

$$f(u, x, \varepsilon) = h(u, x)(u - \varphi)^2 + \varepsilon f_1(u, x, \varepsilon).$$

Существенным является условие $f_1(\varphi(x), x, 0) > 0, \quad x \in \bar{\Omega}$.

Сначала рассматривается задача в области Ω с гладкой границей. Вблизи границы $\partial\Omega$ вводятся локальные координаты (r, l) . Как и в случае простого корня вырожденного уравнения, вводится погранслоинная переменная для описания поведения решения вблизи границы, асимптотика решения состоит из регулярной и погранслоинной частей, но есть и существенные отличия. Разложение регулярной части асимптотики ведется по степеням $\sqrt{\varepsilon}$, погранслоинной части по степеням $\varepsilon^{1/4}$, а не ε как в случае простого корня. Меняется и масштаб погранслоинной переменной $\rho = \frac{r}{\varepsilon^{3/4}}$, где r - расстояние точки от границы $\partial\Omega$ (в случае простого корня было $\rho = \frac{r}{\varepsilon}$).

Погранслоинная часть имеет экспоненциальный характер изменения вблизи границы $\partial\Omega$.

При рассмотрении задачи в $\Omega = \{(x_1, x_2) : 0 < x < a, \quad 0 < y < b\}$ - прямоугольнике, вводятся угловые пограничные функции, играющие роль вблизи угловых точек границы. Угловые пограничные функции так же, как и погранслоинная часть, представляют собой ряды по степеням $\varepsilon^{1/4}$ и имеют экспоненциальную оценку.

Построена формальная асимптотика произвольного порядка. Сформулирована и доказана с помощью метода дифференциальных неравенств теорема о существовании решения с построенной асимптотикой.

Литература

1. Вишик М. И. и Люстерник Л. А. Регулярное вырождение и пограничный слой для линейных дифференциальных уравнений с малым параметром // Успехи мат. наук. 1957. Т. 12. №5. С.3-122.
2. Васильева А. Б., Бутузов В. Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. М.: Высшая школа. 1990.
3. Pao C. V. Nonlinear parabolic and elliptic equations. New York: Plenum Press, 1992.
4. Бутузов В. Ф. О периодических решениях сингулярно возмущенных параболических задач в случае кратных корней вырожденного уравнения // Журнал вычисл. математики и матем. физики. 2011. Т. 51. №1. С. 44-55.

РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМОВ СТРУКТУРНОГО ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ПРОБЛЕМЫ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ПРИ УЧЕТЕ ОГРАНИЧЕНИЙ

Бордуков Дмитрий Александрович

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: borddmit@gmail.com

Одним из важнейших факторов экономического роста России является развитие ее транспортной сети, по которой осуществляются перевозочные процессы. Ввиду этого задачи, связанные с повышением безопасности данных процессов, одни из приоритетных. При этом решения этих задач в значительной степени опираются на методы прогнозирования. В данной работе выполнено усовершенствование современных методов прогнозирования на примере решения проблемы прогнозирования состояния железнодорожных путей (ж/д-путей) и полосы отвода.

Цель прогнозирования состояния ж/д-путей заключается в том, чтобы осуществить предсказание будущих состояний отдельных участков ж/д-путей. Данную задачу прогнозирования можно рассматривать как задачу структурного прогнозирования [3], когда вопрос ставится о прогнозе в форме отнесения будущего состояния рассматриваемого процесса к одной из нескольких возможных градаций.

В результате анализа сложившейся практики организации профилактических ремонтных работ была сформулирована новая трактовка проблемы структурного прогнозирования, в которой процесс изменения состояния участков ж/д-путей и полосы отвода рассматривается как деградирующий процесс, что позволяет прогнозировать именно ухудшение состояния ж/д-путей и полосы отвода, а на этом основании формировать новую стратегию планирования профилактических ремонтов. Для этого приходится накладывать ограничения на прогноз будущего состояния участков ж/д-путей, т.е. запрещать переходы из данной градации в градацию с более хорошими параметрами.

Сначала осуществляется сбор так называемых первичных показателей (“сырые” данные), из которых затем с помощью методов экстремальной группировки параметров [5] формируется значительно меньшее число информативных параметров (факторов). Далее с применением экспертно-классификационных процедур [6] на базе этих наборов первичных показателей и факторов формируется S критериев $F^{(j)}$ оценки качества линейных участков ж/д-путей. Значения критериев $F^{(j)}$ оцениваются в балльных шкалах.

Связи между критериями и системой информативных параметров задаются формулами вида:

$$F^{(j)} = \sum_{i=1}^K \beta_{ij} f_i, j = \overline{1, S}.$$

Затем с помощью метода автоматической классификации [7] производится классификация оцениваемых объектов.

Далее на примере одного участка строится алгоритм структурного прогнозирования для решения проблемы прогнозирования состояния данного участка.

Для этого в момент времени t_1 с помощью комплексного алгоритма автоматической классификации производится структуризация n точек в пространстве критериев $(F^{(1)}, F^{(2)}, \dots, F^{(s)})$ на r классов, каждый из которых характеризует определенное состояние линейного участка этого «типа». Число классов r выбирается с помощью человеко-машинной процедуры, входящей в комплексный алгоритм автоматической классификации. Вводится понятие эталона класса $a_i, i \in \overline{1, r}$ [8]. Для текущего момента времени эталоны классов считаются фиксированными. Для каждой из n точек кроме принадлежности к классу вычисляются расстояния до эталонов всех классов $R_{iv}(t), i \in \overline{1, r}; v \in \overline{1, n}$.

В момент времени t_2 каждая точка $F_v(t_2)$ с помощью одного из алгоритмов распознавания образов с учителем относится к некоторому классу в рамках классификации, полученной на первом шаге. В рассматриваемом случае необходимо наложить ограничение на выбор класса, т.е. точка может относиться только к тому классу, в котором

$$F_v(t_2) \leq F_v(t_1).$$

Для этого используется алгоритм метода потенциальных функций, который в спрямляющем пространстве эквивалентен алгоритму ближайшего среднего [8].

Требуется, располагая информацией о состоянии $F_v(t)$ в данный момент времени t линейного участка, спрогнозировать номер класса, к которому он отнесется в следующий момент времени $t + \Delta t$ (здесь величина Δt не обязательно мала, но соответствует сложившейся практике периодического контроля ж/д-путей).

В качестве прогнозной модели для линейного участка используется марковская цепь с r состояниями и для интервала перехода Δt рассчитываются оценки элементов матрицы переходных вероятностей $\hat{P} = \|\hat{p}_{iv}\|, i \in \overline{1, r}; v \in \overline{1, n}$.

Оценка матрицы переходных вероятностей \hat{P} используется для прогнозирования принадлежности линейного участка к тому или иному классу в следующий момент времени (по максимальному значению вероятности перехода).

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 11-07-13137-офи-м-2011-РЖД.

Литература

1. Бауман Е.В., Дорофеюк А.А. Классификационный анализ данных / Труды международной конференции по проблемам управления. Том 1. – М.: СИНТЕГ, 1999. – С. 62-67.
2. Большая энциклопедия транспорта в восьми томах. Железнодорожный транспорт. Т.4. – М.: Большая российская энциклопедия, 2003. – 1040 с.
3. Левин Д.Ю., Мандель А.С. Современные требования к безопасности перевозок на железнодорожном транспорте и проблема анализа состояния железнодорожного полотна и полосы отвода. / Труды Третьей российской конференции с международным участием «Технические и программные средства систем управления, контроля и измерения». – М.: ИПУ РАН, 2012 (на CD). – С. 1632-1643.
4. Дорофеюк А.А., Дорофеюк Ю.А., Мандель А.С., Чернявский А.Л. Методы интеллектуального анализа сложно организованных данных в задаче построения экспертно-аналитической модели для прогнозирования состояния железнодорожных путей и полосы отвода. // Труды Третьей российской конференции с международным участием «Технические и программные средства систем управления, контроля и измерения». – М.: ИПУ РАН, 2012. – С. 1605-1613.
5. Дорофеюк Ю.А. Комплексный алгоритм автоматической классификации и его использование в задачах анализа и принятия решений // Таврический вестник информатики и математики. Международное периодическое издание КНЦ НАН Украины. 2008. № 1. – С. 171-177.
6. Мандель А.С. Экспертно-статистические методы обработки информации в интегрированных системах управления производством и технологическими процессами // Проблемы управления. – 2006. – №6. – С. 55 – 59.
7. Дорофеюк А.А., Дорофеюк Ю.А. Методы структурно-классификационного прогнозирования многомерных динамических объектов / Искусственный интеллект, № 2, 2006. – С. 138-141.
8. Бауман Е.В., Дорофеюк А.А. Классификационный анализ данных // Тр. междунар. конф. по проблемам управления. Том 1. – М.: СИНТЕГ, 1999. – С. 62-67

ПОЛУЭМПИРИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ МЕТАЛЛОВ

Давыдов Роман Вадимович

Студент

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, институт прикладной математики и механики, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: romanvproze@gmail.com

При воздействии на металлы интенсивных потоков энергии (например, пучки электронов и ионов) происходит быстрый нагрев вещества с последующим расширением. В этих процессах достигаются значительные температуры и плотности - вещество ионизируется, образуя плотную плазму. Расчет термодинамических свойств неидеальной плазмы, в которой энергия взаимодействия между частицами сравнима или превосходит кинетическую энергию частиц, представляет собой достаточно сложную задачу [4, 5].

Строгие теоретические подходы применимы лишь в ограниченной области фазовой диаграммы [8]. Химическая модель плазмы основана на уравнениях ионизационного равновесия и широко используется для моделирования свойств слабонеидеальной плазмы. Учет эффектов неидеальности представляет собой серьезную теоретическую и методическую проблему, полностью не решенную до

настоящего времени [2, 6]. Метод квантовой молекулярной динамики, основанный на методе функционала плотности для электронной подсистемы и методе классической молекулярной динамики для ионов, требует большого объема вычислений и может применяться только при сравнительно низких температурах [7]. Квантово-статистические модели, основанные на решении многоэлектронного уравнения Шредингера для изолированного атома или атома в ячейке с различными граничными условиями, не отражают все физические процессы. Чаще всего в таких моделях рассматривают только свойства электронной подсистемы в приближении сферической ячейки и пренебрегают корреляционными эффектами [3].

Таким образом, несмотря на значительный прогресс в разработке моделей для расчета термодинамических свойств плотной плазмы, при построении уравнений состояния чаще всего используется полуэмпирический подход, в котором в выражение для термодинамического потенциала вводятся константы, определяемые путем сопоставления с экспериментальными и расчетными данными [1].

В работе рассмотрено создание уравнений состояния, которые можно использовать в широком диапазоне температур и плотностей, включая нормальные условия и область плотной плазмы.

Литература

1. Бушман А. В., Фортов В. Е. Модели уравнения состояния вещества // УФН. 1983. Т. 140, № 2. С. 177-232.
2. Грязнов В. К., Иосилевский И. Л., Фортов В. Е. Термодинамика ударно-сжатой плазмы в представлениях химической модели // Ударные волны и экстремальные состояния вещества, Под ред. В. Е. Фортова, Л. В. Альтшулера, Р. Ф. Трушша, А. Фунтикова. Москва: Наука, 2000. С. 299-387.
3. Никифоров А. Ф., Новиков В. Г., Уваров В. Б. Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы и методы расчета росселадновых пробегов и уравнений состояния. Москва: Физико-математическая литература, 2000.
4. Норман Г. Э., Старостин А. Н. Термодинамика сильно неидеальной плазмы // Теплофизика высоких температур. 1970. Т. 8, № 2. С. 413-438.
5. Фортов В. Е., Храпак А. Г., Якубов И. Т. Физика неидеальной плазмы. Москва: Физматлит, 2004.
6. Хомкин А. Л., Муленко И. А., Шумихин А. С. Базовые химические модели неидеальной атомарной плазмы // Теплофизика высоких температур. 2004. Т. 42, № 6. С. 835-842.
7. Car R., Parrinello M. Unified Approach for Molecular Dynamics and Density-Functional Theory // Phys. Rev. Lett. 1985. —Nov. Vol. 55, no. 22. Pp. 2471-2474.
8. Ebeling W., Kraeft W. D., Kremp D. Theory of Bound States and Ionization Equilibrium in Plasmas and Solids. Berlin: Akademic-Verlag, 1976.

РЕШЕНИЕ ТИПА ВСПЛЕСКА В СИСТЕМЕ ФИТЦ-ХЬЮ-НАГУМО

Дерюгина Наталья Николаевна

Студент

Мельникова Алина Александровна

Аспирант

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

E-mail: derunat@gmail.com, melnikova@physics.msu.ru

В работе рассматривается начально-краевая задача с малым параметром $\varepsilon > 0$ для модифицированной модели Фитц-Хью-Нагумо

$$\varepsilon^4 \left(a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial u}{\partial t} \right) = u(u-1)(u-\alpha) + uv, \quad \varepsilon^2 \left(b^2 \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{\partial v}{\partial t} \right) = \gamma v - \beta u, \quad x \in (0, l), t \in (0, T]$$

$$\frac{\partial u}{\partial x}(0, t, \varepsilon) = \frac{\partial u}{\partial x}(l, t, \varepsilon) = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial x}(0, t, \varepsilon) = \frac{\partial v}{\partial x}(l, t, \varepsilon) = 0, \quad t \in (0, T] \quad (1)$$

$$u(x, 0, \varepsilon) = u_0(x), \quad v(x, 0, \varepsilon) = v_0(x), \quad x \in (0, l).$$

Здесь a^2 и b^2 - положительные постоянные, u и v - искомые скалярные функции. Параметры α, β, γ выбираются таким образом, чтобы выполнялись условия:

1. Существуют функции $u = \varphi(v)$ и $u = \chi(v)$ – решения уравнения

$$f(u, v) = u(u - 1)(u - \alpha) + uv = 0, \text{ такие что } \varphi < \chi; f_u(\varphi, v) < 0, f_u(\chi, v) < 0, f(u, v) > 0$$

при $\varphi(v) < u < \chi(v)$ для всех v из некоторого интервала I .

2. Существует такая функция $\psi(v)$, что $\int_{\varphi(v)}^{\psi(v)} f(u, v) du = 0$, при $\{\chi(v) < u \leq \psi(v), v \in I\}$.

3. Уравнение $h(v) = \gamma v - \beta \varphi(v) = 0$, имеет корень $v: v = \bar{v}$, причем $h_v(\bar{v}) > 0$.

При выполнении условий 1-3 для задачи (1) построено асимптотическое разложение по параметру ε решения в виде контрастной структуры типа всплеска (см. [1], [2]). Предполагается, что в начальный момент всплеск уже сформирован и далее исследуется его изменение. Помимо аналитического исследования проведен численный расчет задачи (1).

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 12-01-00387).

Литература

1. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. М.:Высш. школа, 1990.

2. В.Ф. Бутузов. Контрастные структуры типа всплеска в параболической системе двух сингулярно возмущенных уравнений. //Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1997. Т.37. №4. С. 415–428.

О СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

Домбровская Жанна Олеговна

Студентка

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: dombrovskaya@mail.physics.msu.ru

В данной работе исследуется прохождение нормально падающей плоской электромагнитной волны через двумерный конечный фотонный кристалл (ФК) [1], расположенный в неограниченной внешней среде (воздух).

Электромагнитное поле как внутри ФК, так и вне его описывается системой уравнений Максвелла. Для ее численного решения используется комбинация метода конечных разностей во временной области (FDTD-метод – Finite Difference Time Domain method) [5] с методом полного и рассеянного полей (TF/SF – Total-field/Scattered-field) [4] для моделирования плоской волны. Уход волны на бесконечность обеспечивается постановкой идеально согласованного слоя (PML – Perfectly Matched Layer) [3].

ФК представляет собой матрицу из диоксида кремния, в которой имеется 15 периодов по 15 цилиндрических отверстий радиусом r , заполненных $\text{Ag}_{6,0}\text{In}_{4,5}\text{Sb}_{60,8}\text{Te}_{28,7}$ (AIST). Данная структура представляет интерес благодаря своим термическим и оптическим свойствам. Зависимость коэффициента отражения от длины волны различна при обычных и высоких температурах, где реализуется фазовый переход в AIST [2]. Это обстоятельство находит применение в устройствах оптической памяти с перезаписью. С другой стороны влияние на расположение и ширину запрещенных зон может быть использовано для создания фотонных кристаллов с перестраиваемыми параметрами.

Литература

1. Johnson, S.G., Joannopoulos, J.D. Designing synthetic optical media: photonic crystals // Acta Materialia. 2003, № 51, pp. 5823-5835.

2. Masashi Kuwahara, Osamu Suzuki, Kouichi Tsutsumi, Takashi Yagi, Naoyuki Taketoshi, Hideyuki Kato, Robert E Simpson, Michio Suzuki, Junji Tominaga, and Tetsuya Baba. Measurement of

- Refractive Index, Specific Heat Capacity, and Thermal Conductivity for $\text{Ag}_{6.0}\text{In}_{4.5}\text{Sb}_{60.8}\text{Te}_{28.7}$ at High Temperature // Japanese Journal of Applied Physics, 2009, № 48, 05EC02.
3. Sullivan D. M. A simplified PML for use with the FDTD method," // IEEE Microwave and Guided Wave Letters. 1996, Feb., vol. 6, pp. 97-99.
 4. Taflove, A. and Hagness, S. Computational Electrodynamics: the Finite Difference Time-Domain Method, 2nd ed. Norwood, MA: Artech House. 2000.
 5. Yee, K.S. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1966, vol. 14, pp. 302-307.

СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ ПОНИЖЕНИЯ РАЗМЕРНОСТИ ДАННЫХ ПРИ НЕЙРОСЕТЕВОМ РЕШЕНИИ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Ефиторов А.О.

студент

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

sasha.efitorov@yandex.ru

В докладе представлены результаты решения обратной задачи по определению парциальных концентраций 5 неорганических солей, растворенных в воде, по её спектрам комбинационного рассеяния (КР) нейросетевым методом. Данная задача представляет интерес для экологического мониторинга, контроля состава минеральных и сточных вод. Примененный данной в работе метод её решения отличается от классического химического анализа бесконтактностью и высокой скоростью обработки данных.

Определение парциальных концентраций по спектрам КР было впервые предложено авторами в [1] и развито в [4]. В данной работе определяются парциальные концентрации солей, содержащих сложные и простые ионы. Присутствие сложных ионов проще всего определяется по наличию их валентных полос в низкочастотной области спектра КР, а их концентрация может быть определена по зависимости интенсивности этих полос от концентрации, но с учетом влияния на нее других солей. Распознавание и определение концентрации простых ионов осуществляется по изменению формы и положения валентной полосы КР воды в присутствии всех солей, растворенных в воде. Применение нейронной сети обусловлено наличием в растворе сильного нелинейного взаимодействия между ионами различных типов, что ведёт к искажению концентрационных зависимостей формы спектра и не позволяет применять для определения концентраций простые линейные методы. В то же время не существует адекватной физической модели, которая позволяла бы численно получить зависимость спектра КР воды от концентраций растворенных солей.

По этой причине обучение нейронной сети проводилось в рамках подхода «от эксперимента» [2], т.е. на данных, полученных экспериментальным путем (8695 спектров для 4268 различных растворов). Объектами исследований являлись водные растворы следующих солей: NaCl, NH_4Br , Li_2SO_4 , KNO_3 , CsI. Для каждого образца измерения проводились в двух спектральных диапазонах: $300\text{-}2300\text{ см}^{-1}$ и $2300\text{-}4000\text{ см}^{-1}$. Практическое разрешение КР-спектрометра при этом составляло 2 см^{-1} . Концентрация каждой соли изменялась в диапазоне от 0 до 2,5 М с шагом по концентрациям 0,2 – 0,25 М.

При обработке полученных спектров, содержащих 1024 спектральных канала для каждой полосы, были выделены наиболее информативные диапазоны: 766 каналов в диапазоне $281\text{...}1831\text{ см}^{-1}$ для НЧ полосы и 769 каналов в диапазоне $2700\text{...}3900\text{ см}^{-1}$ для валентной полосы. Далее для спектра каждой из полос по отдельности производилось вычитание горизонтального пьедестала, обусловленного рассеянием света в кювете с образцом, и последующее нормирование каждой из полос на площадь валентной полосы в указанных информативных диапазонах.

Полученный массив данных (1535 входных признаков, 9144 примера) случайным образом разделялся на тренировочный, тестовый и экзаменационный наборы в соотношении 70:20:10. Каждый признак дополнительно по отдельности нормировался в диапазоне 0...1 на всём массиве данных.

Для решения обратной задачи использовался перцептрон с тремя скрытыми слоями. Каждый выход сети соответствовал одной из рассматриваемых солей, а его желаемое значение – концентрации соответствующей соли в растворе. Основной проблемой при обучении нейронной сети на полученном массиве данных явилось неблагоприятное соотношение количества примеров

тренировочного набора (6403) и входной размерности данных (1535). Поскольку увеличение количества примеров требует постановки дополнительных экспериментов, что сопряжено с существенными трудностями, необходимо рассмотреть способы уменьшения количества используемых входных признаков – компрессии входных данных (понижения их размерности). Сравнительный анализ способов такого уменьшения и являлся предметом настоящего исследования.

Важным аспектом при понижении размерности является сохранение содержащейся в массиве данных существенной информации, поэтому необходимо провести отбор наиболее информативных признаков, отбросив малозначимые. Под информативностью признака, в первую очередь, понимается чувствительность амплитуды интенсивности к изменению концентрации определенной соли. Для выделения таких признаков были применены следующие методы: отбор по абсолютному значению стандартного отклонения (СтО) интенсивности в каждом канале (отобрано 704 признака, СтО которых превысило некое заданное значение); метод группового учёта аргументов [3] (выделение наиболее значимых для определения каждой соли каналов с последующим объединением таких подмножеств - всего 314 признаков); отбор по значениям кросс-корреляции (КК) и кросс-энтропии (КЭ) (отбор признаков, для которых коэффициент корреляции превышал сумму среднего коэффициента корреляции и его СтО, рассчитанных для данного выходного признака со всеми входными; то же проделывалось и для КЭ, подмножества для всех солей объединялись, итог - 1134 значения).

Кроме отбора входных признаков, применялись и методы преобразования данных: агрегация (суммирование интенсивностей заданного числа соседних каналов) и анализ главных компонент (в качестве подаваемого на входы нейронной сети массива данных использовались координаты заданного количества главных компонент в преобразованном пространстве).

Для решения ОЗ определения парциальных концентраций по спектрам КР также предполагается в будущем проверить возможность применения нейронной сети с общей регрессией [5] и квазимодельного подхода [4]. Что же касается совершенствования вышеописанных методов, то здесь перспективным выглядит проведение отбора информативных признаков для массива агрегированных данных.

Список литературы

1. Буриков С.А., Доленко С.А., Доленко Т.А., Персианцев И.Г.. Нейросетевое решение обратной задачи идентификации и определения парциальных концентраций неорганических солей в многокомпонентном водном растворе. Нейроинформатика-2010. XII Всероссийская научно-техническая конференция. Сборник научных трудов, ч.2, с.100-110. М., МИФИ, 2010.
2. Гердова И.В., Доленко С.А., Доленко Т.А., Персианцев И.Г., Фадеев В.В., Чурина И.В. Новые возможности в решении обратных задач лазерной спектроскопии с применением искусственных нейронных сетей. Известия РАН. Серия физическая, 2002, т. 66, № 8, стр.1116-1124.
3. Ивахненко А.Г. Индуктивный метод самоорганизации моделей сложных систем. Киев, Наукова думка, 1982.
4. Dolenko, S.A., Burikov, S.A., Dolenko, T.A., and Persiantsev, I.G. Adaptive Methods for Solving Inverse Problems in Laser Raman Spectroscopy of Multi-Component Solutions. Pattern Recognition and Image Analysis, 2012, V.22, No.4, pp.551-558..
5. Specht D. A General Regression Neural Network. IEEE Trans. on Neural Networks, 1991, v. 2 (6), 568--576.

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУР ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ В ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ.

Захарова Светлана Александровна, Сальник Александра Константиновна

Студенты

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

E-mail: sa.zakharova@physics.msu.ru, orangefrog@list.ru.

Как известно, описание процессов, происходящих в приповерхностных слоях атмосферы, является важной практической задачей, крайне сложной с математической точки зрения.

В настоящей работе предложены две упрощенные модели:

1) моделирование зависимости температуры от координаты в приповерхностном слое мирового океана,

2) моделирование зависимости концентрации от углекислого газа на границе двух типов растительности (например, лес-болото).

Из экспериментальных данных известно, что зависимость температуры от координаты на границе вода-воздух, также как и зависимость концентрации газа от координаты на границе двух типов растительности имеют вид контрастных структур типа ступеньки, то есть решения с внутренним переходным слоем. Как известно, [1],[2] решения такого типа существуют в задачах для параболических уравнений с малым параметром при производной.

1. *Моделирование температуры в приповерхностном слое мирового океана.*

Постановка задачи:

$$\varepsilon \left(\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) = \frac{1}{\varepsilon} B(u, x, t) + b_1(u, x, t), \quad 0 \leq x \leq 1;$$

$$u(0, t) = u^0, u(1, t) = u_1.$$

Здесь ε – малый параметр; функция $\frac{1}{\varepsilon} B(u, x, t)$ описывает изменение температуры, связанное со сменой среды вода-воздух. Малый параметр в знаменателе означает, что наличие внутреннего переходного слоя в решении, в наибольшей степени, обусловлено сменой сред. Функция $b_1(u, x, t)$ описывает другие различные факторы, влияющие на температуру, такие как течение или внешняя радиация. Предполагается, что величины u^0 и u^1 – значения температуры, соответственно, в толще воды и в воздухе, достаточно далеко от границы двух сред, известны.

2. *Моделирование концентрации углекислого газа на границе двух типов растительности.*

Постановка задачи:

$$\varepsilon \left(\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) = A(x, t) \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\varepsilon} B(u, x, t) + b_1(u, x, t) \quad 0 \leq x \leq 1;$$

$$u(0, t) = u^0, u(1, t) = u^1.$$

Здесь слагаемое $A(x, t) \frac{\partial u}{\partial x}$ описывает перенос углекислого газа при наличии ветра со скоростью $A(x, t)$. Функции B и b_1 описывают ландшафтные изменения, которые и приводят к возникновению КС.

В каждой из постановок будем использовать функцию B следующего вида:

$B(u, x, t) = (u - \varphi_1(x, t))(u - \varphi_2(x, t))(u - \varphi_3(x, t))$, где $\varphi_i(x, t), i = 1, 3$ – достаточно гладкие медленно меняющиеся функции переменных x и t , например

$$\varphi_1 = (x - a(t)) - \sqrt{(x - a(t))^2 - (C^0)^2}; \varphi_3 = -(x - a(t)) + \sqrt{(x - a(t))^2 + (C^1)^2}$$

Функции $a(t)$ и $\varphi_2(x, t)$ подбираются специальным образом из условий на положение внутреннего переходного слоя, которое также считается известным.

Для каждой из указанных постановок построены асимптотические разложения решения в виде КСТС, а также произведен численный расчет с использованием пробных параметров.

Литература

1. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. М.:Высш. школа, 1990.
2. Н.Н. Нефедов, М.А. Давыдова. Периодические контрастные структуры в системах типа реакция-диффузия-адвекция. Дифф. уравнения, 2010, Т. 46, №9, с. 1300-1312.

АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ СУЩЕСТВУЮЩИХ ПОДХОДОВ ПРИ НЕЙРОСЕТЕВОМ РЕШЕНИИ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ.

Исаев Игорь Викторович

студент

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

E-mail: isaev_igor@mail.ru

Решение обратной задачи (ОЗ) электроразведки в геофизике представляет собой процесс построения оператора, отображающего вектор данных о наблюдаемых на поверхности Земли значениях характеристик электромагнитного поля в вектор искомых геофизических параметров, описывающих распределение электропроводности (ЭП) в исследуемой подземной области. Реальные распределения чрезвычайно сложны, и для их описания требуется очень большое количество параметров, что приводит к известной неустойчивости (некорректности) ОЗ электроразведки [1].

Нейронные сети (НС) являются одним из инструментов, применяемых для решения ОЗ, в том числе и для решения ОЗ электроразведки [4]. Однако одной из основных проблем при решении этой задачи, в том числе и с помощью НС, является её весьма высокая размерность, как по входу, так и по выходу. Количество определяемых параметров N_0 , описывающих распределение электропроводности, даже для рассматриваемого двумерного (2D) случая может составлять несколько сотен, а размерность входного вектора электромагнитных полей N_1 – несколько тысяч или десятков тысяч.

Снижение вычислительной стоимости нейросетевого решения ОЗ может быть достигнуто путём компрессии входного вектора полей, например, путём отбора наиболее существенных входных признаков. Отметим, что при правильном осуществлении такой компрессии качество решения ОЗ также повышается [5].

В свою очередь, для каждой из компонент выходного вектора параметров задача, как правило, решается отдельно, т.е. для полного описания распределения электропроводности требуется решить N_0 задач, построив для этого N_0 нейронных сетей (НС) с одним выходом каждая.

Между тем, при нейросетевом решении многопараметрических обратных задач возможны несколько подходов:

1) Решение отдельной ОЗ с одним выходом с построением отдельной НС для каждого из определяемых параметров, как было описано выше (*автономное определение*). Этот подход наиболее универсален и применяется чаще всего.

2) Решение одной ОЗ с *одновременным определением* всех искомых параметров, что соответствует построению одной НС с N_0 выходами. Эффективность такого подхода достаточно быстро деградирует с увеличением количества определяемых параметров. При $N_0 > 20$ он становится практически неприменим. Однако для ОЗ с малым количеством параметров он иногда позволяет снизить погрешность их определения.

3) Объединение параметров в группы с одновременным определением параметров (и построением одной НС) внутри каждой группы (*групповое определение*). Способ объединения в группы диктуется при этом физическим смыслом определяемых параметров и известными взаимосвязями между ними. Этот подход фактически является промежуточным. Данный подход исследовался в работе [2] и показал свою эффективность при группировке параметров, имеющих сходные зависимости от входных признаков. Для данной ОЗ это соответствует "вертикальной" группировке параметров.

4) *Поэтапное (последовательное) определение* параметров. В рамках этого подхода на первом этапе определяются независимо друг от друга или одновременно те параметры, для которых эту задачу удаётся решить с приемлемой точностью. На последующих этапах значения этих параметров, полученные при применении НС первого этапа, подаются на вход НС вместе со значениями входных признаков. Данный подход исследовался в работе [3] и

также показал свою эффективность.

В данной работе демонстрируется эффективность применения компрессии входных признаков и проводится сравнительный анализ эффективности использования автономного, группового и поэтапного определения параметров.

Групповое определение параметров позволяет получить более высокое качество решения задачи, чем поэтапное определение. Однако оба этих подхода позволяют получить выигрыш по сравнению с автономным определением. В связи с этим, представляется разумным проверить подход, связанный с их одновременным использованием. В этом направлении будут проведены дальнейшие исследования.

Литература

1. Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И. Обратные задачи магнитотеллурики в современной постановке. // Физика Земли. 2004. № 4. С. 12-29.
2. Гужва А.Г., Доленко С.А., Исаев И.В., Оборнев Е.А., Персианцев И.Г., Шимелевич М.И.. Исследование влияния количества одновременно определяемых параметров на погрешность нейросетевого решения обратной задачи электроразведки. Нейроинформатика-2012. XIV Всероссийская научно-техническая конференция. Сборник научных трудов, ч.3, с.55-65. М., НИЯУ МИФИ, 2012.
3. Доленко С.А., Исаев И.В., Оборнев Е.А., Персианцев И.Г., Шимелевич М.И.. Исследование эффективности поэтапного определения параметров при нейросетевом решении обратной задачи электроразведки. Нейроинформатика-2013. XV Всероссийская научно-техническая конференция. Сборник научных трудов, ч.2, с.215-225. М., НИЯУ МИФИ, 2013.
4. Шимелевич М.И., Оборнев Е.А., Гаврюшов С.А. Техника построения нейронных сетей для решения многопараметрических обратных задач магнитотеллурического зондирования. // Изв. вузов, Геология и разведка. 2001. № 2. С. 129-137.
5. Dolenko S., Guzhva A., Osborne E., Persiantsev I., Shimelevich M. Comparison of Adaptive Algorithms for Significant Feature Selection in Neural Network Based Solution of the Inverse Problem of Electrical Prospecting. // Lecture Notes in Computer Science. 2009. Vol. 5769. P. 397-405.

СТРОГИЙ УЧЁТ ПАРЦИАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ В КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНОМ АНАЛИЗЕ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ

Коняев Денис Алексеевич

аспирант

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

konyaev@physics.msu.ru

Введение

Данная работа посвящена разработке программы, позволяющей рассчитывать дифракционные поля и диаграммы рассеяния для двумерной скалярной задачи дифракции на рассеивателях сложной формы. На сегодняшний день существует множество различных подходов к численному решению задачи дифракции. Эти подходы можно разделить на два больших класса: сведение исходной краевой задачи к интегральному уравнению и непосредственное решение краевой задачи сеточными методами [1-5]. В настоящей работе используется наиболее универсальный численный метод решения краевых задач – метод конечных элементов.

Постановка задачи

Рассмотрим двумерную скалярную задачу дифракции на совокупности рассеивателей сложной формы. Пусть Ω_w – внутренние области рассеивателей, а $\partial\Omega_w$ – соответственно границы этих областей, где индекс $w = 1, 2, \dots$. Введём $\Omega_0 = \mathbb{P}^2 \setminus \bigcup \Omega_w$. На $\partial\Omega_w$ наложим требования существования касательной в каждой точке, связности и $\forall w_1, w_2 \text{ dist}(\partial\Omega_{w_1}, \partial\Omega_{w_2}) \geq c > 0$.

Рассматриваемые рассеиватели могут быть как проникаемыми, так и отражающими, поэтому на границе рассеивателей выполняются либо условия сопряжения, либо условия третьего рода (условия второго рода, соответствующие непроницаемым рассеивателям можно рассматривать как частный случай).

Таким образом, запишем соответствующую задачу дифракции

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta(v + v_0) + k^2(x, y)(v + v_0) = 0, (x, y) \in \Omega_0, \Omega_w \\ \frac{\partial(v + v_0)}{\partial n_w} + p_w(x, y)(v + v_0) = h_w(x, y), (x, y) \in \partial\Omega_w \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \sqrt{r} \left(\frac{\partial v}{\partial r} - ik_0 v \right) = 0 \quad (2)$$

где $k^2(x, y) = q(x, y) * k_0^2, p_w(x, y), h_w(x, y)$ – заданные функции, $w = 1, 2, \dots, v_0(x, y)$ – падающая волна с волновым числом k_0 .

Исходная задача рассматривается в неограниченной области. Чтобы решить эту задачу методом конечных элементов рассматриваемую область необходимо ограничить

Введем фиктивную границу $\partial\Omega_0$, которая представляет собой окружность радиуса R . Необходимо сформулировать граничное условие на $\partial\Omega_0$. Это можно сделать несколькими способами.

Использование «условия Зоммерфельда»:

$$\sqrt{R} \left(\frac{\partial v}{\partial r} - ik_0 v \right) \Big|_{r=R} = 0 \text{ или } \left(\frac{\partial v}{\partial r} - ik_0 v \right) \Big|_{r=R} = 0 \quad (3)$$

Обозначив за r_0 минимальный радиус окружности, содержащей все рассеиватели, можно записать условия на R в следующем виде $R \gg \max(\lambda, r_0)$.

Использование улучшенных «условий Зоммерфельда»:

Следуя [6], используя результаты [7], получим приближённые условия излучения:

$$\left(\frac{\partial v}{\partial r} - ikv + \frac{1}{2r} v \right) \Big|_{r=R} \approx 0 \quad (4)$$

В [8] было показано, что использование этого условия излучения позволяет достичь неплохих результатов при использовании меньших R , чем при использовании условия (3).

Использование парциальных условий излучения:

Для экономии вычислительных ресурсов необходимо $\forall \lambda$ сделать $R \sim r_0$. Следую [3] заменим задачу (1), (2) эквивалентной, используя парциальные условия на фиктивной границе $\partial\Omega_0$. Для удобства введём оператор:

$$\Psi v = \Psi[v(r, \phi)] = \left(\sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{dH_m^{(1)}(kR)}{H_m^{(1)}(kR)} \left[\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} v e^{-im\phi} d\phi \right] e^{im\phi} \right) \quad (5)$$

Тогда задача примет вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta u + k^2(x, y)u = 0, (x, y) \in \Omega_0, \Omega_w \\ \frac{\partial u}{\partial n_w} + p_w(x, y)u = h_w(x, y), (x, y) \in \partial\Omega_w \end{array} \right. \quad (6)$$

$$\frac{\partial u}{\partial r} \Big|_{r=R} = (\Psi u) \Big|_{r=R} + h_0(x, y) \quad (7)$$

где $h_0(x, y) = \left(\frac{\partial v_0}{\partial r} - \Psi v_0 \right) \Big|_{r=R}$.

Теперь, используя в операторе Ψ конечную сумму вместо ряда, получим задачу, которую можно решать методом конечных элементов. При более детальном рассмотрении ряда в операторе Ψ , нетрудно заметить, что этот ряд сходится довольно медленно.

В реализованной программе имеется возможность использовать любой из рассмотренных вариантов постановки граничных условий на фиктивной границе.

Численное решение задачи

Введём обозначение:

$$\Phi_w = \begin{cases} -p_w(x, y)u + h_w(x, y), w = 1, 2, \dots \\ -p_0(x, y)u + h_0(x, y), w = 0, \text{ в случае условий Зоммерфельда} \\ \tilde{\Psi}u + h_0(x, y), w = 0, \text{ в случае парциальных условий} \end{cases} \quad (8)$$

где $\tilde{\Psi}$ – симметричная конечная сумма соответствующего ряда из оператора Ψ . Тогда задача примет вид:

$$\begin{cases} \Delta u + k^2(x, y)u = 0, (x, y) \in \Omega_w \\ \frac{\partial u}{\partial n_w} = \Phi_w u, (x, y) \in \partial\Omega_w \end{cases} \quad (9)$$

Рассмотрим задачу поиска слабого решения задачи (9) [9]:

$$(\nabla u, \nabla v)_{L_2(Y\Omega_w)} - (f, v)_{L_2(Y\Omega_w)} - \sum_{w=0,1,\dots} (\Phi_w u, v)_{L_2(\partial\Omega_w)} = 0 \quad (10)$$

Если поставить на границе с номером w_j однородное условие второго рода (непроницаемый рассеиватель), то волновое поле внутри соответствующей области окажется тождественно равным нулю. Такие области целесообразно исключить из рассмотрения.

Построим в области Ω треугольную сетку. В программе для этого используется реализация метода граничной коррекции, с которым можно ознакомиться в [10-13].

Следуя [9], воспользовавшись методом конечных элементов, получим СЛАУ:

$$AC = F \quad (11)$$

Полученные матрицы являются разреженными. В разработанной программе для хранения таких матриц используется алгоритм, описанный в [14], а СЛАУ решается с помощью метода минимальных невязок (GMRES) [15].

Диаграмма рассеяния строится согласно [1].

Тестирование программы

Результаты тестирования программы при использовании «условий Зоммерфельда» представлены в [8].

Коротко рассмотрим основные результаты тестирования программы на задаче дифракции на бесконечном цилиндре в случае использования парциальных условий излучения.

Возьмём 101 член ряда в операторе Ψ , число членов ряда точного решения [2] возьмём равным 101, а радиус цилиндра положим равным единице: $a = 1$.

Таблица №1. Сравнение точного и численного решений задачи дифракции на бесконечном круговом цилиндре при использовании парциальных условий излучения

$h_{сет.}$	R	k_0	$\ v_{числ.} - v_{точн.}\ _C$	$\ v_{точн.}\ _C$	$\frac{\ v_{числ.} - v_{точн.}\ _C}{\ v_{точн.}\ _C} 100, \%$
0.01	1.1	1	0.00415402	1.70707766	0.243341
0.05	1.5	2	0.01313000	1.8585333	0.706471
0.05	1.5	3	0.01910133	1.91765783	0.996076
0.05	1.5	6	0.05823661	1.97158727	2.953793
0.01	1.1	10	0.00814917	1.98481995	0.410575

Из таблицы видно, что измельчая сетку можно добиться хорошей точности результата.

Программа также показывает неплохой результат при сравнении с результатами, представленными в [5].

Демонстрация возможностей программы

Заменим ряд в операторе Ψ конечной суммой от -50 до 50. Положим $k_0 = 1$, а

$$q(r, \phi) = \begin{cases} 9, 0 \leq r \leq 1 \\ 1, r > 1 \end{cases} \quad (12)$$

В качестве рассеивателей возьмём круг радиуса 1 с центром в начале координат и две фигуры заданные неравенством (13) с центрами в точках $(x_1; y_1) = (0; 2.5)$ и $(x_2; y_2) = (0; -2.5)$. Выберем $R = 4.5$ и линейные размеры сетки: $h_x = h_y = 0.09$.

$$F(r, \phi) = \sqrt{\frac{1}{\cos^2(2 \cos \phi) + \cos^2(2 \sin \phi)}} - r^2 \geq 0 \quad (13)$$

Конфигурация рассеивателей и результат работы программы представлены на Рис.1.

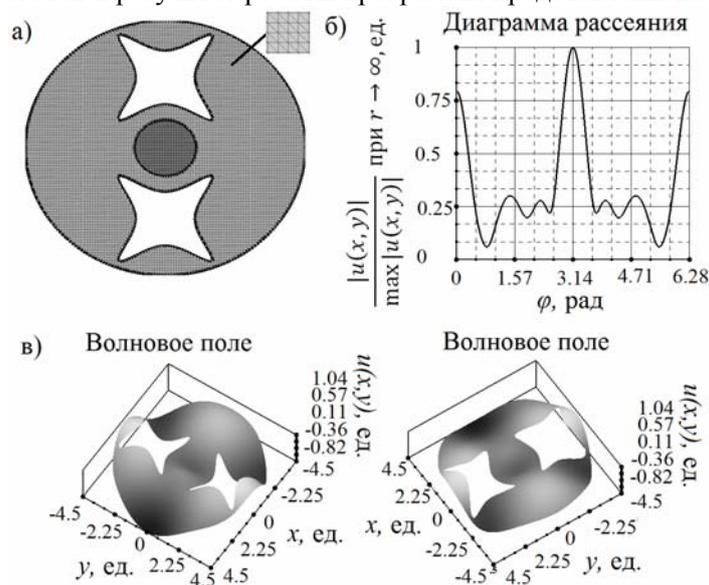


Рисунок 1. а) треугольная сетка, б) диаграмма рассеяния, в) полное волновое поле для задачи рассеяния на двух непроницаемых фигурах и проницаемом круге.

Список литературы

1. Галишикова Т.Н., Ильинский А.С. Численные методы в задачах дифракции - Издательство Московского Университета 1987.
2. Хёнл К., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции - Издательство «МИР», Москва 1964.
3. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешиников А.Г. Математические модели электродинамики - Москва «ВЫСШАЯ ШКОЛА» 1991.
4. Ерёмин Ю.А., Свешиников А.Г. Метод дискретных источников в задачах электромагнитной дифракции - Издательство Московского Университета 1992.
5. J.H. Richmond. Scattering by a dielectric cylinder of arbitrary cross section shape. // IEEE Transaction on Antennas and Propagation, AP-13, 1965, N3, p. 334 – 341.
6. Ильгамов М.А., Гильманов А.Н. Неотражающие условия на границах расчётной области - Москва ФИЗМАТЛИТ 2003.
7. Колтон Д. Кресс Р. Методы интегральных уравнений в теории рассеяния - Москва «МИР» 1987.
8. Коняев Д.А. Метод конечных элементов для решения скалярной задачи дифракции на двумерных рассеивателях сложной структуры // ВМУ. Серия 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 2012. №4 стр. 30-36.
9. Стренг Г. Фикс Дж. Теория метода конечных элементов - Издательство «МИР», Москва, 1977.
10. Frey P.J., George P.L. Mesh Generation Application to Finite Elements - HERMES Science Europe Ltd, 2000.
11. Шайдуров В.В. Многосеточные методы конечных элементов - М., Наука, 1989.
12. Галанин М.П., Щеглов И.А. Разработка и реализация алгоритмов трёхмерной триангуляции сложных пространственных областей: прямые методы - Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, 2006.
13. Галанин М.П., Щеглов И.А. Разработка и реализация алгоритмов трёхмерной триангуляции сложных пространственных областей: итерационные методы - Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, 2006.
14. Писсанецки С. Технология разреженных матриц - Москва «МИР», 1988.
15. Баландин М.Ю., Шурина Э.П. Методы решения СЛАУ большой размерности - Новосибирск, издательство НГТУ, 2000.

О ГЛОБАЛЬНОЙ НЕРАЗРЕШИМОСТИ НАЧАЛЬНО-КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ ОДНОГО НЕЛИНЕЙНОГО ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ

Малышев К.Ю.

студент

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

E-mail: kmalyshhev08102@mail.ru

Рассмотрена следующая начально-краевая задача:

$$\begin{cases} u_{tt} - u_{xx} = (u^2)_{xt}, & x \in (0, l), \quad t \in (0, \infty), & (1) \\ u(0, t) = 0, u(l, t) = lu'_x(0, t), & t \in (0, \infty), & (2) \\ u(x, 0) = \varphi(x), u'_t(x, 0) = \psi(x), & x \in (0, l). & (3) \end{cases}$$

Предполагается выполнение требования согласованности начальных и граничных условий. Уравнение (1) встречается в теоретической физике при изучении ионно-звуковых волн в плазме [1]; при этом степень актуальности рассматриваемой модели определяется физической реализуемостью рассмотренных дополнительных условий.

Решением начально-краевой задачи (1)—(3) назовём функцию $u(x, t)$ класса $C^{(2)}([0, \infty) \times [0, l])$, удовлетворяющую уравнению (1) и дополнительным условиям (2)—(3) в классическом смысле. Исследован вопрос о существовании такого решения (глобальная разрешимость во времени) при помощи метода пробных функций [2]. Введем функцию $J(t) \equiv \int_0^l (l-x)u(x, t) dx \in C^{(2)}([0, \infty))$. Обозначим через C величину $\frac{dJ}{dt}(0) - \int_0^l u^2(x, 0) dx = \int_0^l (l-x)\psi(x) dx - \int_0^l \varphi^2(x) dx$.

В работе доказана теорема: при выполнении любого из нижеследующих условий задача (1)—(3) не разрешима в указанном смысле.

Условие 1. $C = 0, J(0) > 0$;

Условие 2. $C > 0, J(0) \in \mathbb{R}$;

Условие 3. $C < 0, J(0) > \frac{\sqrt{|C|}}{\sqrt{3}}$.

Идея доказательства состоит в том, чтобы заметить неограниченный рост функции $J(t)$ за конечное время (оценка времени выхода на бесконечность приводится в работе), имеющий место при указанных условиях и противоречащий глобальной по времени разрешимости рассматриваемой задачи. Неограниченный рост функции $J(t)$ при указанных условиях на $J(0)$ следует из того, что в силу неравенства Коши—Буняковского и дополнительных условий задачи функция $J(t)$ удовлетворяет дифференциальному неравенству $\frac{dJ}{dt} \geq \frac{3}{t^2} J^2 + C$. Тем самым в работе доказано отсутствие решения задачи (1)—(3) указанного выше класса. Результат работы позволяет сделать вывод об отсутствии (при выполнении условий теоремы) глобального по времени решения, которое бы находилось в рамках применимости физической модели.

Литература

1. Ландау Л.Д. Лившиц Е.М. Теоретическая физика: Учеб. пособ. для вузов: в 10-ти томах. Т. 10, «Физическая кинетика». М.: Физматлит, 2002, с. 199.
2. Э. Л. Митидиери, С. И. Похожаев, Априорные оценки и отсутствие решений нелинейных уравнений и неравенств в частных производных, Тр. МИАН, 234, М.: Наука, 2001, 3—383.

СУЩЕСТВОВАНИЕ И АСИМПТОТИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУР В УРАВНЕНИЯХ РЕАКЦИЯ-ДИФфуЗИЯ-АДВЕКЦИЯ С МАЛОЙ АДВЕКЦИЕЙ.

Никулин Е.И.

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: nikulin@physics.msu.ru

В работе рассматривается проблема существования и устойчивости стационарных решений в сингулярно возмущенных квазилинейных параболических уравнениях, называемых в приложениях уравнениями реакция-диффузия-адвекция

$$\varepsilon^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \varepsilon^2 a(u, x) \frac{\partial u}{\partial x} - \varepsilon \frac{\partial u}{\partial t} = F(u, x), \quad x \in [0, 1], \quad t \in [0, T]$$

$$u(x, 0, \varepsilon) = g(x, \varepsilon)$$

$$u(0, t, \varepsilon) = u^0$$

$$u(1, t, \varepsilon) = u^1.$$

Рассматриваемый случай малой адвекции представляет интерес для ряда важных приложений (см., например, [1]) и ставит новые математические проблемы при исследовании существования и устойчивости стационарных решений этой задачи. Построена асимптотика решений с внутренними и пограничными слоями (контрастных структур) в случаях важных для приложений сбалансированных и несбалансированных реакции и адвекции. Применение и развитие на этот класс задач общей схемы асимптотического метода дифференциальных неравенств (см. например, [2]) позволили доказать существование и асимптотическую устойчивость контрастных структур. Известно, что множество устойчивых стационарных решений определяет динамику нестационарного решения. Полученные результаты предполагается развить на случай движущихся внутренних слоев и решить проблему генерации стационарных контрастных структур в таких моделях.

Работа частично поддержана проектами РФФИ 10-01-00319 и [12-01-00387](#).

Литература

Волков В.Т., Нефёдов Н.Н., Грачев Н.Е., Сенин Д.С. Оценка параметров фронта внутрипластового горения при закачке воздуха в нефтяной пласт. Нефтяное хозяйство, №4, 2010, с. 93-96.

Васильева А.Б., Бутузов В.Ф., Нефедов Н.Н. Сингулярно возмущенные задачи с пограничными и внутренними слоями // Труды Математического Института имени В.А. Стеклова, 2010, т. 268, с. 268-283.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ SI-GE

Орлов Андрей Олегович

Студент 3 курс

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: orlov.andrey@physics.msu.ru

Кремний и соединения кремния с германием являются основными материалами современной наноэлектроники. Эти материалы обеспечивают возможность выращивания гетероструктур, то есть слоистых структур на кремниевых подложках. Уменьшение толщины слоев в этих гетероструктурах до квантоворазмерных величин приводит к возникновению новых свойств, не наблюдавшихся или слабо проявляющихся в объемных материалах. При облучении, напряженный слой твердого раствора в гетероструктурах образует потенциальную яму для дырок в валентной зоне. Глубина этой ямы превышает характерные энергии носителей заряда - дырок, позволяя оставаться им в яме длительное время. Для

электронов напряженный слой в кремниевой гетероструктуре образует барьер в зоне проводимости. Квадрат модуля волновых функций электронов имеет форму двух пиков по краям гетероперехода, а квадрат модуля волновых функций дырок – форму пика внутри гетероперехода. Считается, что уровни энергии для дырок внутри ямы и для электронов вблизи ямы – квантованные, то есть, существуют постоянные главные собственные значения для этих энергий.

В настоящей работе для моделирования волновых функций электронов и дырок в гетероструктуре Si-Ge использована следующая модель:

$$\begin{cases} \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi_e}{\partial x^2} = (V_e(x) + \varphi(x) - E_e) \Psi_e + \alpha |\Psi_e|^2 \Psi_e \\ \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi_h}{\partial x^2} = (V_h(x) - \varphi(x) - E_h) \Psi_h + \alpha |\Psi_h|^2 \Psi_h \\ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{e^2 n}{\epsilon \epsilon_0} (\Psi_h^2 - \Psi_e^2) \end{cases} \quad (1)$$

\hbar – постоянная Планка, m – эффективная масса носителей, Ψ_e, Ψ_h – волновые функции электронов и дырок; n – плотность носителей, возникающих в системе за счет внешнего облучения. Слагаемые $\alpha |\Psi_e|^2 \Psi_e$ и $\alpha |\Psi_h|^2 \Psi_h$ описывают вклад в энергию системы за счет внешнего облучения; потенциалы $V_e(x), V_h(x)$ – описывают потенциальный барьер для электронов и яму для дырок соответственно; $\varphi(x)$ – потенциал Хартри, вызванный электростатическим взаимодействием носителей.

Ранее подобная модель была рассмотрена в [1], однако в правых частях уравнений отсутствовали слагаемые $\sim |\Psi|^2 \Psi$, которые можно интерпретировать как энергию корреляционного взаимодействия одинаковых частиц.

Задача (1) решается с помощью асимптотических методов [2]. Для нее была построена асимптотика решения в виде контрастной структуры переменного типа. Асимптотика решения имеет вид:

$$\begin{aligned} \Psi_e &= \bar{\Psi}_e + Q\Psi_e; \quad \Psi_h = \bar{\Psi}_h + Q\Psi_h; \\ \varphi &= \bar{\varphi} + Q\varphi; \end{aligned}$$

Энергетические уровни строятся в виде разложений вида:

$$E_e = E_{e0} + \mu E_{e1} + \dots; \quad E_h = E_{h0} + \mu E_{h1} + \dots$$

Функции $\bar{\Psi}_e$ и $\bar{\Psi}_h$ представляют собой регулярную часть асимптотики, функции $Q\Psi_e$ и $Q\Psi_h$ – функции описывающие решение вблизи границ гетероперехода. В ходе построения асимптотики определяются энергетические уровни в системе.

Литература

1. T. Baier, U. Mantz, K. Thonke, and R. Sauer Abteilung Halbleiterphysik, Universität Ulm, D-89069 Ulm, Germany: Type-II band alignment in Si/Si_{1-x}Ge_x quantum wells from photoluminescence line shifts due to optically induced band-bending effects: Experiment and theory // Phys. Rev. B 50. 1994, volume 50, issue 20, p. 15191--15196
2. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. Москва: Высшая школа. 1990. 208 стр.

МОДЕЛЬ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕНОСА ВЕЩЕСТВА В НИЖНЕМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ РАСТИТЕЛЬНОСТИ

Рыжова Мария Сергеевна

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: maria.msu.ff@gmail.com

Одной из важных экологических задач является исследование процесса распространения в нижнем слое атмосферы различных веществ при известном распределении их источников. На процесс распространения влияют особенности ландшафта местности и структуры растительности, адвекция, связанная с температурной неоднородностью, и так далее. В данной работе рассматривается математическая модель процесса переноса, в которой с помощью разностных методов в двумерной области осуществляется решение усредненных уравнений Навье-Стокса для компонент скорости ветра и уравнения переноса вещества с адвекцией. Необходимость усреднять уравнения связана с тем, что движение воздушных потоков в нижнем слое атмосферы является турбулентным, и для того, чтобы правильно рассчитать вихри необходимых масштабов, требуется порядка 10^{18} узлов сетки. Усреднение позволяет существенно ослабить требования к расчетной сетке. При этом для всех искомых функций ψ используется разложение Рейнольдса $\psi = \bar{\psi} + \psi'$. Здесь и далее большими буквами будем обозначать средние значения функций по времени: $\bar{\psi} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \psi(\tau) d\tau$; маленькими буквами – их флуктуирующие части.

В работе рассматривается система уравнений для x -, y -, и z -компонент скорости ветра U, V, W соответственно и концентрации C переносимого вещества [1, 2]

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0, \\ \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial U}{\partial z} = f(V - V_g) + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial U}{\partial z} \right) + F_1(U, V, W), \\ \frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + W \frac{\partial V}{\partial z} = -f(U - U_g) + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial V}{\partial z} \right) + F_2(U, V, W), \\ \frac{\partial W}{\partial t} + U \frac{\partial W}{\partial x} + W \frac{\partial W}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial W}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial W}{\partial z} \right) + F_3(U, V, W), \\ \frac{\partial C}{\partial t} + U \frac{\partial C}{\partial x} + W \frac{\partial C}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x^c \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z^c \frac{\partial C}{\partial z} \right) + F_C \end{array} \right.$$

в области $x \in (-L, L)$, $z \in (0, H)$, где K_x, K_z – коэффициенты турбулентной диффузии для

скорости: $\overline{u^2} = -K_x \frac{\partial U}{\partial x}$, $\overline{u \cdot w} = -K_z \frac{\partial U}{\partial z} = -K_x \frac{\partial W}{\partial x}$; K_x^c, K_z^c – коэффициенты

турбулентной диффузии для концентрации переносимого вещества:

$\overline{u \cdot c} = -K_x^c \frac{\partial C}{\partial x}$, $\overline{w \cdot c} = -K_z^c \frac{\partial C}{\partial z}$; f – параметр Кориолиса: $f = 2\Omega \eta_3 = 2\Omega \sin \varphi$, где

$\Omega = 7.29 \cdot 10^{-5}$ рад/сек – угловая скорость вращения Земли, φ – географическая широта;

U_g, V_g – x - и y - компоненты так называемого геострофического ветра:

$$\{U_g, V_g\} = \frac{1}{\rho_0 f} \left\{ -\frac{\partial \bar{P}}{\partial y}, \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} \right\},$$

\bar{P} – среднее давление над приповерхностным слоем атмосферы, ρ_0 – равновесное значение плотности над приповерхностным слоем атмосферы (примерно 3000 метров); $F_{1,2,3}(U, V, W)$ – функции, описывающие взаимодействие потока воздуха с растительностью; F_C – функция, описывающая объемные источники переносимого вещества.

В начальный момент времени искомые функции считаются известными:

$$U|_{t=0} = U_0, \quad V|_{t=0} = V_0, \quad W|_{t=0} = W_0, \quad C|_{t=0} = C_0.$$

На боковых границах $x = \pm L$ расчетной области, которые являются свободными, ставятся так называемые “мягкие” граничные условия, или условия сноса:

$$\left. \frac{\partial U}{\partial x} \right|_{x=\pm L} = \left. \frac{\partial V}{\partial x} \right|_{x=\pm L} = \left. \frac{\partial W}{\partial x} \right|_{x=\pm L} = \left. \frac{\partial C}{\partial x} \right|_{x=\pm L} = 0.$$

На нижней границе области для компонент скорости ветра формулируются условия непроскальзывания:

$$U|_{z=0} = V|_{z=0} = W|_{z=0} = 0.$$

На верхней границе области скорость считается совпадающей со скоростью геострофического ветра:

$$U|_{z=H} = U_g, \quad V|_{z=H} = V_g, \quad W|_{z=H} = 0.$$

Значение концентрации C переносимого вещества на верхней границе считается известным из измерений:

$$C|_{z=H} = C_H.$$

Будем также считать, что на нижней границе известен поток C в атмосферу:

$$\left. \frac{\partial C}{\partial z} \right|_{z=0} = q_C.$$

Для рассматриваемой задачи построена разностная схема, основанная на методе переменных направлений. Разностная схема реализована в виде программы, правильность работы которой протестирована в случае задачи, имеющей аналитическое решение.

Литература.

1. A. Sogachev, M. Leclerc, G. Zhang, U. Rannik, T. Vesala CO₂ Fluxes near a forest edge: a numerical study// Ecological Applications, 2008, 18(6), pp.1454-1469.
2. J. Wyngaard Turbulence in the Atmosphere, Cambridge University press, 2010.

МЕТОДИКИ ПОДГОТОВКИ ДАННЫХ ПРИ НЕЙРОСЕТЕВОМ ПРОГНОЗИРОВАНИИ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПО ПАРАМЕТРАМ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Широкий Владимир Романович

сотрудник

Московский Государственный Университет имени М.В.Ломоносова,

НИИ ядерной физики им Д.В.Скобельцына, Москва, Россия

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

Для описания геомагнитных возмущений используются различные геомагнитные индексы, которые могут описывать геомагнитную обстановку как в определенных областях магнитосферы, так и состояние магнитосферы в целом. Одним из таких индексов является экваториальный индекс Dst [3], описывающий поведение магнитосферы Земли во время геомагнитных возмущений (ГВ). Ввиду возможных последствий этих явлений актуальна задача прогнозирования данного индекса. В настоящем докладе рассматриваются некоторые аспекты нейросетевого подхода к прогнозированию индекса Dst.

В данной работе рассматриваются нейросетевые модели, принимающие на вход текущие данные о параметрах солнечного ветра (СВ), межпланетного магнитного поля (ММП) и

значении Dst индекса, и их предысторию за предыдущие 24 часа, и выдающие в качестве ответа прогнозируемое на 1 час вперед значение Dst индекса. Используются данные о параметрах СВ и ММП, измеряемые на орбите космического аппарата (КА) ACE [4]. Такой набор данных было решено использовать, основываясь на ранее полученных результатах [1]. Полное количество входных признаков составляло 192.

Отметим, что нейросетевая модель, аналогичная рассматриваемым в данной работе, используется для онлайн-прогнозирования значения индекса Dst на сайте Центра анализа космической погоды НИИЯФ МГУ [2]. Перспективной целью настоящего исследования является улучшение качества онлайн-прогнозирования.

Следует отметить, что геомагнитное возмущение обычно встречается не более 1-2 раз в течение календарного месяца, вследствие чего в исходных данных наблюдается сильный дисбаланс между примерами, соответствующими ГВ или его отсутствию. Одним из методов предварительной обработки данных, применяемых для изменения данного соотношения с целью улучшения качества прогноза, является прореживание исходных наборов данных на промежутках, в которых длительное время отсутствуют ГВ [1]. Ввиду ряда причин в исходных наборах данных, полученных с КА ACE, существуют пропуски среднечасовых значений. Отсутствующие данные можно аппроксимировать по ближайшим значениям в случае, если величина окна отсутствующих данных невелика, увеличивая таким образом обучающую выборку для обучения нейросети.

В данном докладе производится сравнение нейросетевых моделей, использующих данные, подготовленные с помощью различных методик. Во всех моделях использовался перцептрон с одним скрытым слоем, содержащим 32 нейрона. Рассматриваются следующие методики подготовки данных (и соответствующие им нейросетевые модели):

- Частичное восстановление и прореживание входных данных
- Прореживание входных данных без восстановления
- Частичное восстановление входных данных без прореживания
- Исходный набор данных без частичного восстановления и прореживания

Максимальная ширина окна с пропуском в данных, подлежащего восстановлению, составляла 12 часов; восстановление осуществлялось методом линейной интерполяции.

Процедура прореживания данных выглядела следующим образом. Были выделены все сплошные промежутки длиной более 80 часов, содержащие только примеры, соответствующие невозмущенной геомагнитной обстановке. Из каждого такого промежутка были оставлены первые 5 и последние 15 примеров; все остальные примеры из промежутка удалялись.

Произведено сравнение качества прогноза путем сравнения работы полученных моделей друг с другом и со следующими тривиальными моделями:

- модель, описывающая прогнозируемое значение индекса Dst линейной экстраполяцией по 2 последним среднечасовым значениям
- модель, дающая в качестве прогноза текущее среднечасовое значение индекса Dst.

Полученные результаты проанализированы и на их основе предложены возможности улучшения моделей.

Литература

1. А.Г. Гужва, С.А. Доленко, И.Г. Персианцев, В.Р. Широкий. Нейросетевые методы прогнозирования геомагнитных возмущений по параметрам солнечного ветра // Сборник научных трудов XIV всероссийской научно-технической конференции “Нейроинформатика-2012”. 23 – 27 января 2012 г. М., НИЯУ МИФИ, Т. 3, С. 65-75.
2. <http://swx.sinp.msu.ru>
3. <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst/dir/index.html>
(Geomagnetic Equatorial Dst index Home Page).
4. <http://www.srl.caltech.edu/ACE/> (Advanced Composition Explorer, ACE).

ДВОЙНОЙ ЦИКЛ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ТЕОРИЯ ДИНАМО

Юхина Надежда Александровна, Попова Елена Петровна

Студент, младший научный сотрудник

Московский государственный университет М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: horicovaelena@mail.ru

Считается, что циклическая магнитная активность Солнца имеет основной период, равный примерно 22 года. Однако более тщательные исследования показали, что солнечный цикл является более сложным. В последние десятилетия появилось большое число работ, в которых показано, что квазициклические импульсы магнитной активности появляются с периодами около 0.5-2.0 лет на фоне 22-летнего солнечного цикла.

В работе исследовано поведение динамо-волн в рамках нелинейного динамо с учетом толщины конвективной зоны, коэффициента турбулентной диффузии и меридиональной циркуляции. Показано, что в модели существуют режимы, аналогичные двойному циклу, наблюдаемому на солнце. Были построены баттерфляй - диаграммы для полоидальной и тороидальной компонент магнитного поля. Найден диапазон амплитуд меридиональных потоков и динамо-чисел с учетом толщины конвективной зоны Солнца, воспроизводящий двойной цикл.

УЕДИНЕННЫЕ ВОЛНЫ В КОЛЬЦЕВЫХ ШТОРМОВЫХ БАСЕЙНАХ

Юшков Е.В., Истомина М.А.

аспирант

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

экономический факультет, Москва, Россия

E-mail: yushkov.msu@mail.ru

В 60-х годах прошлого века в Московском гидрофизическом институте под руководством В.В. Шулейкина был построен один из самых больших кольцевых штормовых бассейнов, в котором волны, разгоняясь потоками воздуха, двигались, не встречая препятствий на своем пути. Основной целью строительства этого бассейна являлась возможность изучения волновых процессов, происходящих в условиях открытого моря, среди которых немалый интерес представляют уединенные волны — солитоны [1].

Механизм образования таких волн до сих пор остается не ясным, хотя современные эксперименты позволяют не только зафиксировать сам процесс формирования, но и получить условия возникновения уединенных волн -- ограничение на глубину, силу ветра, скорость и размеры солитона [2].

В проведенном исследовании уединенные волны в кольцевом штормовом бассейне рассмотрены как периодические с длиной волны равной длине канала. С помощью техники Р. Дресслера, развитой для катящихся волн в наклонных желобах [3], построены профили установившихся возмущений, бегущих с постоянной скоростью. Исследована зависимость высоты гидравлического прыжка от длины канала. Вычислена связь между силой ветра, скоростью движения волны и силами сопротивления. Проведен сравнительный анализ аналитически полученных результатов с численным моделированием системы мелкой воды с регуляризацией [4].

Литература

1. *Уизем Дж.* Линейные и нелинейные волны.--М.: Мир, 1977.--622 с.
2. *Шелковников Н.К.* Вынужденный солитон в жидкости // Письма в ЖЭТФ, 2005, Т.82, вып.10, С.720-723.
3. *Dressler R.F.* Mathematical solution of the problem of roll-waves in inclined open channels, Comm. Pure Appl. Math., 2 (1949), 149-194.
4. *Елизарова Т.Г., Истомина М.А., Шелковников Н.К.* Численное моделирование формирования уединенной волны в кольцевом аэрогидроканале. Математическое моделирование, 2012, Т.24, ?4, С.107-116.

Подсекция «Математическое моделирование»

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОСАЖДЕНИЯ АТОМОВ ВОДОРОДА НА ПОВЕРХНОСТЬ ГРАФЕНА

Алябьев Данила Валерьевич

Сотрудник

Институт ионно – плазменных и лазерных технологий, Ташкент, Узбекистан

wside2008@mail.ru

Методом Монте-Карло исследовалось осаждение атомов водорода на поверхность графеновых листов различных размеров. Для описания межатомного взаимодействия использовался потенциал Бреннера второго поколения [1].

Результатом моделирования осаждения единичных атомов водорода на графеновый лист является волнообразная деформация листа (рис. 1а).

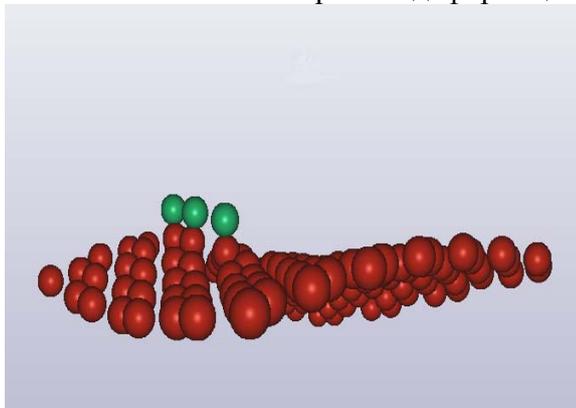


рис. 1а.

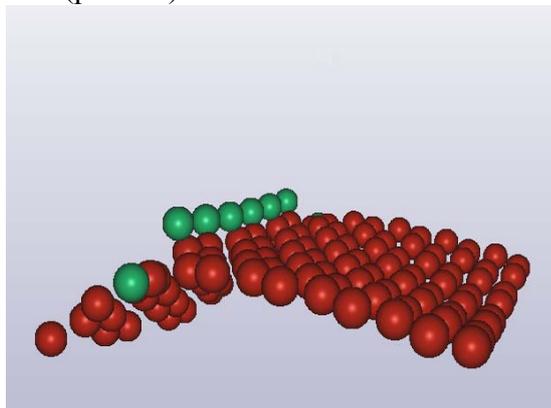
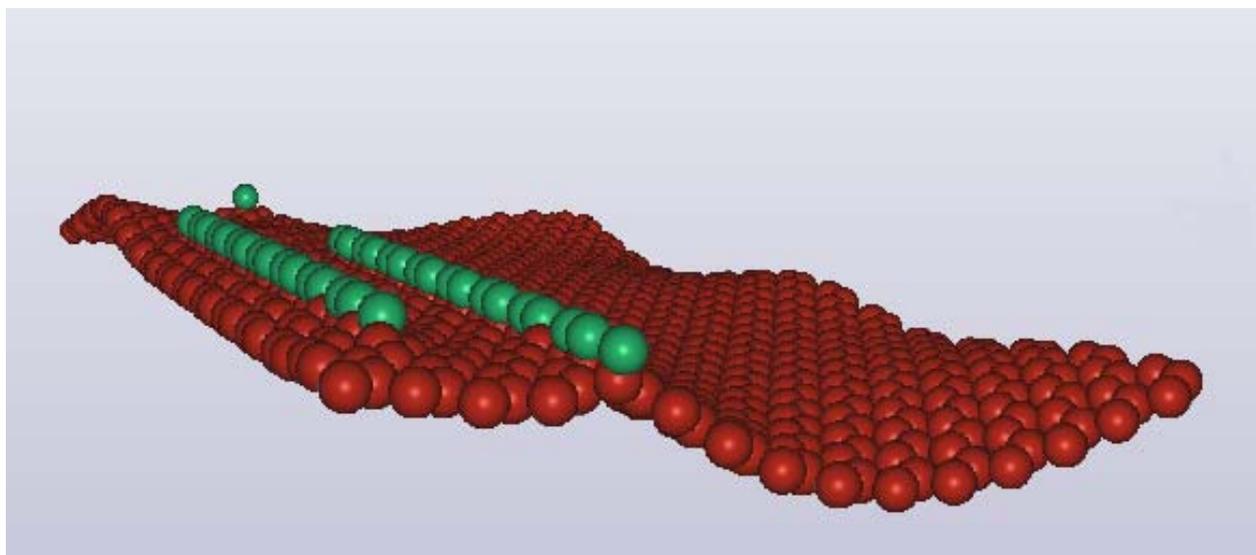


рис. 1б.

В случае, если атомы водорода располагались на одной линии, наблюдается изгиб листа вдоль линии атомов водорода (рис. 1б).

При осаждении группы атомов водорода на лист больших размеров (900 атомов углерода), результаты во многом подобны результатам, полученным для листа, меньших размеров (100 атомов углерода) (рис. 2).

рис. 2



В том случае, если линия атомов водорода расположена на границе листа, наблюдается «выравнивание» волнообразных деформаций вдоль этой границы (рис. 2).

Автор выражает благодарность научному руководителю д-ру физ.-мат.наук, проф. А. А. Джурахалову и сотрудникам лаборатории «Теория взаимодействия заряженных частиц с поверхностью твердого тела».

1. D.W.Brenner, O.A.Shenderova, J.A.Harrison, S.J.Stuart, B.Ni, S.B.Sinnot. A second-generation reactive empirical bond order (REBO) potential energy expression for hydrocarbons // J.Phys: Condens. Matter 14 (2002), 783–802

STABLE OPTICAL VORTICES IN ELLIPTICAL OPTICAL FIBRES WITH TORSIONAL MECHANICAL STRESS

Barshak Elena Vladimirovna

Post-graduate student

V.I. Vernadsky Tavrida National University,

physics faculty, Simferopol, Ukraine

E-mail: lena.barshak@gmail.com

The OV's have a number of unique properties that make them very promising tools for encoding and transmitting information [4], for trapping and manipulating microparticles [3], for astronomy purposes [5] and etc. To transmit the OV's over distance the various types of optical fibres have been proposed [2]. However, the mutual influence of torsional mechanical stress (TMS) and anisotropy on the propagation of OV's in optical fibres has not yet been considered. In this way, the main goal of this work is to study whether OV's can propagate in such fibres without changing its form, i.e. as the generic modes.

As a model we consider the weakly guiding ($\Delta \ll 1$) optical fibre with TMS with elliptical cross-section and it is assumed that the fibre consists of the core with the radius r_0 and an infinite cladding. The refractive index of the model under consideration is:

$$n^2(r, \varphi) = n^2(r)I - 2n_{co}^2 \Delta \delta r f'_r I \cos 2\varphi + qp_{44} n_{co}^4 r \begin{pmatrix} 0 & 0 & \sin \varphi \\ 0 & 0 & -\cos \varphi \\ \sin \varphi & -\cos \varphi & 0 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Here $n^2(r)$ is the refractive index of an ideal fibre, Δ is the height of the refractive index profile, n_{co} is the values of the refractive index in the core, $f(r) = \theta(r/r_0 - 1)$, θ being the unity step, $I = \text{col}(1,1,1)$, $q = 2\pi/H$ (H being the pitch of twist). The second term in (1) is connected with ellipticity of the fibre's cross-section and the ellipticity parameter $\delta \ll 1$. The last term in (1) accounts for TMS and $p_{44} = 0.5(p_{11} - p_{12})$, p_{11} and p_{12} are the photoelastic constants. Cylindrical polar coordinates (r, φ, z) are implied and the axis z is the fibre's axis. Note that tensor (1) acts in Cartesian basis: $\vec{E} = \text{col}(E_x, E_y, E_z)$, where \vec{E} is the electric field.

To get the modes of elliptic fibres with TMS we solve the vector wave equation for nonmagnetic anisotropic media by means of perturbation theory [1].

We consider the case when the effect of TMS and ellipticity of the transverse cross-section on light's propagation is much greater than the influence of the SOI. The higher-order modes with the azimuthal number $l = 1$ of such fibres are found to be:

$$\begin{aligned} |\Phi\rangle_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} F_n(r) \begin{pmatrix} \sin \theta e^{i\varphi} - \cos \theta e^{-i\varphi} \\ 1 \\ i \end{pmatrix}, \quad |\Phi\rangle_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} F_n(r) \begin{pmatrix} \cos \theta e^{i\varphi} + \sin \theta e^{-i\varphi} \\ 1 \\ i \end{pmatrix}, \\ |\Phi\rangle_3 &= \frac{1}{\sqrt{2}} F_n(r) \begin{pmatrix} \sin \theta e^{i\varphi} - \cos \theta e^{-i\varphi} \\ 1 \\ -i \end{pmatrix}, \quad |\Phi\rangle_4 = \frac{1}{\sqrt{2}} F_n(r) \begin{pmatrix} \cos \theta e^{i\varphi} + \sin \theta e^{-i\varphi} \\ 1 \\ -i \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (2)$$

$\text{tg} 2\theta = \frac{|D_n|}{\Sigma_n}$, $D_n \propto k^2 n_{co}^2 \delta \Delta$, $\Sigma_n = \frac{k^2 q |p_{44}| n_{co}^4}{\beta_n^0}$, n - radial number, $0 < \theta < \frac{\pi}{4}$. The corresponding propagation constants are:

$$\beta_{1,2} = \beta_n^0 + \frac{1}{2\beta_n^0} \left(-\Sigma_n \pm \sqrt{\Sigma_n^2 + D_n^2} + G_{1,2} \right), \quad \beta_{3,4} = \beta_n^0 + \frac{1}{2\beta_n^0} \left(\Sigma_n \pm \sqrt{\Sigma_n^2 + D_n^2} + G_{3,4} \right) \quad (3)$$

где $G_{1,4} = A_n + (B_n - A_n) \cos^2 \theta$, $G_{2,3} = B_n - (B_n - A_n) \cos^2 \theta$.

Expressions (2) and (3) are valid under the two following conditions:

$$\sin \theta \gg \frac{|B_n|}{2|D_n|} \quad \text{and} \quad \frac{4\Sigma_n}{|B_n|} \gg 1. \quad (4)$$

It is seen that fields (2) are circularly polarized, which is obviously connected with the influence of the large twist-induced birefringence against the background of small SOI. The main feature of the modes (2) is that they are represented by a weighted superposition of two ideal (with an axially symmetric intensity distribution) OV's with the opposite signs of their topological charges. It is well known that such a superposition all by itself presents an OV with the well defined topological charge, which coincides with the charge of the partial OV with the largest weight coefficient. Naturally, this statement holds as long as weight coefficients in such a superposition are different. It is easy to understand that the topological charges of the modes (2) are: $l_{1,3} = -1$, $l_{2,4} = 1$ and these values remain the same as the parameter θ varies within its valid region. Such a behavior is an example of the exactly topological stability of OV's. Nevertheless, changing the parameter θ (through fibre parameters) manifests itself in changing such a fundamental characteristic of the field as the orbital angular momentum (OAM). Indeed, it is known that in the general case the OAM is not determined only by the topological charge as it takes place in the simplest cases. It is straightforward to show that the modes (2) have the following OAM: $L_z^{1,3} = -\cos 2\theta$, $L_z^{2,4} = \cos 2\theta$, where the upper indices stand for the mode number. It should be noted that as the twist pitch H decreases the OAM tend to the maximal values ± 1 . Such a behavior can be easily understood if we consider the corresponding limiting case for modes (2). Indeed, as $\Sigma_n \gg |D_n|$, the modes become almost ideal OV's with the OAM (in relative units) coinciding with their topological charges. Such a regime could be useful when OV's are utilized as information carriers and should have the well-defined OAM. Within this regime one has to be especially careful with meeting conditions (4) under which the modes (2) are valid.

It is easy to see from Eq. (3) that all the mode propagation constants are well-spaced, thus making the OV's in Eq. (2) stable with respect to small (in comparison with effect of ellipticity and TMS) external perturbations. In other words, circularly polarized OV's are the generic modes of the strongly elliptical optical fibres with TMS.

References

1. Alexeyev C N, Lapin B A, Yavorsky M A. Optical vortices and topological phase in strongly anisotropic coiled fewmode optical fibers // J. Opt. Soc. Am. B. 2007. V.24, №10. 2665-2675.
2. Alexeyev C N, Volyar A V and Yavorsky M A Fiber Optical Vortices // Lasers, Optics and Electro-Optics Research Trends. New York : ed. Lian I. Chen, Nova Publishers. 2007. 131-223.
3. Gahagan K T, Swartzlander G A, Jr. Optical vortex trapping of particles // Opt. Lett. 1996. V.21. № 11. 827-829.
4. Gibson G, Courtial J, Padgett M, Vasnetsov M, Pas'ko V, Barnett S, Franke-Arnold S. Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum // Opt. Express. V.12. 5448-5456.
5. Swartzlander G A, Jr. The optical vortex coronagraph // J. Opt. A 2009 V. 11. 090422.

The author expresses gratitude to supervisor **Maksym Alexandrovich Yavorsky** for setting the tasks and his advices in solving problems.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕИВАЮЩИХ СВОЙСТВ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ПЛАЗМОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ АНТЕНН НА ОСНОВЕ МЕТОДА ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Барышев Александр Вячеславович

Научный сотрудник, к.ф.-м.н.

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: alexandr.baryshev@gmail.com

В последнее время большое внимание со стороны ученых уделяется таким областям науки, как фотоника и плазмоника [1]. В частности большое количество работ посвящено исследованию рассеивающих свойств оптических антенн, представляющих собой кластер наноразмерных частиц, расположенных внутри либо вблизи слоистого интерфейса. Подобно антеннам радио- и микроволнового диапазона оптические антенны преобразуют энергию свободно распространяющегося излучения в энергию локализованной волны, и наоборот. Благодаря уникальному свойству металлических наноструктур, проявляющих свойства сильно неидеальной плазмы при оптических частотах, оптические антенны позволяют усилить взаимодействие света с веществом. Данное обстоятельство открывает широчайшую область их потенциального применения и позволяет с успехом использовать оптические антенны для увеличения эффективности работы различных современных электронных устройствах, таких как, солнечные батареи, фотодетекторы, биосенсоры, сканирующие микроскопы ближнего поля [1].

В настоящее время большинство исследований посвящено изучению рассеивающих свойств плазмонных оптических антенн, представляющих собой систему из металлических, в основном золотых, частиц, расположенных в слоистой среде. Такая оптическая антенна, как правило, возбуждается плоской электромагнитной волной, распространяющейся перпендикулярно границам раздела сред. В основе такой конфигурации оптической антенны лежит эффект локализованного поверхностного плазмонного резонанса.

Недавно был открыт эффект экстремального рассеяния энергии [2], проявляющийся в области неизлучающих волн, когда возбуждающая плоская волна распространяется под углом, большим угла полного внутреннего отражения. Эффект заключается в резком, на порядок и более, возрастании интенсивности рассеянной волны. Открытие этого эффекта позволило предложить новую конструкцию оптической антенны, в которой в роли рассеивателей могут рассматриваться как диэлектрические, так и металлические наночастицы, расположенные вблизи поверхности слоистого интерфейса.

На основе метода дискретных источников [2] проведено математическое моделирование рассеивающих свойств диэлектрических и плазмонных оптических антенн, представляющих собой кластер диэлектрических и металлических наночастиц соответственно, расположенных вблизи поверхности тонкой пленки из благородного металла, нанесенной на поверхность стеклянной подложки. Моделирование проведено в том числе и в области неизлучающих волн, где проявляется эффект экстремального рассеяния энергии. Будут представлены диаграммы рассеяния в дальней зоне, демонстрирующие направляющие рассеивающие свойства данных антенн.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ. Проект № 12-02-31878-мол_а.

Литература

1. Novotny, L. Hulst, van N. Antennas for light // Nature Photonics. 2011, №5. p. 83-90.
2. Eremin, Yu. Eremina, E. Grishina, N. Wriedt, T. Extreme scattering effect: Light scattering analysis via the Discrete Sources Method // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2011, №112. p. 1687-1696.

**МАЛОСИГНАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ГРАФЕНОВОГО ТРАНЗИСТОРА ДЛЯ
ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПРИМЕНЕНИЯ****Батманова Дария Константиновна***Аспирант**Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», факультет автоматики
и электроники, Москва, Россия**E-mail: evily@inbox.ru*

Радиочастотные электронные устройства играют важную роль в современных телекоммуникационных системах, требующих низкое энергопотребление на высоких частотах, высокую степень интеграции, хорошую производительность даже в сложных условиях, таких как радиация и т.д. Уникальные свойства графена дают возможности для улучшения маломощных радиочастотных усилителей. В данной работе представлена аналитическая малосигнальная модель высокочастотного графенового полевого транзистора. Модель, главным образом, основана на явном распределении химического потенциала в графеновом канале, полученном при решении уравнения непрерывности тока в диффузионно-дрейфовом приближении[1]. Производительность высокочастотного полевого транзистора на основе графена характеризуется следующими малосигнальными параметрами: крутизна (transconductance, g_m), выходная проводимость (g_D), ёмкости затвористок (C_{GS}) и затвор-сток (C_{GD}). Моделирование малосигнальной крутизны и выходной проводимости проводилось с учетом двух режимов насыщения тока стока (насыщение скорости носителей заряда и уменьшение концентрации носителей около стока). Также представлено аналитическое выражение такого широко используемого показателя добротности высокочастотных устройств, как частота среза. Модель учитывает влияние паразитных сопротивлений и ёмкостей, в том числе ёмкости поверхностных состояний.

Были получены аналитические выражения для малосигнальных ёмкостных и токовых характеристик графенового полевого транзистора в полуклассическом диффузионно-дрейфовом приближении. Предложенная модель позволяет описать влияние на малосигнальные характеристики и частоту среза ёмкости поверхностных состояний, квантовой ёмкости, а также контактных сопротивлений.

Литература

1. G. I. Zebrev, "Graphene Field Effect Transistors: Diffusion-Drift Theory", a chapter in "Physics and Applications of Graphene – Theory", Ed. by S. Mikhailov, Intech, 2011.
2. S.M. Sze, K.K. Ng, "Physics of Semiconductor Devices," 3rd edition, Wiley-Interscience, 2007.
3. I. Meric et al. "RF performance of top-gated, zero-bandgap graphene field-effect transistors," IEDM, 2008
4. E.H. Nicollian, J.R Brews, 1982, MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology, Bell Laboratories, Murray Hill, USA
5. F. Schwierz, "Graphene Transistors," Nature Nanotechnology, 30 May 2010 | doi: 10.1038/nnano.2010.89
6. F. Schwierz, J.J. Liou, "RF transistors: Recent developments and roadmap toward terahertz applications," Solid. State Electronics, 51, 1079–1091(2007)
7. J.-P. Raskin, "SOI Technology: An Opportunity for RF Designers?" Journal of Communications and Information Technology, No.4, 2009.
8. I. Meric et al. "RF performance of top-gated, zero-bandgap graphene field-effect transistors," IEDM, 2008
9. S. Russo et al., "Contact resistance in graphene-based devices", Physica E, Volume 42, Issue 4, p. 677-679, 2010
10. M.S. Shur, "Physics of Semiconductor Devices," Prentice-Hall International, Inc., 1990.
11. "Impact of contact resistance on the transconductance and linearity of graphene transistors", Appl. Phys. Lett. 98, 183505 (2011)
12. X. Yang, G. Liu, M. Rostami, A. Balandin, and K. Mohanram "Graphene Ambipolar Multiplier Phase Detector" IEEE Trans. Electron Devices (in press).
13. Lei Liao et al., "High-speed graphene transistors with a self-aligned nanowire gate," doi:10.1038/nature09405, 2010.

14. Bresciani, M., P. Palestri, D. Esseni & L. Selmi, 2009, in Proc. ESSDERC (IEEE), 480–483.
15. Castro, E. V. et al., 2007, «Biased bilayer graphene: semiconductor with a gap tunable by the electric field effect», Phys. Rev. Lett. 99, 216802.
16. Cervantes-Sodi, F., G. Csanyi, S. Picanec & A. C. Ferrari, 2008, «Edge-functionalized and substitutionally doped graphene nanoribbons: electronic and spin properties», Phys. Rev. B 77, 165427.
17. Chen, F., J. Xia, D. K. Ferry, & N. Tao, 2009, «Dielectric screening enhanced performance in graphene FET», Nano Lett. 9, 2571–2574.
18. Chen, J.-H., C. Jang, S. Xiao, M. Ishigami & M. S. Fuhrer, 2008, «Intrinsic and extrinsic performance limits of graphene devices on SiO₂», Nature Nanotech. 3, 206–209.
19. Chen, Z. & J. Appenzeller, 2008, in Tech. Dig. IEDM (IEEE), paper 21.1.
20. Chen, Z., Y.-M. Lin, M. J. Rooks, & Ph. Avouris, 2007, «Graphene nano-ribbon electronics», Physica E 40, 228–232.
21. J.-H. Chen, C. Jang, M. Ishigami, S. Xiao, W. G. Cullen, E. D. Williams, and M. S. Fuhrer, Solid State Commun. 149, 1080 (2009)
22. Emelianov V.V.; Zebrev, G.I., Ulimov, V.N., Useinov, R.G.; Belyakov V.V.; Pershenkov V.S., “Reversible positive charge annealing in MOS transistor during variety of electrical and thermal stresses,” IEEE Trans. on. Nucl. Sci., 1996, No.3, Vol. 43, pp. 805-809.
23. G.I. Zebrev, “Graphene nanoelectronics: electrostatics and kinetics”, Proceedings of the SPIE, Volume 7025, p. 70250M-9 (2008).
24. Zebrev G.I. “Graphene Field Effect Transistors: Diffusion-Drift Theory”, “Graphene, Theory, Research and Applications”, Intech, 2010.
25. Zebrev G.I., Useinov R.G., “Simple model of current-voltage characteristics of a metal–insulator–semiconductor transistor”, Fiz. Tekhn. Polupr. (Sov. Phys. Semiconductors), Vol. 24, No.5, 1990, pp. 777-781.
26. Зебрев Г. И. Вольтамперная характеристика МОП транзистора с учетом зависимости подвижности от продольного электрического поля // ФТП. – 1992. Т. 26. №1. – С. 47-49.
27. Yu-Ming Lin, Keith A. Jenkins, Alberto Valdes-Garcia, Joshua P. Small, Damon B. Farmer, and Phaedon Avouris “Operation of Graphene Transistors at Gigahertz Frequencies”, Nano Letters, V.9, No.1, 422-426, 2009.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ АНАЛИЗА ДВИЖЕНИЯ ИОНОВ В ОБЛАСТИ ДРЕЙФА СПЕКТРОМЕТРА ИОННОЙ ПОДВИЖНОСТИ

Бисярин Николай Николаевич

ООО «Шибболет»

Аспирант

Рязанский государственный радиотехнический университет, факультет электроники,

Рязань, Россия

E-mail: n.n.b@list.ru

Спектрометр ионной подвижности состоит из устройства отбора пробы газа, аналитической ячейки и электронного блока регистрации и обработки сигнала. Аналитическая ячейка содержит ионизатор, затвор для порционного отбора ионов на анализ, систему дрейфовых электродов с однородным ускоряющим электрическим полем для разделения ионов по типам и коллектор для регистрации по количеству и по времени прилета групп ионов из дрейфового пространства. Оптимизация работы спектрометра заключается в подборе геометрической конструкции и электрических параметров, при которых обеспечиваются наилучшие аналитические характеристики. Внесение изменений в систему и подбор оптимальных параметров может оказаться трудоемкой задачей. Для ускорения процесса проектирования и повышения эффективности разработки можно создать теоретическую модель, позволяющую определять влияние геометрических, электрических и параметров окружающей среды на аналитические характеристики устройства.

Математическая модель для анализа движения ионов в области дрейфа спектрометра ионной подвижности построена на решении уравнения переноса ионов. Уравнение переноса позволяет проанализировать пространственно-временную эволюцию сгустка первичных ионов, участвующих в диффузии и в реакциях с молекулами, во время дрейфа под действием

внешнего электрического поля. Геометрия аналитических трубок дрейфа является цилиндрической и решение уравнение переноса следует рассматривать в цилиндрической системе координат. Поток ионов через пространство дрейфа, описывается соотношением:

$$\Phi(0, z, t) = \frac{A}{2} \left(v_d + \frac{z}{t} \right) \frac{s e^{-\alpha z}}{4(\pi D_L t)^{1/2}} \left[1 - \exp\left(-\frac{r_0^2}{4D_T t}\right) \right] \exp\left[-\frac{(z - v_d t)^2}{4D_L t}\right], \quad (1)$$

где A – площадь коллектора, v_d – скорость дрейфа ионного сгустка, s – поверхностная плотность ионов, α – коэффициент рекомбинации, D_L , D_T – продольный и поперечный коэффициенты диффузии, r_0 – радиус входного отверстия. Соотношение (1) позволяет осуществить расчет теоретического профиля времяпролетного спектра. Входными параметрами модели являются площадь входного отверстия, через которое ионы поступают в пространство дрейфа, и площадь выходного отверстия, являющееся площадью коллектора, длина области дрейфа, напряженность электрического поля в области дрейфа. Задание начальной поверхностной плотности ионов позволяет моделировать влияние тока разряда на характеристики прибора. Задавая коэффициент подвижности известной группы ионов (например, реактант-ионов) можно осуществить построение времяпролетного спектра этих ионов.

Колебания температуры среды и атмосферного давления в условиях эксплуатации спектрометра могут достигать, соответственно, десятков градусов и мм.рт.ст. в зависимости от погодных условий и географического положения. Некоторые выпускаемые модели спектрометров ионной подвижности имеют термостатированные аналитические ячейки, что позволяет исключить влияние температуры на разброс выходных параметров. В тоже время термостатирование ячейки может привести к увеличению массогабаритных показателей и увеличению потребляемой мощности, что негативно сказывается на эксплуатационных характеристиках портативного устройства. Аналитическая ячейка через систему выводов сообщается с атмосферой. Модель позволяет оценить влияние факторов окружающей среды на аналитические характеристики спектрометра.

При построении времяпролетного спектра на основании решения уравнения переноса принимается допущение, что рассматриваемый ионный сгусток мгновенно создается с плотностью, равномерной в тонком диске, и дрейфует в неограниченном пространстве под действием постоянного электрического поля и число ионов которого может уменьшаться за счет реакции с нейтральными молекулами газа. Для объективной оценки разрешения следует принимать во внимание конечную величину времени формирования ионного сгустка. Для этого используется соотношение:

$$\Delta t^2 = t_1^2 + t_2^2, \quad (2)$$

где t_1 – ширина пика в момент его образования вблизи затвора, t_2 – ширина пика, который достигал бы коллектора при времени t_1 , стремящимся к нулю. Для определения уширения ионного пакета величина t_2 определяется из теоретического времяпролетного спектра, полученного из уравнения, а величина t_1 – временем формирования ионного пакета при прохождении ионного затвора.

В модели предполагается реализация возможности учета свойств дрейфового газа, в котором осуществляется движение ионного пакета, не только посредством задания коэффициентов диффузии, но и учета массы молекул газа и их поляризуемости.

Используя модель, проведено сравнение рассчитанного теоретического времяпролетного спектра с экспериментальными результатами при входных параметрах соответствующих реальным параметрам экспериментального спектрометра ионной подвижности с источником ионов на основе коронного разряда. Максимальная погрешность модели достигает 15 % и меняется в зависимости от напряженности поля. Погрешность возникает вследствие наличия слабой зависимости коэффициента подвижности от напряженности электрического поля. Если принимать в расчет эту зависимость можно существенно снизить возникающую погрешность.

Использование данной модели позволяет выполнять расчет и оценку параметров спектрометра ионной подвижности до внесения реальных изменений в аналитическую ячейку. Производить оценку и подбор геометрических и электрических параметров, с учетом влияния факторов окружающей среды для обеспечения наилучших аналитических характеристик.

Слова благодарности

Автор выражает глубокую признательность к.ф.-м.н., директору ООО «Шибболет» Черняку Евгению Яковлевичу за всестороннее содействие.

РЕГУЛЯРИЗОВАННЫЕ УРАВНЕНИЯ МЕЛКОЙ ВОДЫ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ ЖИДКОСТИ В КАНАЛАХ С УСТУПАМИ И ГИДРОТЕХНИЧЕСКИХ СООРУЖЕНИЯХ

Булатов О.В.¹, Елизарова Т. Г.²

¹аспирант

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

E-mail: dombulatov@mail.ru

²профессор

Институт прикладной математики им. М.В.Келдыша РАН, Москва, Россия

E-mail: telizar@yahoo.com

В работе [2] был предложен численный метод для решения задач в рамках модели мелкой воды. Этот метод основан на осреднении уравнений по малому временному промежутку, в результате которого получаются регуляризованные уравнения мелкой воды. Похожие численные методы применялись к широкому кругу гидродинамических и газодинамических задач [1]. Уравнения аппроксимируются с использованием интегро-интерполяционного метода, получившая явная по времени схема хорошо себя показала для нестационарных задач, удобна для распараллеливания и адаптирована для неструктурированных сеток. Численный метод на основе регуляризованных уравнений также адаптирован для задач с "сухим дном", которые нашли свое применение при расчете набегания волн цунами на берег.

Для простоты приведем только одномерный вид регуляризованных уравнений мелкой воды

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial j_m}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial hu}{\partial t} + \frac{\partial j_m u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{gh^2}{2} \right) = \left(h - \tau \frac{\partial hu}{\partial x} \right) \cdot \left(f - g \frac{\partial b}{\partial x} \right) + \frac{\partial \Pi}{\partial x}$$

$$j_m = h(u - w), \quad w = \frac{\tau}{h} \left(\frac{\partial hu^2}{\partial x} + gh \frac{\partial h}{\partial x} + gh \frac{\partial b}{\partial x} - hf \right)$$

$$\Pi = uh \tau \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial h}{\partial x} + g \frac{\partial b}{\partial x} - f \right) + \tau gh \left(u \frac{\partial h}{\partial x} + h \frac{\partial u}{\partial x} \right)$$

В данной записи $h(x, t)$ и $u(x, t)$ обозначают глубину жидкости и ее скорость, $b(x)$ для профиля дна, f играет роль внешней силы (сила ветра, сила Кориолиса, сила трения о дно), g для ускорения свободного падения. Символом τ обозначен параметр регуляризации, который имеет размерность времени. В случае $\tau \rightarrow 0$ уравнения с добавочными членами превращаются в классические уравнения мелкой воды. При численных расчетах на сетках с характерным шагом Δx параметр регуляризации вычисляется как $\tau = \alpha \Delta x \sqrt{gh}$ с численным коэффициентом $0 < \alpha < 1$. Такая регуляризация позволяет использовать центральную аппроксимацию для всех пространственных производных, включая конвективные слагаемые.

Для задач с "сухим дном" используется следующий подход, который был изложен в

работе [3]. Введем параметр отсечения ε для глубины жидкости h . В численном алгоритме ставится условие: если $h < \varepsilon$, тогда $u = 0$ и $\tau = 0$; иначе проводится стандартный расчет.

Если градиент дна ограничен, то параметр отсечения связан с характерным шагом сетки (в работе рассматриваются другие формы этого соотношения)

$$\varepsilon \geq \Delta x \left(\left| \frac{\partial b}{\partial x} \right| \right)_{\max}$$

Получившийся численный алгоритм является хорошо сбалансированным, что подтверждается на проведенных тестовых задачах. Например, точность решения для задачи о покоящейся жидкости при наличии выпуклой поверхности с сухим дном (рис. 1) составляет порядка $\sim 10^{-5}$.

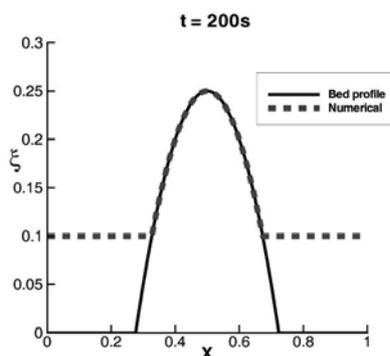


Рис. 1. Поверхность покоящейся жидкости при наличии выпуклой поверхности с сухим дном

Численные результаты для задачи "набегания цунами на берег с постоянным наклоном" показаны на рис. 2. Справа постановка задачи, а слева эволюция во времени движения береговой точки по сравнению с известным решением. Постановка задачи и данные с информацией об известном решении были взяты из открытых источников [4]. Особенно на графике заметно, что сгущение сетки приводит к лучшему соответствию с данным решением задачи.

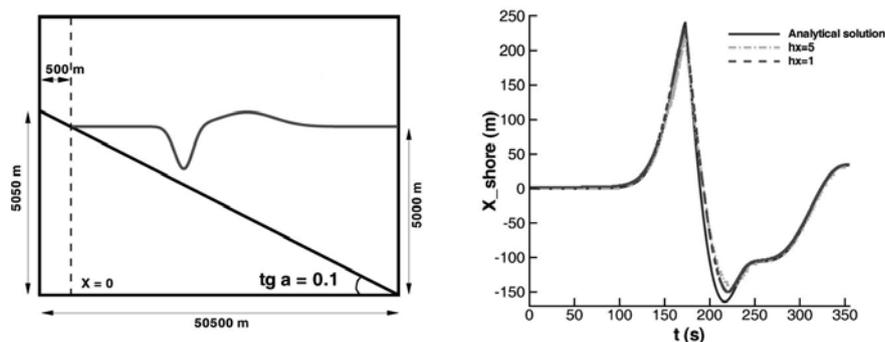


Рис. 2. Набегание цунами на берег с постоянным наклоном: постановка задачи (слева) и эволюция во времени положения береговой точки (справа)

Дополнительно в презентации будет приведен численный алгоритм для двумерного случая вместе с результатами расчета двумерных задач.

Литература

1. Елизарова Т.Г. Квазигазодинамические уравнения и методы расчета вязких течений. М.: Научн. мир, 2007.
2. Elizarova T.G., Bulatov O.V. Regularized shallow water equations and a new method of numerical simulation of the open channel flows // Computers & Fluids. 2011. N 46. p. 206–211
3. Ricchiuto M., Bollermann A. Stabilized residual distribution for shallow water simulations. // J.Comput. Physics. 2009. V. 228. N 4. p. 1071–1115
4. <http://isec.nacse.org/workshop/2004/cornell/bmark1.html>

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СУПЕРКОНДЕНСАТОРОВ ПУТЕМ РЕШЕНИЯ
ОБРАТНОЙ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ**

Вильданова М.Ф., Бибииков С.Б., Мальцев А.А., Гольдберг В.М.

Младший научный сотрудник, аспирантка

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля Российской Академии Наук, Москва, Россия

E-mail: vildanova89@mail.ru

В данной работе была создана электрофизическая установка для проведения измерений параметров модельных ячеек суперконденсаторов (СК) для исследования свойств материалов. Был предложен оригинальный метод и разработан пакет программ для управления экспериментом и анализа данных, позволяющий оперативно получить информацию об электрофизических параметрах СК-ячейки: величине полезной суммарной ёмкости ячейки, а также величине внутреннего сопротивления саморазряда и сопротивлению электрода-коллектора, ограничивающего отдаваемую электрическую мощность.

Для определения параметров СК-ячейки была использована измерительная схема на базе программируемого источника тока/напряжения Б5-80, моста сопротивлений Р33, измерительного вольтметра/амперметра В5-80, соединённого с компьютером. На рисунке 1(а) приведена принципиальная схема установки.

Измерения проводились в двух режимах:

- 1) измерение кинетики тока зарядки/разрядки при воздействии на ячейку перепада напряжения;
- 2) измерение вольтамперных характеристик (ВАХ) при воздействии линейно-циклического напряжения, в соответствии с рисунком 1(б).

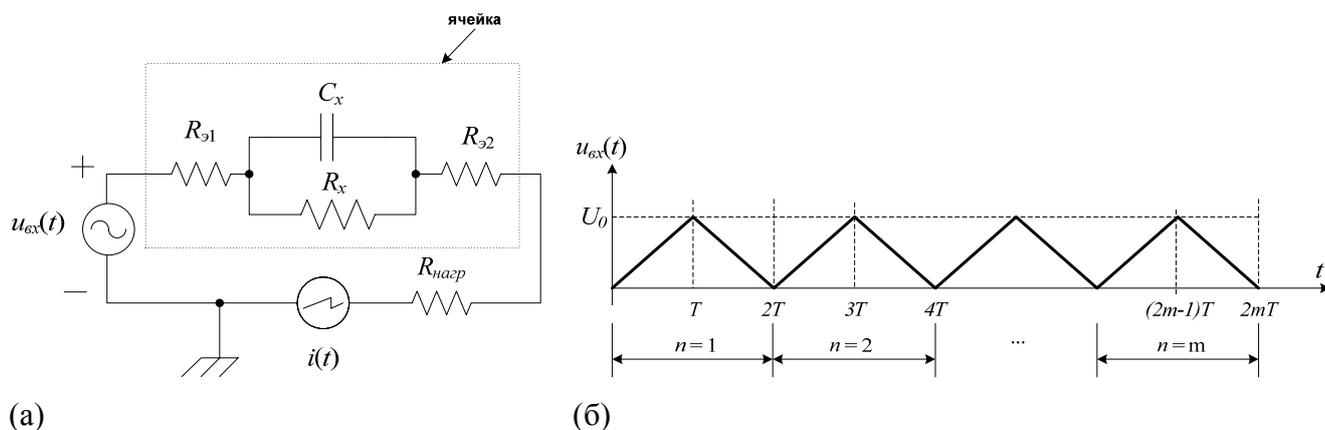


Рисунок 1. Эквивалентная схема измерительной схемы для исследования ВАХ электрохимической ячейки типа суперконденсатора (а) и временная зависимость приложенного напряжения при измерениях циклограммы (б).

Отклик тока $i(t)$ разбивается на две группы решений:

- 1) для полупериода возрастания напряжения $u_{ex}(t)$ в цикле m (обозначаемого далее индексом m^+), в котором зависимость $u_{m^+} \equiv u_{ex}(t)$ на интервале времени t_{m^+} определяется выражениями:

$$\forall 2(m-1)T \leq t_{m^+} < (2m-1)T, \quad u_{m^+} = \frac{U_0}{T}t - 2(m-1)U_0; \quad (1)$$

- 2) аналогично, для полупериода спада напряжения $u_{ex}(t) \equiv u_{m^-}$ в цикле m на интервале t_{m^-} :

$$\forall (2m-1)T \leq t_{m-} < 2mT, \quad u_{m-} = -\frac{U_0}{T}t + 2mU_0. \quad (2)$$

Строгое решение задачи для произвольного конечного числа циклов m должно учитывать "предысторию" зарядок и разрядок. В результате работы были получены точные выражения для соответствующих полупериодов:

для полупериода нарастания напряжения $u_{m+}(t_{m+})$ в цикле m зависимость тока $i_{m+}(t_{m+})$ имеет вид:

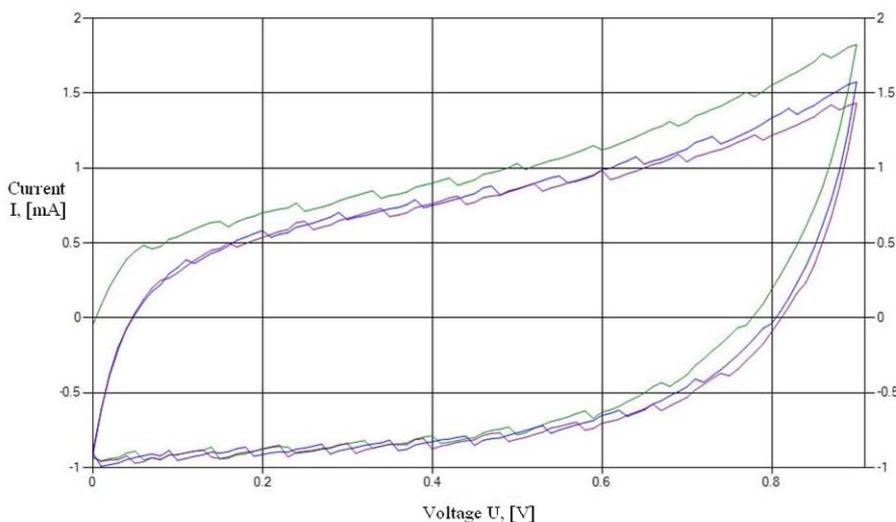
$$i_{m+}(t_{m+}) = \frac{U_0}{R_0} \left[\frac{t_{m+}}{T} - 2(m-1) \right] + \frac{\beta \cdot U_0}{R_n} \cdot \frac{1}{\gamma} \left[1 - e^{\left(\frac{-t_{m+}}{\tau}\right)} \cdot \frac{1 - e^\gamma + 2e^{\gamma(2m-1)}}{e^\gamma + 1} \right] \quad (3)$$

аналогично, для полупериода спада напряжения $u_{m-}(t_{m-})$ в цикле m для тока $i_{m-}(t_{m-})$ получим:

$$i_{m-}(t_{m-}) = \frac{U_0}{R_0} \left[2m - \frac{t_{m-}}{T} \right] - \frac{\beta \cdot U_0}{R_n} \cdot \frac{1}{\gamma} \left[1 + e^{\left(\frac{-t_{m-}}{\tau}\right)} \cdot \frac{1 - e^\gamma - 2e^{\gamma 2m}}{e^\gamma + 1} \right]. \quad (4)$$

В ходе работы методом циклической вольтамперометрии были выполнены измерения ёмкости модельных СК-ячеек (Рисунок 2). Используя полученные данные, можно, решая обратную задачу методом параметрической оптимизации по алгоритму Левенберга-Марквордта, определять искомые величины ёмкости и сопротивлений по данным первых трёх циклов ВАХ.

Рисунок



2.

Циклограмма ВАХ образца СК-ячейки.

В итоге был разработан пакет программ (VAmpCurve, Vamp_CurveFit) для управления экспериментом и расчёта параметров ячеек. Представленная методика измерения и алгоритмы обработки результатов являются простыми по сравнению с классическим методом, требующим проведения дополнительных экспериментов и расчетов, а также эффективными и оригинальными.

Литература.

1. D. Andrienko. Cyclic Voltammetry. Max Planck Institute for Polymer Research. Jan. 22, 2008. 12 p.

КЛАССИФИКАЦИЯ УРАВНЕНИЙ КОЛЕБАНИЙ ОТНОСИТЕЛЬНО ПРЕОБРАЗОВАНИЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

Гриценко Д.С.

Магистрант 2-го года обучения

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

E-mail: zishihuandi@gmail.com

Кiryukhin O.M.

Магистрант 2-го года обучения

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

E-mail: kiryukhin@physics.msu.ru

Рассмотрим задачу классификации обыкновенных дифференциальных уравнения вида:

$$y'' = f(y, u), \quad (1)$$

с управляющим параметром u относительно преобразований обратной связи [2]

$$\varphi: (x, y, u) \text{ а } (X(x, y), Y(x, y), U(u)),$$

В работе [1] найдены такие преобразования, которые сохраняют класс уравнений (1). Такие преобразования действуют на функцию f в уравнении следующим образом.

Рассмотрим расслоение $\pi: \check{Y}^3 \rightarrow \check{Y}$, $\pi: (y, u, z) \text{ а } (y, u)$. Сечения этого расслоения мы отождествим с функциями вида $z = f(y, u)$, входящими в правую часть уравнений (1). Дифференциальные инварианты уравнений (1) — это дифференциальные инварианты псевдогруппы Ли, порожденной следующими векторными полями на \check{Y}^3 :

$$Y_1 = \frac{\partial}{\partial y}, \quad Y_2 = y \frac{\partial}{\partial y}, \quad Y_3 = z \frac{\partial}{\partial z}, \quad Y_4 = H(u) \frac{\partial}{\partial u}.$$

Здесь H — произвольная гладкая функция. Укажем дифференциальные инварианты до третьего порядка этой псевдогруппы Ли:

$$J_{21} = \frac{z_{yy}z}{z_y^2}, \quad J_{22} = \frac{z_{yu}z}{z_y z_u},$$

$$J_{31} = \frac{z_{yyy}z^2}{z_y^3}, \quad J_{32} = \frac{z_{yyu}z^2}{z_y^2 z_u}, \quad J_{33} = \frac{(z_u z_{yuu} - z_{yu} z_{uu})z^2}{z_u^3 z_y}.$$

В терминах этих инвариантов формулируются условия локальной эквивалентности уравнений типа (1) относительно преобразований обратной связи.

Аналогичные методы классификации гамильтоновых систем с управляющим параметром применялись в работе [2].

Литература

1. Гриценко Д., Кiryukhin O. Дифференциальные инварианты квазигармонических уравнений колебаний с управляющим параметром // Тезисы докладов международной конференции “Геометрические методы в физике и теории управления”, 17–23 декабря 2012, Москва. С. 34.
2. Kushner A., Lychagin V. Petrov Invariants for 1-D Control Hamiltonian Systems // Global and Stochastic Analysis. 2012. Vol. 2, No. 1. P. 241–264.

РАСЧЁТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕЧЕНИЯ В ПЕРВЫХ ДВУХ ВЫСОКОНАГРУЖЕННЫХ СТУПЕНЯХ ПЕРСПЕКТИВНОГО КВД

Дружинин Ярослав Михайлович

Студент (магистр),

*Московский физико-технический институт, ф-т аэромеханики и летательной техники,
yadjoker@yandex.ru*

До недавнего времени учет нестационарного характера работы лопаточной машины выражался главным образом в условиях отсутствия высоких уровней вибрации и резонансов. В основе традиционных методов проектирования положены представления о стационарности течения в венцах. В настоящее время усилия разработчиков направлены на создание малоступенчатых высоконагруженных машин, высокая эффективность которых может быть достигнута только с учетом нестационарности процесса сжатия.

В ЦИАМ ведутся разносторонние экспериментальные и расчётные работы по исследованию перспективного высоконагруженного двухступенчатого компрессора НРС (High pressure compressor). Конструкция НРС разработана, исходя из того, что он, в основном, предназначен для исследования клокинг эффектов направляющих аппаратов и рабочих колес. Клокинг эффект – это влияние взаимного окружного расположения роторов или статоров на характеристики.

Численное моделирование течения выполнено при помощи программного комплекса 3DFS, созданного для решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса. При проведении расчетов использована блочно-структурированная H-сетка.

Первый этап исследования соответствует стационарной постановке задачи и позволяет быстро оценить характеристики устройства. Второй этап – нестационарная постановка и исследование клокинг эффектов. Полученные поля статического давления и энтропии представлены на рис. 1. Результаты показали, что клокинг роторов не сопровождается существенным изменением расхода, степени сжатия и КПД процесса, но вызывает значительные изменения в аэродинамической нагрузке на лопатках второго ротора, а также на направляющем аппарате, расположенном между роторами (разница составила 20% и 30% соответственно).

В работе проведён анализ нестационарных характеристик, измеренных в эксперименте. Наибольшее внимание уделено исследованию пульсаций статического давления на корпусе рабочих колёс с помощью малоинерционных датчиков Kulite. Для увеличения отношения сигнал/шум используется метод когерентного суммирования. С помощью программы Wolfram Mathematica 8.0 произведено дискретное Фурье-преобразование сигнала с каждого датчика, построены спектры.

В работе рассмотрены методические задачи определения поля на периферии с моделированием работы малоинерционных датчиков на основании расчётных данных. Модельная задача преследовала цель определения оптимального количества и расположения датчиков в осевом и окружном направлении. Написана программа, в которой производится накопление данных с датчиков, расположенных в узлах расчётной сетки, соответствующих физическому расположению датчиков в эксперименте. Имеется возможность варьировать частоту опроса моделируемых датчиков.

Выявлено, что основываясь на предположении о стационарности, можно восстановить поле давления с помощью одного ряда датчиков, расположенных вдоль хорды лопатки рабочего колеса. Использование результатов нестационарного расчёта показало существенную зависимость поля, восстановленного по одному ряду датчиков, от углового положения в начальный момент времени. Проведён анализ распределения давления в зависимости от угла и времени, выявлена необходимость использования матрицы датчиков. Написана программа визуализации мгновенного и среднего поля давления на корпусе рабочего колеса.

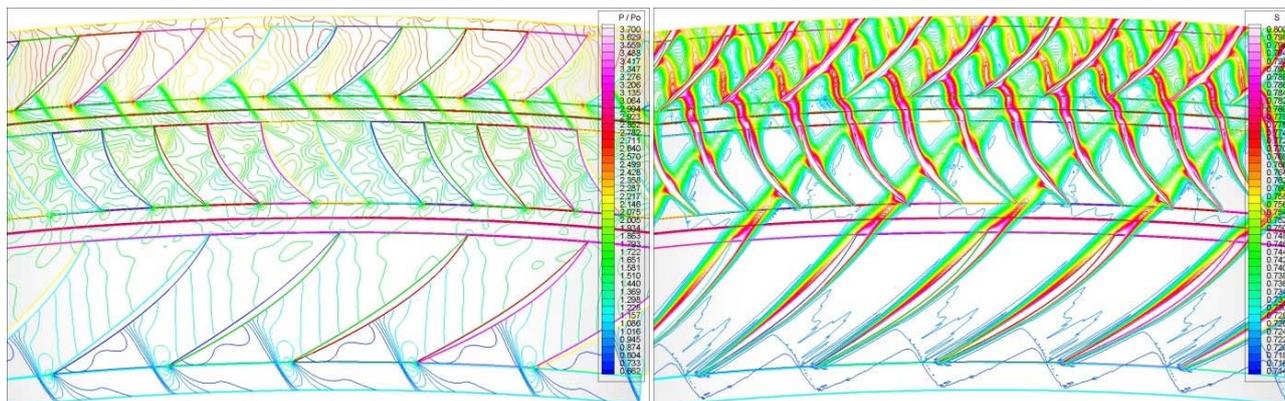


Рис.1. Поля статического давления и энтропии в НРС.

Литература.

1. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М., Наука, 1976, 400с.
2. Колган В.П.. Конечно-разностная схема для расчета двумерных разрывных нестационарных газодинамических решений. Ученые записки ЦАГИ, 1975, т. VI, № 1, 142с.
3. Гуляев А.Н., Козлов В.Е., Секундов А.Н. К созданию универсальной однопараметрической модели для турбулентной вязкости. МЖГ, №4, 1993, 154с.

МЕТОД АНАЛИЗА ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ СПЕКТРОВ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА ПО СЕРИЯМ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Егоров Г.А.

аспирант

Ульяновский государственный университет, инженерно-физический факультет высоких технологий, Ульяновск, Россия
E-mail: egorov_g_a@mail.ru

Наиболее часто успехи исследований внутреннего строения Солнца связывают с результатами, полученными относительно молодой области физики – гелиосейсмологии. Основным диапазоном периодов волн в гелиосейсмологии принят диапазон звуковых колебаний вблизи периода 5 минут. Однако на поверхности Солнца существуют волновые процессы, периоды которых имеют гораздо большую величину и физический механизм существования которых иной, чем звуковые колебания. Мало изученным остаются и по сей день диапазоны периодов, начинающиеся от нескольких часов и более. Это связано с тем, что физические механизмы образования и поддержания волн в этой области разнообразны и содержат достаточно много шумовых составляющих, что делает их изучение достаточно сложным. С другой стороны этот диапазон содержит достаточно много информации о внутреннем строении Солнца, которая может существенным образом дополнять информацию, получаемую в диапазоне звуковых колебаний. Например, в области низких частот можно получать информацию о дифференциальном вращении Солнца и распределении скоростей этого вращения по глубине.

В настоящей работе рассматриваются методы вычисления спектральных характеристик волн в диапазоне периодов $T > 3$ часов по серии изображений Солнца, получаемых с борта солнечной обсерватории SOHO. Эти методы опираются на многомерный спектральный анализ, основанный на методе максимальной энтропии. В работе описаны основные алгоритмы вычисления спектров и их интегральных характеристик, а так же дисперсионных кривых соответствующих процессов. Проанализированы глобальные процессы переноса вещества в различные моменты солнечной активности.

Метод вычисления спектральной плотности на основе антенных решеток

Метод построения спектральной плотности процессов, происходящих на Солнце на основе анализа серий изображений, опирается на широко используемый в геофизике метод фазовых антенных решеток [1-3]. Для построения пространственно-временного спектра волнового процесса, который предполагается стационарным в широком смысле [4], используют оценку фазовых задержек на данной частоте f Фурье-составляющей процесса между всеми парами узлов антенной решетки.

В случае наличия шума или негармоничности падающих волн, фазовые задержки $\Delta\phi_{ab}(f)$ между парами узлов вычисляются с ошибками, что приводит к различным значениям оценок волновых векторов процессов для разных групп узлов на данной частоте f . В этом случае для вычисления волновых векторов используют методы спектрального анализа.

Основой такого подхода, который описан, например, в [4], является последовательная процедура оценивания спектральной матрицы $S_{ab}(f)$ векторного процесса X_i^a и последующее оценивание пространственно-временного спектра $S(\mathbf{k}, f)$ по уже известной спектральной матрице. Вся эта процедура может быть описана в терминах метода максимальной энтропии.

В реальности энтропия пространственно-временного процесса, стационарного в широком смысле с нормальным распределением, описывается формулой [5]:

$$H_s = \frac{1}{2} \int_{-1/2-k_0}^{1/2-k_0} \int_{-k_0}^{k_0} \int_{-k_0}^{k_0} \ln S(\mathbf{k}, f) dk_1 dk_2 dk_3 df. \quad (1)$$

Наилучшей оценкой $S(\mathbf{k}, f)$ является оценка вида:

$$S(k, f) = [Tr(S(f)E(k))]^{-1}. \quad (2)$$

Здесь матрица $E(k)$ имеет следующий вид:

$$\mathbf{E}(\mathbf{k}) = \mathbf{e}^+(\mathbf{k}) \otimes \mathbf{e}(\mathbf{k}),$$

а элементы направляющего вектора гармонической волны $\mathbf{e}(\mathbf{k}) = (e_1, e_2, \dots, e_N)$ вычисляются по формуле:

$$e_a(k) = e^{i(\mathbf{k}, \mathbf{r}_a)}.$$

Оценка (2) является искомой оценкой спектральной плотности сигнала, обоснованной с точки зрения принципа максимальной энтропии.

Список литературы

1. Маклеллан, Дж. Х. Многомерный спектральный анализ / Дж. Х. Маклеллан // ТИИЭР. – 1982. – Т. 70. – № 9. – С. 139–151.
2. Дворянинов, Г. С. Метод максимальной энтропии в многомерном спектральном анализе временных рядов / Г. С. Дворянинов, В. М. Журавлев, А. В. Прусов // Морской гидрофизический журнал. – 1987. – № 3. – С. 41–48.
3. Дворянинов, Г. С. Методы максимальной энтропии и комплексных нормальных мод для многомерного и пространственно-временного спектрального анализа / Г. С. Дворянинов, В. М. Журавлев, Е. М. Лемешко, А. В. Прусов // Моделирование гидрофизических процессов и полей в замкнутых водоемах и морях / под ред. А. С. Саркисяна. – М.: Наука, 1987. – С. 213–228.
4. Журавлев В.М., Журавлев А.В., Егоров Г.А. Оценивание пространственно-временных спектров волновых процессов на основе последовательности изображений с помощью многомерного метода максимальной энтропии // Известия высших учебных заведений, Поволжский регион, Физико-математические науки, 2008, N3 - С. 71-81.
5. Стратанович, Р. Л. Теория информации / Р. Л. Стратанович. – М.: Сов. радио, 1975. – 424 с.

УПРАВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОВИХРЕВЫМИ ТЕЧЕНИЯМИ В ДУГОВОЙ ПЕЧИ ПОСТОЯННОГО ТОКА С ОХЛАЖДАЕМЫМ ПОДОВЫМ ЭЛЕКТРОДОМ

Казак Олег Викторович

Ассистент

*Донецкий национальный университет,
физико-технический факультет, Донецк, Украина*

E-mail: olegkazak@yandex.ru

Одной из наиболее актуальных проблем в теории электровихревых течений (ЭВТ) в настоящее время являются изменение характера и скорости движения потоков расплавленного металла в металлургических печах постоянного тока с подовым электродом [1]. Такой тип печей имеет не только экономическую целесообразность, но и относится к экологически чистым технологиям выплавки стали [2].

Перспективной технологией уменьшения негативного воздействия движущегося расплава металла на защитный слой футеровки в непосредственной близости подового электрода металлургических печей является снижение температуры путем охлаждения подового электрода [3].

В настоящей работе были смоделированы электромагнитные [4, 5] и тепловые процессы в расплаве металла в осесимметричной постановке. Максимальная температура локализована вблизи катода, где горит электрическая дуга, на расстоянии порядка радиуса электрода. В распределении температуры имеется радиальный градиент, который приводит к возникновению конвекции в электровихревых течениях.

Согласно стратегии решения задачи, были смоделированы гидродинамические процессы в расплаве металла в осесимметричной постановке с учетом конвекции и силы Лоренца. На рис. 1 приведены гидродинамические поля модуля скорости, вектора скорости и линии тока расплава. Здесь 1 – футеровка, 2 – расплав металла, 3 – электроды, 4 – слой шлака.

Как видно из графиков, в расплаве возникает интенсивное вихревое движение. Конвективное движение совпадает по направлению с электровихревым и усиливает его. Вихрь образуется в области подового электрода, как показано на рис. 1, и там имеет максимальную скорость. Поток расплава на оси симметрии восходящий и, достигая верхней границы объема расплава, устремляется вниз. Максимальная скорость вихревого движения наблюдается на оси электродов и достигает 0,5 м/с, что примерно в 1,5 раза больше скорости движения без конвекции [6, 7]. Скорость расплава у торца анода возле футеровки около 0,3 м/с. В области верхнего электрода виден вихрь с обратным направлением вращения создаваемый неравномерным распределением плотности тока в области верхнего электрода.

При наличии конвекции в движение вовлечен весь объем расплава и отсутствуют застойные зоны вблизи края ванны печи, как при движении расплава без конвективных потоков [7]. Кроме того, уменьшился вихрь в области верхнего электрода. Основной вклад в вихревое движение расплава вносит электромагнитная сила Лоренца. Наличие конвекции приводит к увеличению максимальной скорости вихревого движения расплава на 1/3 по сравнению со скоростью электровихревого движения только под действием силы Лоренца.

Для верификации полученных результатов аналогичные расчеты были проведены в пакете COMSOL. Сравнение результатов полученных разными методами и пакетами показало незначительное расхождение результатов и составило около 3 % [7]. Хорошее согласование результатов, полученных разными методами и пакетами, говорит о надежности методов и достоверности полученных результатов. На следующем этапе верификации было проведено сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными по повышенному износу футеровки [6]. Хорошее согласование областей с максимальной скоростью и максимальным износом футеровки говорит о достоверности полученных результатов.

На рис. 2 приведено сравнение в безразмерных величинах величины сдвигового напряжения на поверхности футеровки вокруг подового электрода для разной температуры подового электрода. График величины сдвигового напряжения приведен в безразмерных

координатах. В качестве масштабов сдвигового напряжения взято характерное значению этой величины при рабочей температуре ($\tau_0 = 120$ Па), от расстояния, выраженного в радиусах электрода ($R = 0,25$ м). Как видно, понижение температуры подового электрода существенно влияет на величину сдвигового напряжения в непосредственной близости подового электрода. Основной причиной этого является уменьшение скорости движения расплава в непосредственной близости подового электрода за счет увеличения вязкости расплава при снижении температуры. Так, при понижении температуры подового электрода до температуры плавления стали, скорость течения на уровне сдвигового подслоя снижается на 20 %, а величина сдвигового напряжения на 15 %.

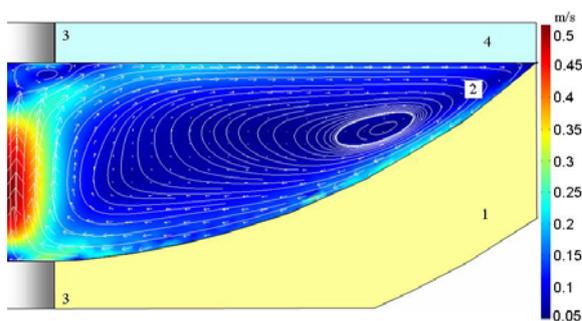


Рис. 1.

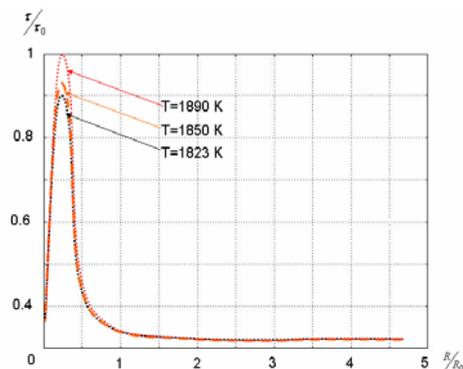


Рис. 2.

Анализируя полученные результаты показана возможность снижения величины сдвигового напряжения, а следовательно и износа футеровки, в непосредственной близости подового электрода на 15 % путем снижения температуры подового электрода.

Литература

1. Зайцев В.А., Медовар Л.Б. Подовые электроды дуговых печей постоянного тока // Современная электрометаллургия. – 2009. – N 2. – С. 3-8
2. Нехамин С.М., Крутянский М.М., Филиппов А.К. Дуговые печи постоянного тока – высокоэффективные плавильные агрегаты // Литейщик России. – 2005. – N 5. – С. 25-26
3. Тищенко П.И., Тимошенко С.Н., Пасечник С.Ю., Тищенко А.П., Пасечник А.Ю. Подовый электрод с жидкометаллическим теплоносителем для дуговой печи постоянного тока // Наукові праці ДонНТУ, Металургія. – 2011. – Випуск 12 (177). – С. 164-170
4. Kazak O., Semko O. Modelling Vortex Fields in Metal Smelting Furnaces // The International Journal of Multiphysics. – 2010. Volume 4. Number 4. – P. 351-358
5. Kazak O., Semko O. Electro vortex field in DC arc steel making furnaces with bottom electrode // Ironmaking and Steelmaking. – 2011, Volume 38. Number 4. – P. 273-278
6. Kazak O., Semko O. Modelling magnetohydrodynamic processes in DC arc steel making furnaces with bottom electrodes // Ironmaking and Steelmaking. – 2011. Volume 38. Number 5. – P. 353-358.
7. Казак О.В., Семко А.Н. Электровихревое движение расплава в печах постоянного тока с подовым электродом // Инженерно-физический журнал. – 2011. Том 84. №1. – С. 209-217

ИДЕНТИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СКОРОСТИ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ T-15

Карцев Николай Михайлович

Старший математик

Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова Российской академии наук, Москва, Россия

E-mail: n.kartsev@yandex.ru

Наиболее экономичными в области управляемого термоядерного синтеза являются вертикально вытянутые токамаки, так как они требуют меньшее тороидальное магнитное поле при тех же параметрах плазмы по сравнению с первыми токамаками с круглым

вертикальным сечением [6]. Однако в установках данного типа существует эффект вертикальной неустойчивости плазмы. Для обеспечения надежной работы вытянутых токамаков актуальным является решение задачи подавления вертикальной скорости плазмы.

Плазма в токамаке является сложным нелинейным нестационарным объектом, поведение которого приближенно описывается системой векторных уравнений Кирхгоффа, уравнением Града-Шафранова в частных производных и уравнениями переноса частиц. Для синтеза системы управления необходимо получить достаточно достоверное линейное приближение для модели поведения плазмы. С помощью численной модели плазмы в токамаке, реализуемой плазмо-физическим кодом ДИНА [2], настроенной на параметры токамака Т-15 (Институт физики токамаков, НИЦ «Курчатовский институт»), ставится задача идентификации неустойчивой модели вертикальной скорости плазмы [1] линейной передаточной функцией минимального порядка, достаточного для синтеза стабилизирующего регулятора.

Вертикальная скорость плазмы \dot{Z} вычисляется с помощью дифференцирующего фильтра $W_d(s) = s / (0.05s + 1)$ из сигнала вертикального положения плазмы Z , получаемого на коде ДИНА. Управляющим входом является сигнал напряжения на катушках горизонтального магнитного поля U . Для решения задачи идентификации неустойчивого объекта необходимо охватить его устойчивой обратной связью. Методом экспериментальной настройки получен стабилизирующий пропорциональный регулятор 20000 [Вс/м] в прямой цепи (рис. 1).

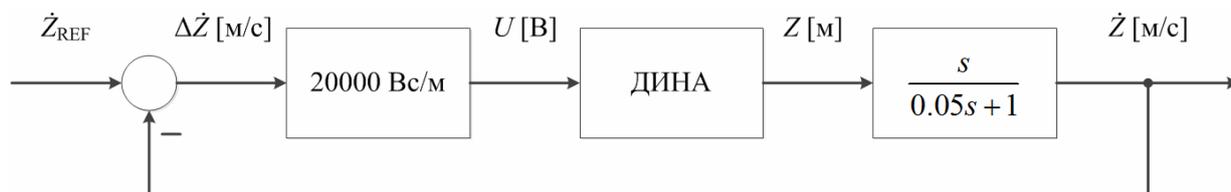


Рис. 1 Замкнутая система стабилизации вертикальной скорости плазмы с пропорциональным регулятором

Важную роль в численной процедуре идентификации линейной модели играет выбор ее порядка. По диаграмме сингулярных чисел ковариационной матрицы выбран минимальный порядок 2. Заметим, что процедура линеаризации кода ДИНА [3] с последующей редукцией линейной модели, не позволяет получить удовлетворительную модель вертикальной скорости плазмы настолько низкого порядка.

Для получения исходных данных для численной процедуры идентификации замкнутая система стабилизации была протестирована набором сигналов \dot{Z}_{REF} в виде меандров с амплитудами 0.1 м/с и 0.05 м/с и обнулением в первые 0.05 с после включения (рис. 2).

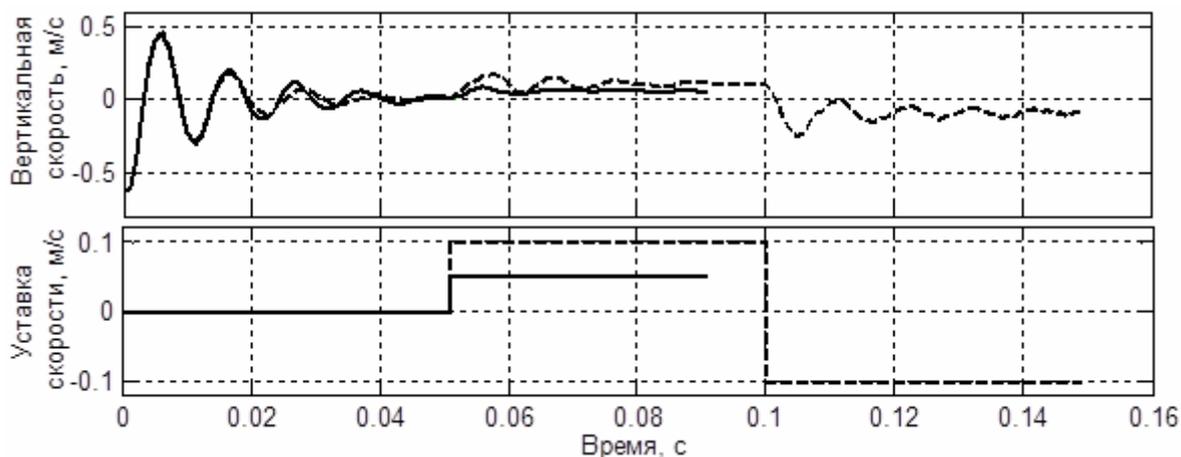


Рис. 2 Уставки и отработанные скорости при тестировании замкнутой системы

Идентификация проводилась методом минимизации ошибки предсказания [5], который состоит в итеративной минимизации целевой функции $J_N(G, H) = \sum_{i=0}^N e^2(i)$, где $e(i) = H^{-1}(y(i) - Gu(i))$ - ошибка между измеренным и предсказанным выходом, а G и H - операторы обобщенной модели системы $y(i) = Gu(i) + He(i)$.

В результате численной процедуры идентификации, выполненной в среде Matlab System Identification Toolbox, была получена линейная модель замкнутой системы 2-го порядка, передаточная функция которой в непрерывном времени имеет вид: $\Phi(s) = (88.24s + 3.4 \cdot 10^5) / (s^2 + 155.1s + 3.344 \cdot 10^5)$. Модель вертикальной скорости плазмы 2-го порядка от входа U до выхода \dot{Z} , вычисленная методом эквивалентных преобразований: $W(s) = \Phi(s) / K(1 - \Phi(s)) = (0.004412s + 17) / (s^2 + 66.89s - 5520)$, имеет полюса $(-114.924, 48.035) \text{ c}^{-1}$. Полученное значение неустойчивого полюса хорошо соответствует своей оценке по поведению разомкнутой системы 48.8 c^{-1} , приведенной в [4]. Этот полюс соответствует постоянной времени неустойчивого роста Z , равной 20,5 мс.

Автор выражает благодарность научному руководителю д.т.н Ю.В. Митришкину за плодотворное сотрудничество в сфере магнитного управления плазмой в токамаках.

Литература

1. Митришкин Ю.В., Коростелев А.Я., Докука В.Н., Хайрутдинов Р.Р. Синтез и моделирование двухуровневой системы магнитного управления плазмой токамака-реактора // Физика плазмы. 2011. Том 37. №4. С. 307-349.
2. Лукаш В.Э., Докука В.Н., Хайрутдинов Р.Р., Программно-вычислительный комплекс ДИНА в системе МАТЛАБ для решения задач управления плазмой токамака // Вопросы атомной науки и техники, серия: Термоядерный синтез, вып. 1, 2004, с. 40-49.
3. Mitrishkin Y.V., Dokuka V.N., Khayrutdinov R.R. Linearization of ITER plasma equilibrium model on DINA code // Proc. 32nd EPS Plasma Physics Conference, Tarragona, Spain, ID P5.080, June 2005.
4. Mitrishkin, Y.V., Kartsev, N.M., Zenkov, S.M. Plasma vertical position, shape, and current control in T-15 tokamak. Invited session paper accepted for publication in proc. IFAC MIM2013 Conference, Saint Petersburg, Russia, June 2013.
5. Verhaegen V. and Verdult V. Filtering and System Identification. New York: Cambridge University Press, 2007.
6. Wesson J. A., Tokamaks. Oxford: Clarendon Press, 1997.

ЛИНЕЙНАЯ МОДЕЛЬ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ ДЛЯ СИНТЕЗА СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ФОРМОЙ И ТОКОМ ПЛАЗМЫ

Корнев Павел Сергеевич

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: pkorenev92@mail.ru

В данной работе рассматривается способ получения линейной модели плазмы в токамаке, необходимой для построения системы управления формой и током плазмы. Предлагаемый способ основан на использовании жесткой модели плазмы [4], в которой плазма в токамаке представлена в виде множества контуров тока, взаимодействие которых с токами катушек управления и пассивных структур описывается следующей матричной системой дифференциальных уравнений:

$$M\dot{I} + RI = V, \quad (1)$$

где $I = (I_c, I_v, I_p)^T$ - столбец сил тока в катушках, пассивных структурах и контуров тока в плазме соответственно, M - матрица взаимных и собственных индуктивностей в системе, R - диагональная матрица сопротивляемостей, $V = (V_c, 0, V_{n.o.})^T$ - столбец напряжений V_c , подаваемых на катушки, и эффективных напряжений в плазме $V_{n.o.}$.

В системе (1) нам неизвестны распределение I_p токов в плазме и относящиеся к плазме индуктивности. Эти параметры, также как и распределения магнитного поля и полоидального магнитного потока, не могут быть измерены непосредственно, а должны быть определены из измеряемых вне плазмы величин индукции магнитного поля и полоидального магнитного потока. Чтобы определить эти параметры нужно решить описывающее распределение полоидального магнитного потока уравнение Грэда-Шаффранова [1]:

$$r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi = -\mu_0 r J_\varphi, \lim_{r \rightarrow 0} \psi = 0, \lim_{r \rightarrow \infty} \psi = 0,$$

здесь J_φ – тороидальная плотность тока плазмы, ψ – полоидальный магнитный поток, связанный с полоидальной компонентой вектора магнитной индукции соотношением $\vec{B}_p = \nabla \psi \times \nabla \varphi$, где φ – полярный угол в цилиндрической систем координат.

Для решения данной задачи нужно использовать код EFIT (Equilibrium Fitting) [3] либо аналогичный ему реконструкционный код, восстанавливающий распределения токов I_p и полоидального магнитного потока ψ в плазме. После этого можно найти необходимые для модели (1) индуктивности плазмы, линеаризовав распределение ψ относительно токов:

$$\psi = M_{pc} I_c + M_{pv} I_v + M_{pp} I_p.$$

В случае использования кода EFIT функция полоидального магнитного потока находится при помощи итерационного метода Пикара [3]:

$$\psi_n = \sum_c G(\vec{F}, \vec{F}_c) I_c + \sum_v G(\vec{F}, \vec{F}_v) I_v + \int G(\vec{F}, \vec{F}_p) I_p(\vec{F}_p, \psi_{n-1}) dS',$$

где $G(\vec{F}, \vec{F})$ – функция Грина для уравнения Грэда-Шаффранова [1], интегрирование ведется по полоидальной плоскости токамака, а $I_p(\vec{F}_p, \psi_{n-1})$ – тороидальная плотность тока в плазме, аппроксимируемая полиномом от ψ_{n-1} коэффициенты которого находятся из условия равенства тока нулю на границе плазмы и минимизации суммы квадратов разностей между значениями полоидального магнитного потока и магнитного поля измеренными датчиками и соответствующими значениями на $n-1$ -ой итерации.

В рассмотренном случае коэффициенты взаимной индуктивности между плазмой и магнитными катушками и пассивными структурами находятся как соответствующие значения функции Грина $G(\vec{F}, \vec{F})$, а коэффициенты взаимных индуктивностей между трубками тока плазмы, как $M_{pp'} = \int_{S_{p'}} G(\vec{F}_p, \vec{F}) I_p(\vec{F}, \psi) dS' / \int_{S_{p'}} I_p(\vec{F}, \psi) dS'$.

Дальнейшее уточнение значений индуктивности можно получить, учитывая возможность перемещения плазмы как целого по осям r и z :

$$M_{ab}^* = M_{ab} + \left(\frac{\partial M_{ap}}{\partial r_c} \frac{\partial r_c}{\partial I_b} + \frac{\partial M_{ap}}{\partial z_c} \frac{\partial z_c}{\partial I_b} \right) I_p, \quad a, b \in \{c, v, p\}, \quad r_c = \sqrt{1/J \int r^2 I_p(\vec{F}) dS},$$

$$z_c = 1/J \int z I_p(\vec{F}) dS, \quad J = \int I_p(\vec{F}) dS,$$

где r_c и z_c – координаты центра плазмы.

Связанные с движением плазмы поправки к индуктивностям могут быть выражены через полученные ранее распределения токов и индукции магнитного поля в плазме, и базовые значения индуктивностей [4]. К примеру, поправка к взаимной индуктивности между катушками и пассивными структурами может быть найдена по формуле:

$$\delta M_{cv} = \frac{M_{cp} \frac{\partial I_p}{\partial r} \cdot \frac{\partial I_p^T}{\partial r} M_{pv}}{2\pi \sum_i r_i \frac{\partial I_p(\vec{F}_i)}{\partial r} \cdot B_z(\vec{F}_i) - \mu_0 J^2 / 2r_c} - \frac{M_{cp} \frac{\partial I_p}{\partial z} \cdot \frac{\partial I_p^T}{\partial z} M_{pv}}{2\pi \sum_i r_i \frac{\partial I_p(\vec{F}_i)}{\partial z} \cdot B_r(\vec{F}_i)}.$$

Линейная модель плазмы, рассмотренная в данной работе, может использоваться для построения систем управления плазмой в различных токамаках. Планируется численная

реализация рассмотренной модели в программно-вычислительной среде MATLAB с целью применения в реальном эксперименте на строящемся в России токамаке T-15 [2].

Автор выражает признательность д.т.н. Митришкину Ю.В. за научное руководство.

Литература

1. Ariola M., Pironti A. Magnetic Control of Tokamak Plasmas. M.: Springer-Verlag, 2008.
2. Azizov E.A., et al. Status of Project of Engineering-Physical Tokamak // The 23rd IAEA Fusion Energy Conf. Daejon (South Korea), 2010. FTP/P6-01.
3. Lao L.L., John H.St., Stambaugh R.D., Kellman A.G., Pfeiffer W. Reconstruction of current profile parameters and plasma shapes in tokamaks // Nuclear Fusion. 1985, vol. 25, №11. p. 1611-1622.
4. Walker M.L., Humphreys D.A. Valid Coordinate Systems for Linearized Plasma Shape Response Models in Tokamaks // Fusion Science and Technology. 2006, vol. 5, №4. p. 473-489.

ПРИМЕНЕНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРИ РАСЧЕТЕ ТЕНЗОРА ИНЕРЦИИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Красулин Артем Андреевич

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

Физический факультет

Москва, Россия

E-mail: Rezident-95@mail.ru

Расчет тензоров инерции является важной задачей во многих отраслях науки и техники. Вычисление компонент тензора необходимо в машиностроении, судостроении, авиации, а так же в космической технике [1]. В естественно научной области тензоры инерции применяются как при решении задач, связанных с изучением движения маятников, так и при определении физических параметров планет (гравитационного поля) с помощью их моментов инерции [2].

В связи с этим лабораторная работа общего физического практикума «Определение тензора инерции твердого тела» [3] на первом курсе физического факультета МГУ им. Ломоносова является положительным аспектом. В лабораторной работе проводится измерение периода колебаний крутильного маятника при различных положениях исследуемого тела относительно оси вращения. Маятник состоит из рамки, закреплённой на упругой вертикальной проволоке, и исследуемого тела. В ходе работы сначала вычисляются геометрические размеры исследуемых тел, а затем с помощью таймера измеряется время нескольких колебаний системы. Так как геометрические размеры рамки тяжело измерить ввиду сложного строения, ее момент инерции вычисляется определением периода колебаний рамки без тела. Далее, на основе полученных периодов колебания системы из рамки и исследуемого тела и вычисленного момента инерции рамки, производится расчет тензора инерции твердого тела. Недостатком работы практикума является необходимость обработки вручную большого количества измерений, что приводит к существенной трате времени и отвлечению от основной цели эксперимента - изучения тензора инерции.

В представленной работе предлагается усовершенствовать методику выполнения задачи практикума путем внедрения компьютерной обработки данных, включая подсчет погрешностей измерения. Разработанная программа включает в себя интерфейс для ввода измеренных в ходе эксперимента данных, блок для обработки результатов эксперимента и вычисления всех необходимых погрешностей и блок модельного эксперимента, в котором реализована процедура проведения лабораторного практикума. Для работы с блоком модельного эксперимента требуется вводить не результаты измерений, а начальные данные системы. Программа проводит анализ начальных условий и выводит в качестве результата рассчитанный тензор и эллипсоид инерции для данной системы в идеальных условиях. В математической модели установки, реализованной в блоке, можно расширять условия эксперимента и выявлять параметры системы, приводящие к росту ошибок в измерениях и неточности результатов эксперимента.

Разработанная программа позволяет получить тензоры инерции для некоторых

простейших тел и упростить обработку данных эксперимента, проводимого при выполнении задачи общего физического практикума. Построенная модель установки позволяет исследовать поведения системы в различных условиях. Произведено сравнение результатов, полученных с помощью идеальной модели и реального эксперимента. Для наглядной демонстрации и сравнения результатов, полученных на основе эксперимента и моделирования, приводятся графики эллипсоидов инерции тел, участвующих в эксперименте. Разработанная программа по автоматизации процесса обработки результатов эксперимента по определению тензора инерции твердого тела позволяет упростить систему обработки данных и увеличивает интерес к такой работе. А построенная модель показывает идеальный момент инерции тела и указывает на неточности, возможные в ходе выполнения работы, которые приводят к росту ошибок в измерениях.

Список литературы

1. Беляев Н. М. Сопrotивление материалов. // Главная редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», 1976.
2. Пантелеев В. Л. Физика Земли и планет. Курс лекций // Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова Физический факультет, 2001.
3. Салецкий А.М., Слепков А.И. Лабораторный практикум по механике твердого тела. – М.: Изд-во физического факультета МГУ, 2005.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НАНОМАГНЕТИКОВ С МОДУЛИРОВАННЫМИ СТРУКТУРАМИ МЕТОДАМИ МОНТЕ-КАРЛО

Мамаев Ахмед Сурхаевич

студент

*Дагестанский государственный университет,
математический факультет, Махачкала, Россия*

Наиболее фундаментальные явления физики конденсированных сред (электропроводность, сверхпроводимость, магнетизм, фазовые превращения и др.) представляют собой результат коллективных взаимодействий атомов, находящихся в тесном контакте. Однако вопросы о том, с какой скоростью нарастает и на каком этапе объединения атомов завершается формирование того или иного свойства массивного кристалла, требуют специального рассмотрения. Особые физические свойства небольшой совокупности атомов представляют значительный научный и прикладной интерес. Безусловно, эти свойства являются промежуточными между свойствами изолированных атомов и твердого тела.

Стремление глубже проникнуть в сущность природы коллективного взаимодействия атомов стимулировало лавинообразное нарастание публикаций, посвященных исследованию электронной структуры и термодинамики небольших атомных комплексов [1]. Обычно комплексы, содержащие от двух до нескольких сотен атомов, называют кластерами, а более крупные (диаметром свыше 10 Å) — наночастицами. Наночастицы, размеры, которых соизмеримы или меньше характерной длины, фигурирующей в той или иной макроскопической теории (длина пробега электронов, длина когерентности в сверхпроводнике, размеры магнитного домена либо зародыша новой фазы и т. п.), являются интересными объектами исследования, поскольку у них ожидаются различные размерные эффекты.

Благодаря интенсивному исследованию наносистем [2] в настоящее время накоплен значительный объем экспериментальной информации, требующей внимательного критического анализа. Теоретическая трактовка проблем малых систем осложняется рядом причин. С одной стороны, обычные методы квантовой механики оказываются непригодными к системам, содержащим сотни атомов, если не прибегнуть к существенным приближениям и допущениям, справедливость которых не является бесспорной. С другой стороны, к кластерам неприменима и макроскопическая термодинамика из-за невозможности разделения объемных и поверхностных свойств. Большую путаницу вносит, например,

широко распространенная и очень живучая концепция поверхностного натяжения, совершенно бесполезная в случае кластеров и наночастиц. По-видимому, наиболее надежное предсказание свойств таких систем пока дают только машинные расчеты методами молекулярной динамики, Монте-Карло [3].

Наночастицы магнетиков по характеру упорядочения классифицируются, как и массивные материалы (ферромагнетики, антиферромагнетики и т.д.). Модулированное упорядочение изучению, которого посвящен данный проект, является несколько необычным для магнитных систем. Это упорядочение образуется в системах с конкуренцией обменного взаимодействия частиц системы независимо от физической или химической природы этого взаимодействия. Техническое применение таких наночастиц возможно только при правильном понимании того, как настраиваются и стабилизируются модулированные фазы. В настоящее время для их полного и всестороннего изучения выдвинуты различные решеточные модели и модели свободного пространства.

Наиболее простой и универсальной моделью статистической физики применяемой для исследования модулированных структур является анизотропная модель Изинга с конкурирующими взаимодействиями (ANNNI-модель) (рис. 1). Эта модель появилась полстолетия назад для объяснения спирального магнитного порядка в тяжелых редкоземельных металлах [4]. ANNNI-модель точно решена только в случае одномерной цепочки спинов ($D=1$). Для трехмерного случая ($D=3$) топология качественной $T-|J_1/J|$ (T - температура, J - параметр обменного взаимодействия ближайших пар спинов, J_1 - параметр конкурирующего взаимодействия спинов следующих за ближайшими вдоль оси Z) фазовой диаграммы, полученной с помощью теории среднего поля, включает три области, пересекающиеся в мультикритической точке типа Лифшица. При высоких температурах система парамагнитна, при низких T и $|J_1/J|$ - ферромагнитна, и при достаточно больших значениях $|J_1/J|$ образуются модулированные фазы.

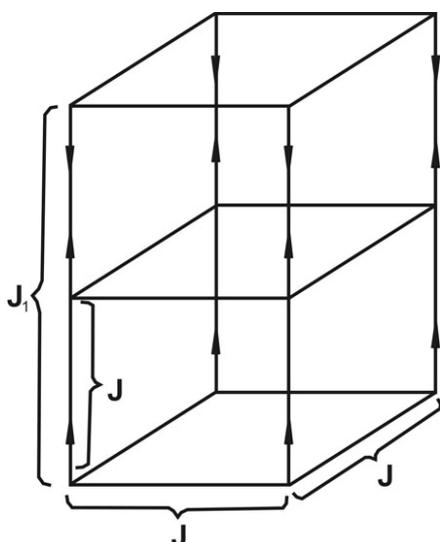


Рис. 1. ANNNI-модель

Согласно литературным данным ANNNI-модель испытывает фазовый переход второго рода при переходе системы в парамагнитную фазу. Переход из однородно упорядоченной фазы в модулированную является фазовым переходом первого рода. Точка Лифшица разделяет линию фазовых переходов второго рода с различным характером критического поведения. Для исследования наночастиц с модулированным упорядочением нами использована анизотропная модель Изинга с конкурирующими взаимодействиями без периодических граничных условий. Такие исследования методами Монте-Карло, насколько нам известно, до сих пор ни кем не проводилось.

В данной работе нами выполнены исследования анизотропной модели Изинга с конкурирующими взаимодействиями без периодических граничных условий для $|J_1/J|=0,2, 0,3, 0,4, 0,6$. при линейных размерах системы $L=8, 12, 16, 20, 24, 28, 32$. Для изучения термодинамических и магнитных свойств наночастиц с модулированным упорядочением в качестве параметра порядка использована амплитуда модулированной структуры [5]. Свойства модулированных структур изучались с помощью величины представляющей собой усредненную намагниченность слоя перпендикулярного оси Z . Все расчеты выполнены с использованием классического алгоритма Метрополиса метода Монте-Карло. Анализ характера фазовых переходов, определение температур переходов, особенностей поведения наночастиц вблизи точки фазового перехода проведен на основе изучения температурных зависимостей параметра порядка, восприимчивости и теплоемкости. Полученные результаты показывают, что

наночастицы с модулированными структурами испытывают фазовый переход из упорядоченного состояния в разупорядоченное при $|J_1/J|=0.2$. Модулированное упорядочение образуется для $|J_1/J|>0.2$ при достаточно больших линейных размерах системы $L>16$.

Литература

1. Петров Ю.И. Кластеры и малые частицы, М.: Наука. 1986.
2. Gleiter H. Materials with ultrafine microstructures: Retrospectives and perspectives // Nanostruct. Mater. 1992 Vol. 1 (1). p. 1-19.
3. Муртазаев А.К., Ибаев Ж.Г. Критические свойства малых магнитных частиц YFeO_3 // ФНТ. 2006. Т. 32, № 10. С. 1227–1232.
4. Изюмов Ю.А., Сыромятников В.М.. Фазовые переходы и симметрия кристаллов, М.: Наука. 1984.
5. Муртазаев А.К., Ибаев Ж.Г. О выборе параметра порядка модулированных магнитных структур //ЖЭТФ. 2013. Т.143, вып. 2. С. 306-312.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАЗРАБОТКИ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ГИДРОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ РАСХОДА В ОТКРЫТЫХ КАНАЛАХ

Мамолина Анна Петровна

Аспирант

Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.

*Балаковский институт техники, технологии и управления
механический факультет, Балаково, Россия*

E-mail: anutka_adm@mail.ru

На объектах современных промышленных предприятий для управления технологическими процессами необходимо вести учет расхода воды, сточной жидкости, различных реагентов для их последующей обработки и т.д. Для этого используют преобразователи расхода (ПР) жидкостей в открытых (безнапорных) каналах.

Принцип действия разработанных гидроэлектрических поляризационных преобразователей расхода (ГЭППР) основан на зависимости величины тока поляризации, возникающего в измеряемой среде под воздействием электромагнитного поля от скорости прохождения среды через прибор [2]. При движении диэлектрика в электростатическом поле следует учитывать взаимодействие электростатического и гидродинамического полей.

Основным, характерным для любого диэлектрика процессом, возникающим при воздействии на него электрического напряжения, является поляризация. Сущность дипольной поляризации сводится к повороту в направлении электрического поля молекул полярного диэлектрика. В полярных диэлектриках даже при отсутствии электрического поля молекула представляет собой электрический диполь с отличным от нуля электрическим моментом μ . Молекула воды имеет вид равнобедренного треугольника, и поэтому вода имеет резко выраженные полярные свойства. Для воды $\mu = 6.1 \cdot 10^{-30}$ Кл·м, время дипольной поляризации составляет: $\tau \approx 10^{-11}$ с при радиусе молекулы $r \approx 2 \times 10^{-10}$, динамической вязкости молекулы $\eta \approx 1$ мПа·с, при нормальной температуре) [1].

Теоретической базой при исследовании явлений, происходящих в ГЭППР, служат фундаментальные системы уравнений гидродинамики и электротехники, которые в совокупности образуют систему уравнений электрогидродинамики [3]. С практической точки зрения наибольший интерес представляет уравнение полного тока:

$$\vec{J} = \rho_e b \vec{E} + \rho_e \vec{V} - D_g \vec{\nabla} \rho_e + \vec{\nabla} (\vec{P} \times \vec{V}) + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1)$$

где: $\rho_e b \bar{E}$ - ток проводимости, обусловленный естественной проводимостью жидкого диэлектрика; $\rho_e \bar{V}$ - конвективная составляющая; $D_g \bar{\nabla} \rho_e$ - плотность тока диффузии; $\bar{\nabla}(\bar{P} \times \bar{V})$ - плотность тока поляризации; $\frac{\partial \bar{B}}{\partial t}$ - ток смещения.

Уравнение полного тока (1) отражает зависимость вектора плотности полного тока \bar{j} , A/m^2 от таких величин как: \bar{V} - скорость течения жидкости, м/с; ρ_g - плотность жидкости, кг/м³; ν - кинематическая вязкость жидкости, м²/с; \bar{E} - вектор напряженности электростатического поля, В/м; \bar{P} - вектор поляризации среды, Кл/м²; D_g - коэффициент диффузии ионов в жидкости, м²/с;

Реальные диэлектрики имеют большое количество примесей, которые приводят к увеличению проводимости сильнополярных жидких диэлектриков. Уменьшить ток проводимости можно либо за счет электрической изоляции электродов от измеряемой среды, либо за счет снижения напряженности электростатического поля в межэлектродном промежутке (МЭП). Для того, чтобы минимизировать конвективную составляющую $\rho_e \bar{V}$ и ее влияние на работу ГЭППР, следует исключить возможность образования униполярного заряда в МЭП.

Исключив из уравнения составляющие, которые не влияют на работу ГЭППР (ток диффузии и ток смещения), получаем уравнение для ГЭППР с плоскопараллельными электродами, состоящее из двух слагаемых: ток проводимости, величина которого не зависит от скорости движения жидкости в МЭП и ток, обусловленный поляризацией диэлектрической жидкости.

Конструктивное уравнение (рис. 1) с учетом тока проводимости является математической моделью ГЭППР и имеет следующий вид:

$$J_z = P_z \frac{\partial V_y}{\partial y} + V_y \frac{\partial P_z}{\partial y} + \rho_e b P_z, \quad (2)$$

где: J_z - проекция вектора полного тока на ось z, A/m^2 ; P_z - проекция вектора поляризации на ось z; V_y - проекция вектора скорости на ось y, м/сек; ρ_e - объемная плотность заряда, A/m^3 ; b - коэффициент подвижности ионов в среде, м/Вс;

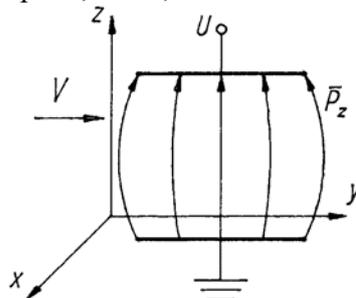


Рис. 1. Система электродов ГЭППР

Следует отметить, что особенностью работы ГЭППР в открытых каналах является постоянная скорость течения жидкости в МЭП. Поэтому составляющая $\partial V_y / \partial y$ равна нулю. Исключая первое слагаемое из уравнения (2), получаем модель, отображающей зависимость тока на выходе ГЭППР от расхода жидкости в МЭП.

$$J_z = V_y \frac{\partial P_z}{\partial y} + \rho_e b P_z. \quad (3)$$

С учетом (3), величина тока поляризации, пропорционального расходу жидкости зависит при прочих равных условиях от составляющей $\partial P_z / \partial y$, то есть от расположения электродов. Следовательно, выбор формы и взаимного расположения электродов является определяющей задачей при разработке конструкции ГЭППР в открытых (безнапорных) каналах.

Литература

1. Вилков Л.В. Физические методы исследования в химии. Структурные методы и оптическая спектроскопия: учеб. для химич. спец. Вузов / Л.В. Вилков, Ю.А. Пентин. - М.: Высшая школа, 1987. - 367 с.
2. Власов В.В., Садчикова Г.М. Устройство для измерения расхода. Патент № 2148798. Бюл. №13 от 10. 05. 2000. Роспатент РФ.
3. Денисов А.А. Электрогидро- и электрогазодинамические устройства автоматики / А.А. Денисов, В.С. Нагорный.- Л.: Машиностроение, 1979. - 288 с.

Слова благодарности

Хочу выразить благодарность своему научному руководителю доценту кафедры «Технология и автоматизация машиностроения» к.т.н. Г.М. Садчиковой (БИТТУ, филиал СГТУ им. Гагарина Ю.А., г. Балаково).

СТОХАСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПАРКЕРА СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА И МЕТОД МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНТРОПИИ

Миронов Павел Павлович¹, Бызыкчи Александр Николаевич²

Аспирант¹, магистрант²

Ульяновский государственный университет,

Инженерно-физический факультет высоких технологий, Ульяновск, Россия

E-mails: museum86@mail.ru¹, azy.baza@gmail.com²

В докладе излагается подход к анализу случайно-возмущенной нелинейной динамической системы Паркера, описывающей изменение скорости и плотности солнечного ветра [1] с помощью метода максимальной энтропии [2-5]. В основе подхода лежит метод Рейнольдса для усреднения уравнений случайно-возмущенной системы по ансамблю. Как известно, система усредненных уравнений Рейнольдса для нелинейных уравнений оказывается незамкнутой вследствие наличия высших моментов случайных величин в усредненных уравнениях. В предлагаемом подходе замыкание уравнений Рейнольдса производится с помощью метода максимальной энтропии, гарантирующего, что полученные с его помощью уравнения для моментов дают распределение с максимально большим числом микросостояний (микротраекторий системы), с помощью которых реализуется каждая усредненная траектория системы. Это обеспечивает максимальную наблюдаемость таких траекторий.

Теория Паркера солнечного ветра строится на следующих предположениях. Первое состоит в том, что солнечный ветер - это гидродинамический поток, возникающий в короне Солнца из-за большой ее температуры (термический ветер) и направленный наружу. Скорость его достаточно велика, чтобы преодолеть силу тяготения. Поэтому первым уравнением теории является уравнение Эйлера радиального течения газа в поле тяготения Солнца с учетом случайного шума ε_1 с математическим ожиданием равным нулю:

$$u \frac{du}{dr} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} - \frac{GM_{\odot}}{r^2} + \varepsilon_1. \quad (1)$$

Второе уравнение - это также уравнение гидродинамики, выражающее закон сохранения массы с некоторым аналогичным случайным отклонением ε_2 . Уравнение при радиальном стационарном течении газа будет иметь следующий вид:

$$\rho r^2 u = const + \varepsilon_2. \quad (2)$$

В работе исследованы распределения скорости и плотности солнечного ветра в предположении изотермичности

$$P = 2 \frac{\rho}{m_p} kT \quad (3)$$

и адиабатичности потока частиц ветра

$$P = k\rho^\gamma. \quad (4)$$

Усредняя уравнения (1) и (2) по ансамблю и применяя метод максимальной энтропии для случая (4), получаем уравнения усредненной динамики предлагаемой модели:

$$\begin{aligned} \frac{u^2}{2} + \frac{\langle u'^2 \rangle}{2} + k\gamma \frac{\rho^{\gamma-1}}{\gamma-1} + \frac{1}{2} k\gamma(\gamma-2)\rho^{\gamma-3} \langle \rho'^2 \rangle - \frac{GM_\odot}{r} &= C_1, \\ u\rho r^2 + \langle u'\rho' \rangle r^2 &= C_2, \\ W_1 u + W_2 \rho r^2 &= 0, \\ W_1 k\gamma \rho^{\gamma-2} + \frac{1}{2} W_1 k\gamma(\gamma-2)(\gamma-3)\rho^{\gamma-4} \langle \rho'^2 \rangle + W_2 u r^2 &= 0, \\ \frac{\langle \rho'^2 \rangle}{\langle u'^2 \rangle \langle \rho'^2 \rangle - (\langle u'\rho' \rangle)^2} + W_1 &= 0, \\ \frac{\langle u'^2 \rangle}{\langle u'^2 \rangle \langle \rho'^2 \rangle - (\langle u'\rho' \rangle)^2} + W_1 k\gamma(\gamma-2)\rho^{\gamma-3} &= 0, \\ \frac{\langle u'\rho' \rangle}{\langle u'^2 \rangle \langle \rho'^2 \rangle - (\langle u'\rho' \rangle)^2} - W_2 r^2 &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $\langle u'^2 \rangle$, $\langle \rho'^2 \rangle$, $\langle u'\rho' \rangle$ - соответствующие дисперсии и ковариация флуктуаций скорости и плотности солнечного ветра, W_1, W_2 - множители Лагранжа, C_1, C_2 - некие постоянные.

В предлагаемой работе вычислены и проанализированы решения для скорости и плотности солнечного ветра, а также дисперсий и коэффициента ковариации исследуемых величин.

Литература

1. Журавлев В.М. Физика околоземного космического пространства. Курс лекций. Методическое пособие. Самара-Ульяновск. 2010. 180 с.
2. Журавлев В.М., Миронов П.П. Динамика случайно-возмущенной системы Вольтерра-Лотки и метод максимальной энтропии // Нелинейный мир. 2011. Т. 9. No. 4. С. 201-212.
3. Журавлев В.М., Шляпин В.А. Принцип вторичного максимума энтропии и уравнения Рейнольдса в стохастической динамике одномерных нелинейных систем // Нелинейный мир. 2008. Т. 6. No. 7. С. 352-363.
4. Журавлев В.М. Турбулентность течений несжимаемой жидкости вблизи локального равновесия и принцип вторичного максимума энтропии // ЖТФ. 2009. No 1. С. 16-27.
5. Журавлев В.М., Шляпин В.А. Метод сопряженных функций в стохастической динамике одномерных нелинейных систем и принцип вторичного максимума энтропии // Прикладная математика и механика. Ульяновск: УлГТУ. 2009. С. 72-88.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ПО ПРОВОДЯЩЕМУ КЛАСТЕРУ ОДНОМЕРНОЙ НЕУПОРЯДОЧЕННОЙ СТРУКТУРЫ

Найданова В.А.¹, Байдышев В.С.²

Студент, доцент²

*Хакасский государственный университет им. Н.Ф. Катанова,
институт естественных наук и математики, Абакан, Россия*

E-mail: n-varvara91@yandex.ru

В структурно неупорядоченных физических системах с низкой пространственной размерностью типа тонких пленок, поверхностей кристаллов, ребер граней экспериментально установлены аномальные особенности переноса заряженных частиц: увеличение скорости диффузии при возрастании разупорядоченности структуры, рост коэффициента диффузии до нескольких порядков по сравнению с обычной диффузией [1], отклонения от закона Ома при полевом дрейфе и др.

Рассматривается задача компьютерного моделирования аномальной диффузии в пространственно неупорядоченных конденсированных одномерных средах в области фазового перехода в рамках перколяционного подхода. Теория перколяции является одной из реализаций модели (решетки) Изинга [2-4].

Моделью неупорядоченной среды служит одномерная перколяционная решетка, состоящая из N узлов на прямой, расположенных друг от друга на одинаковом расстоянии. Узлы могут быть двух типов: проводящие и непроводящие. Количество проводящих узлов задается вероятностью p . Два целых узла связаны, если между ними количество непроводящих узлов подряд меньше R , где $R=1, 2, 3, \dots$. Число R называется радиусом протекания. Совокупность связанных узлов образует кластер [2, 4]. При больших значениях p в модели все узлы связаны, то есть существует соединяющий кластер. Порог протекания p_c – максимальная доля целых узлов, при которой нет соединяющего кластера [4].

В работе проведены расчеты коэффициента диффузии, подвижности, критического индекса аномальной диффузии в интервале $R=1$ до $R=10$.

Моделировалась система, находящаяся выше порога протекания. За единицу времени частица может совершить один прыжок, по проводящим узлам прыжки частицы возможны, по непроводящим узлам – нет. Длина прыжка в межузельных расстояниях ограничена радиусом протекания; считалось, что прыжки с любой разрешенной длиной равновероятны [4].

Для моделирования действия поля генерировалось случайное число из отрезка $[0,1]$. Если это число попадало в интервал $[0, 0.5-\alpha]$ то прыжок совершался в отрицательном (влево) направлении, аналогично выбирается положительное направление, где α – параметр анизотропии, пропорциональный напряженности поля и связанный с температурой [3, 4].

$$\alpha \propto \frac{E}{T}. \quad (1)$$

С увеличением параметра анизотропии растет вероятность выбора положительного направления, что соответствует движению по решетке вправо.

На решетке вводились периодические граничные условия [4].

При аномальном переносе вместо прямой зависимости среднеквадратичного смещения от времени имеет место формула

$$\langle x^2(t) \rangle \propto t^{\frac{2}{2+\theta}}, \quad (2)$$

где $\theta \neq 0$ - критический индекс аномальной диффузии. Если он равен нулю, то реализуется нормальная диффузия. Показатель $\theta > 0$ характеризует субдиффузию, при которой процесс переноса замедляется за счет попадания частиц в ловушки, например, индуцированные полем. Случай $\theta < 0$ называют супердиффузией – аномально быстрым переносом, например, в результате скачков произвольной длины Леви [2].

Модель позволяет рассчитать коэффициент диффузии

$$D = \frac{\langle x^2(t) \rangle}{t}, \quad (3)$$

где $\langle x^2(t) \rangle$ - среднеквадратичное смещение частицы за время t , подвижность

$$\mu \propto \frac{\langle x(t) \rangle}{\alpha}. \quad (4)$$

В отсутствии поля (т.е. при $\alpha=0$) средний коэффициент диффузии остается постоянной величиной при любом радиусе протекания, то есть диффузия нормальна.

При наличии поля (т.е. при $\alpha>0$) наблюдается линейная зависимость коэффициента диффузии от времени, с увеличением радиуса протекания значение коэффициента диффузии увеличивается. На малых временах ($t<1000$) подвижность убывает с течением времени, на больших временах подвижность становится постоянной, при любом радиусе протекания.

Таким образом, в рамках перколяционной модели при произвольном радиусе протекания в неоднородной одномерной среде реализуется обычная диффузия в отсутствие поля и полевой аномально быстрый дрейф при периодических граничных условиях (цепочка замкнута в кольцо). Степень структурной неоднородности (радиус протекания) качественно не влияет на основные закономерности процесса диффузии и дрейфа.

Модель применима к описанию проводимости полупроводников при низких температурах [1-3].

Литература

1. Зон А. Б., Ледовский С. Б., Лихолет А. Н. Ускорение диффузии примеси в твердом теле гетерогенной реакцией на его поверхности // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 4. С. 38-41.
2. Белашенко Д.К. Механизмы диффузии в неупорядоченных системах (компьютерное моделирование) // УФН. 1999. Т. 169. № 4. С. 361-384.
3. Архинчеев В.Е., Баскин Э.М. Аномальная диффузия и дрейф в гребешковой модели перколяционных кластеров // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. Вып. 1(7). С. 292-300.
4. Мартыненко М.В., Удодов В.Н., Потекаев А.И. Транспорт частиц с переменной длиной прыжка в одномерной конденсированной среде. // Вестник Томского государственного университета. – 2001. – Т.№272. – С. 31 - 34.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО С УЧЕТОМ ПОТЕНЦИАЛА КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ

Нгуен-Чыонг Хиеу Тхань

Аспирант

*Волгоградский государственный технический университет,
факультет электроники и вычислительной техники, Волгоград, Россия*

E-mail: ntthieu@hctmus.edu.vn

Метод Монте-Карло (МК) широко используется для моделирования транспорта электронного пучка через конденсированное вещество и играет важную роль в современных электронно-эмиссионных методах диагностики поверхности, таких как Оже-электронная спектроскопия, рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия, микротомография обратно рассеянных электронов и т.д. Предварительная оценка надежности предлагаемой модели МК может быть осуществлена путем расчета коэффициента обратного рассеяния и сравнения полученных результатов с экспериментальными данными и другими реализациями МК.

При построении траектории электронов в веществе, дискретный подход с учетом каждого акта упругого и неупругого рассеяния требует не только мощного компьютера, но и огромного времени расчета. Применение приближения непрерывного замедления (ПНЗ) в МК существенно уменьшает время вычисления. В последнее время алгоритм ПНЗ, в котором

потери энергии электронов рассматриваются как непрерывный процесс, широко используется в МК вместо дискретного подхода и применяется как метод тестирования алгоритмов МК (PENELOPE [1], GEANT4 [2]). Метод МК в ПНЗ требует знания только двух характеристик рассеяния: сечения упругого рассеяния и тормозной способности, т.е. средней потери энергии электрона на единице пути.

Надежность МК симуляции сильно зависит от точности сечения упругого рассеяния. При движении в твердых телах электрон рассеивается на основном атомном потенциале, отличающемся от потенциала свободного атома [3, 4] вследствие образования валентной зоны и зоны проводимости при конденсации отдельных атомов в кристаллическое твердое тело. В предыдущей работе [5], мы предложили простую модель к вычислению сечения при упругом рассеянии электронов в кристаллической решетке с энергией в области от 50 эВ до 30 кэВ. Вычисленные по нашей модели [5] сечения упругого рассеяния электронов используется в настоящей работе для моделирования транспорта электронного пучка через конденсированное вещество методом МК в ПНЗ. Предлагаемая настоящая модель работает в области энергий электронов от 50 эВ до 30 кэВ.

На рисунке показаны траектории 100 электронов с энергией 10 кэВ, падающих по нормали к поверхности германиевой мишени. Необходимо увеличивать число рассчитанных траекторий до тех пор, пока не будет достигнута необходимая погрешность измеряемой в этом машинном эксперименте величины – в данном случае коэффициента обратного рассеяния. Чтобы обеспечить точность коэффициента обратного рассеяния около 1%, в реальном расчете требуется не меньше 10000 траекторий электронов.

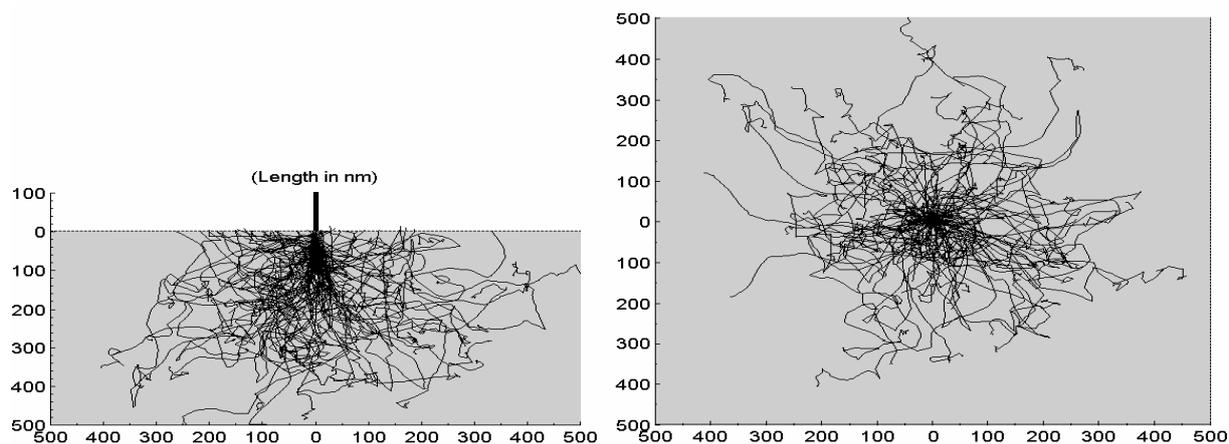


Рисунок – Траектории пучка 100 электронов с энергией 10 кэВ, падающих по нормали вдоль оси z на германиевую мишень: слева – вид на плоскость XOZ , справа – вид на плоскость XOY , расстояния по осям измеряются в нанометрах.

Из рисунка хорошо видно, что электроны быстро «забывают» первоначальное направление движения и имеет место характерный для диффузии сильный разброс траекторий электронов в пространстве и по направлениям движения.

Литература

1. Salvat F. PENELOPE-2011 A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport / F. Salvat, J. M. Fernández-Varea, J. Sempau. – 2011.
2. Kieft, E. Refinement of Monte Carlo simulations of electron-specimen interaction in low-voltage SEM / E. Kieft, E. J. Bosch // Phys. D: Appl. Phys. – 2008. – V. 41. – P. 215310.
3. Мотт, Н. Теория атомных столкновений / Н. Мотт, Г. Месси; ред. Я. И. Френкеля – Пер. со 2-ого англ.-ого изд. Т. А. Конторовой – М.: Иностранная Литература, 1965. – 752 с.
4. Bunyan, P. J. Polarization by mercury of 100 to 2000 eV electrons / P. J. Bunyan, J. L. Schonfelder // Proc. Phys. Soc. – 1965. – V. 85. – P. 455-462.
5. Смоляр, В. А. Упругое рассеяние электронов в твёрдых телах / В. А. Смоляр, Нгуен Чыонг Тхань Хиеу // Известия ВолгГТУ. Серия «электроника, измерительная техника, радиотехника и связь». – Волгоград, 2011. – Т. 6, № 79. – С. 11 – 16.

ЛИНЕЙНАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ПО СОСТОЯНИЮ ВЕРТИКАЛЬНЫМ ПОЛОЖЕНИЕМ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ

Павлова Евгения Александровна

Студентка

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

E-mail: janerigoler@mail.ru

Важной проблемой в современном термоядерном синтезе является обеспечение устойчивости плазмы в аксиально-симметричных тороидальных магнитных конфигурациях – токамаках. Задачей в работе является разработка системы управления, обеспечивающей устойчивость вертикального положения плазмы Z в токамаке Т-15 [1]. Для подавления вертикальной неустойчивости плазмы в конструкции токамака предусмотрена пара катушек горизонтального поля, включенных встречно-последовательно и расположенных между тороидальной обмоткой и вакуумной камерой. Для решения поставленной задачи была синтезирована система стабилизации вертикального положения плазмы Z по состоянию без наблюдателя, так как вектор состояния в данном случае доступен для измерения, то есть полностью наблюдаем.

При разработке системы управления в токамаке Т-15 использовалась неустойчивая линейная модель плазмы в виде:

$$L\dot{I} + RI = U, T\dot{Z} - Z = I.$$

Здесь Z – вертикальное смещение плазмы, I, U – ток и управляющее напряжение на катушке управления плазмой по вертикали. По предоставленным геометрическим данным был произведен расчет индуктивности и активного сопротивления обмотки, которая создает горизонтальное магнитное поле в Т-15 (обмотки управления): $L=0,0042$ Гн, $R=0,09$ Ом [4]. Оцененный неустойчивый полюс разомкнутой системы в [2] равный $48,8$ 1/с, был использован в динамическом звене, моделирующем неустойчивое движение плазмы по вертикали.

Для синтеза закона управления по состоянию применялся метод модального синтеза [3], который предполагает формирование таких обратных связей по состоянию, при которых обеспечивается заданное расположение полюсов замкнутой системы. Данный метод применим к рассматриваемой системе, так как все составляющие вектора состояния объекта управления доступны непосредственному измерению, а сам объект полностью управляем, поэтому при законе управления в виде линейной функции переменных состояния полюса замкнутой системы можно смещать в любые желаемые положения.

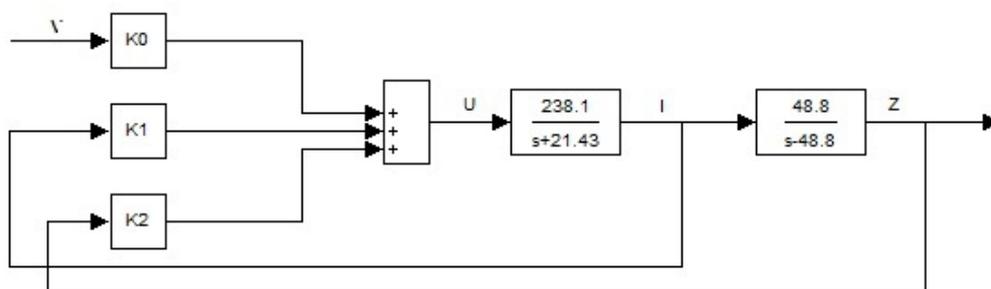


Рис.1. Структурная схема замкнутой системы управления.

На рис.1. V – задающее воздействие, $K1, K2$ – коэффициенты обратной связи, обеспечивающие расположение корней характеристического полинома замкнутой системы в левой полуплоскости, коэффициент $K0$ выбирается из условия равенства сигналов V и Z (вертикальное положение плазмы равно заданному) в установившемся режиме.

Моделирование проведено с использованием пакета прикладных программ MATLAB.

Полюса системы были расположены в точках -80 с^{-1} и -95 с^{-1} . Расчет коэффициентов обратной связи дал следующие результаты $K1=-0.850 \text{ В/А}$, $K2=-1.594 \text{ В/м}$, $K0=0.654$.

На рис.2. представлен график переходного процесса, который показывает, что при наличии управляющего воздействия система приходит к заданному выходному сигналу в 2 см в течение 0,1 с.

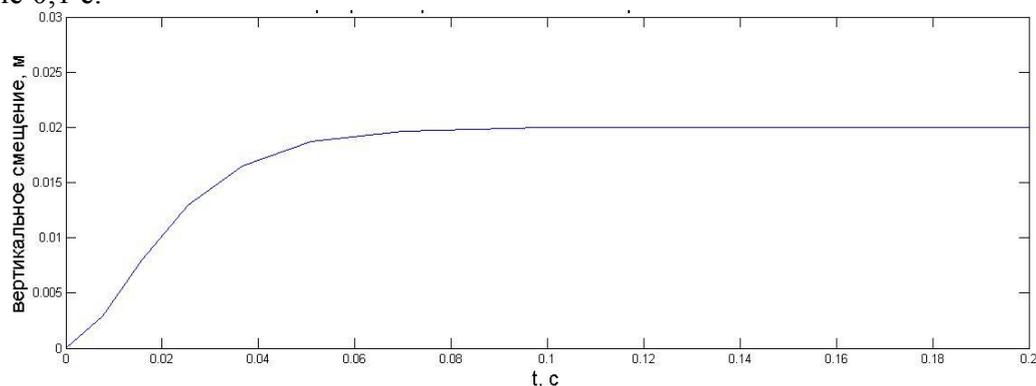


Рис. 2. Переходный процесс в системе управления $Z(t)$.

Автор выражает благодарность д.т.н. Митришкину Юрию Владимировичу за помощь в выборе направления исследования, научные консультации и помощь в работе.

Литература

1. Azizov E. A., Belyakov V. A., Filatov O. G., Velikhov E. P. and T-15 Team (2010). Status of project of engineering-physical tokamak. 23rd International Atomic Energy Agency (IAEA) Fusion Energy Conf., Daejeon, South Korea, FTP/P6-01.
2. Y. V. Mitrishkin, N.M Kartsev, S. M. Zenckov. Plasma vertical position, shape, and current control in T-15 tokamak. Invited session paper accepted for publication in proc. IFAC MIM2013 Conference, Saint Petersburg, Russia, June 2013.
3. Ю. Н. Андреев. Управление конечномерными линейными объектами. М.: Наука, 1970.
4. Калантаров П. Л., Цейтлин Л. А. Расчет индуктивностей: Справочная книга. — 3-е изд., перераб. и доп. Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1986. —488 с: ил.

РЕФЛЕКТОРНАЯ ЭЛЛИПСОИДАЛЬНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ РАССЕЯННОГО БИОЛОГИЧЕСКОЙ ТКАНЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ

Павловец Николай Владимирович

студент

*Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт»,
03056, Украина, Киев, проспект Победы, 37, корпус 1*

E-mail: mikhail_bezuglyy@ukr.net

С оптической точки зрения большинство биологических тканей (БТ) представляют собой оптически мутные среды, которым свойственно значительное рассеивание и селективное поглощение. Для описания оптических свойств этих сред используют следующие характеристики: толщину слоя d , показатель преломления n , коэффициент поглощения μ_a , коэффициент рассеяния μ_s и фактор анизотропии рассеяния g . Индивидуальный набор этих величин является биометрическим базисом для идентификации физиологического и физического состояния различных биологических тканей. Учитывая то, что практический интерес представляют свойства многослойных биологических тканей, и, имея набор оптических параметров отдельных слоев исследуемой ткани, можно моделировать процессы распространения в ней оптического излучения.

В ходе исследований, проведенных М.А. Безуглым (2012, с. 106), была спроектирована рефлекторная фотометрическая система для измерения рассеянного в БТ излучения в отраженном, а также в отраженном и пропущенном свете. Разработанный метод проведения

измерений основан на использовании эллипсоидального зеркального рефлектора. уникальная геометрическая форма которого позволяет максимально собрать рассеянный шероховатой поверхностью свет, позволил авторам реализовать механизм пространственного определения оптических характеристик БТ.

Согласно схеме (Безуглый, 2012) принцип измерения заключается в следующем: монохроматическое излучение от лазера направляется в полость эллипсоидального зеркала через передающую оптическую систему, расположенную во входном отверстии рефлектора. Отразившись от плоского зеркала, свет направляется на исследуемый объект. Вследствие взаимодействия лазерного излучения с БТ, расположенной в фокальной плоскости эллипсоидального рефлектора, наблюдается характерное пятно рассеяния, изображение которого проектируется во вторую фокальную плоскость, на которую фокусируется микроскоп с определенным увеличением. Оптическая система микроскопа и установленного на него адаптера передает нестереоскопическое изображение на соединенную с компьютером CMOS камеру.

На рис. 1. приведен результат работы второго варианта системы при исследовании пространственного распределения яркости эталонного образца в фокальной плоскости эллипсоида вращения при мощности одноимодового непрерывного He-Ne лазера 2 мВт на длине волны $\lambda = 632.8$ нм, диаметре падающего пучка 1.4 мм, эксцентриситете эллипсоида вращения 0.66 и фокальном параметре 16.875 мм (Безуглый, 2011).

Опираясь на существующие методы решения уравнения теории переноса излучения в оптике биологических тканей, за основу был взят метод Монте-Карло (МК) (Соболь, 1968). Используя сферическую систему координат для описания перемещения движения фотона в оптически мутной среде методом МК необходимо отметить, что случайные величины влияют на все ее составляющие. К тому же при сравнении сгенерированного случайного числа в интервале $[0, 1]$ и значения коэффициента отражения, рассчитанного по формулам Френеля, можно установить факт пересечения фотоном границы раздела двух сред (Wang, 1995). Таким образом, использование методов Монте-Карло позволяет довольно удачно моделировать процесс блуждания фотонов в оптически мутной среде.

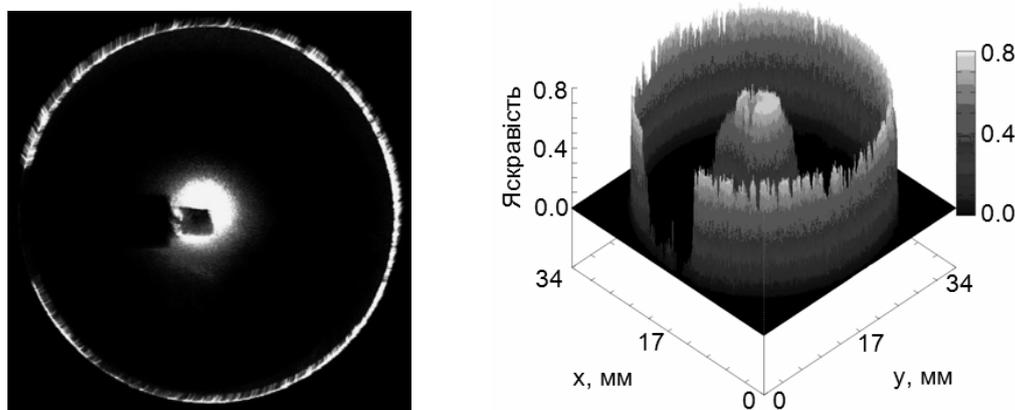


Рис. 1. Изображение и график пространственного распределения яркости в фокальной плоскости эллипсоида вращения для эталонного стального бруска

Результатом моделирования блуждания фотонов прямым методом Монте-Карло является коэффициент диффузного отражения и коэффициент полного пропускания, а при использовании модели фотометрической системы с эллипсоидальным зеркалом есть возможность оценить и величину поглощенного излучения. При моделировании траектории блуждания фотона в среде просто получить направление и координаты его выхода из среды. При запуске в среду большого количества фотонов для Гауссова профиля падающего лазерного пучка можно получить изображение отклика среды на возбуждение оптическим излучением. Это позволяет более качественно и полно оценить исследуемую ткань.

На основе (Wang, 1995) создан алгоритм вычислений и собственный программный комплекс, включающий в себя средства для расчета коэффициента диффузного отражения и

коэффициента полного пропускания, а также графические средства для создания изображения с траекториями движения отдельных фотонов с учетом изменения их веса.

Результатом моделирования блуждания инверсным методом Монте-Карло являются коэффициенты поглощения μ_a и рассеяния μ_s , а также фактор анизотропии рассеяния g . Так используя результаты экспериментальных исследований с использованием фотометрической системы с эллипсоидальным рефлектором и инверсного МК можно получить оптические параметры БТ. Графическое сравнение зарегистрированных результатов с результатами моделирования распространения оптического излучения в «БТ + эллипсоидальной рефлектор» может быть использовано для разработки аналитического аппарата послойного анализа БТ.

Автор выражает признательность доценту, к.т.н. Безуглому М.А. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Соболев И.М. Метод Монте-Карло. – М.: Наука, 1968. – 64с.
2. М. А. Безуглый, А. В. Ярыч, Д. В. Ботвиновский, О возможности применения зеркального эллипсоида вращения для определения оптических свойств биологических тканей // Оптика и спектроскопия, 2012, том. 113, №. 1, с. 104–110.
3. Безуглый М.О., Ботвиновский Д.В., Зубарев В.В., Коцур Я.О., Метод фотометричного дзеркального еліпсоїда обертання для дослідження шорсткості поверхні // Методи та прилади контролю якості, Ів.-Франк., 2011, вип. №27, с.77-83.
4. Lihong Wang, Steven L. Jacques, Liqiong Zheng. MCML – Monte Carlo modeling of light transport in multi-layered tissues // Computer methods and programs in biomedicine. – 1995. – Vol. 47. – P.131-146.

НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О БИОМЕХАНИКЕ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА ЧЕЛОВЕКА - ОПЕРАТОРА МОБИЛЬНЫХ МАШИН

Побегайло П.А.

Инженер, к.т.н.

ООО «ЛИДЕР», Москва, Россия

petrp214@yandex.ru

Тридцать семь лет назад, в 1976 году, товарищ Брежнев Л.И. говорил (цитата из газеты «Правда» от 26.10.76): «Потребность в рабочей силе у нас будет расти как в производственной, так и непроизводственной сфере. А между тем действие демографических факторов, связанное с отдаленными последствиями войны, приведет в 80-х годах к резкому сокращению притока трудоспособного населения.

Сложившаяся ситуация со всей остротой ставит задачу экономии, более рационального использования трудовых ресурсов. Главный путь её решения – ускорение роста производительности труда, прежде всего за счет механизации ручного труда не только в основных производствах, но и на вспомогательных ... работах».

Размышление над этими словами сегодня приводит к выводу, что эти мысли не только не устарели, а стали, пожалуй, еще более актуальными.

С одной стороны это связано с известными негативными событиями последних двадцати лет в нашей стране. С другой стороны тут сыграло свою роль и известное заблуждение о научно-техническом прогрессе (НТП), как о процессе полного освобождения человека от ручного труда в краткосрочной перспективе (в действительности потребность в квалифицированном ручном труде в настоящее время только растет, что связано как с появлением новых отраслей промышленности, так и с решающей ролью человека во многих производственных процессах, полностью исключить откуда его не представляется возможным).

Заметим, что указанное представление о том, что НТП повсеместно и уже сейчас исключит необходимость широкого применения ручного труда, привело к почти полному забвению одного из важнейших направлений биомеханики, а именно биомеханики рабочих процессов.

Биомеханика рабочих процессов как научное направление изучает геометрию,

кинематику и динамику взаимодействий человека с орудиями и предметами труда [2 и др.].

Чтобы не выписывать повторно, укажем, что в работе [2 и др.] можно найти все основные характеристики научного направления «биомеханика рабочих процессов» (например – цель участия человека в работе биотехнической системы; основные дисциплины, участвующие в изучении человека в такой постановке; основные научные проблемы этого направления и пр.).

В этой же работе сделан важный для нас вывод о том, что развитие биомеханики рабочих процессов как науки в первую очередь носит экспериментальный характер.

Таким образом, научное направление «биомеханика рабочих процессов» является на сегодня весьма актуальным и востребованным. Им, безусловно, нужно заниматься, и заниматься по возможности не только прикладными исследованиями, но и фундаментальными изысканиями.

В рамках нашей научной работы в прошедшем году сделаны некоторые шаги именно в русле указанного научного направления.

А именно – нами [5 и др.] предложена конструкция стенда, позволяющая исследовать с одной стороны процессы, протекающие в объекте управления (ряд механизмов, широко применяемых в авиации; горных и строительных машинах и пр.), а с другой стороны изучать определенные особенности самого человека – оператора (например, процесс взаимодействия его руки и джойстика системы управления). Попутно нами было выполнено и математическое моделирование указанных процессов, с созданием соответствующего программного обеспечения.

Два наиболее важных предварительных вывода при этом таковы (в русле указанного научного направления):

- для оператора задача управления предложенным стендом представляет точностное зрительно – моторное отслеживание, которое, по-видимому, можно рассматривать как кинематическую двигательную задачу биомеханики;

- использование компьютерной модели управления односуставным движением человека путем сдвига равновесной точки [1] позволяет провести анализ механизмов двигательной регуляции и уточнить природу вибрационных влияний на моторный контроль.

Все выше описанные исследования продолжают наши более ранние изыскания [3, 4 и др.]. Последние наши результаты получены в содружестве с к.б.н. Артемьевой Е.Н.

Литература

1. Артемьева Е.Н., Карпушкин В.В. Чернавский А.В. Компьютерное моделирование односуставного движения конечности на основе принципа равновесной точки // Биофизика. – 1998. –Т. 43. – с . 545 – 554.
2. Артоболевский И.И., Кобринский А.Е., Фролов К.В. Биомеханика рабочих процессов // Вестник Академии наук СССР, 1977, № 11. с. 75 – 85.
3. Побегайло П.А. К вопросу о совершенствовании методологии создания профессионально ориентированного программного обеспечения // Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2010». Секция Физика. Подсекция Математики и информатики / МГУ имени М.В. Ломоносова. М., 2010.
4. Побегайло П.А. О некоторых исследованиях систем «человек-машина-среда» // Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2012». Секция Физика. Секция Физика. Подсекция Математика и информатика / МГУ имени М.В. Ломоносова. М., 2012.
5. Pobegailo P.A. and etc. Study of object positioning accuracy under manual control by electrohydraulic simulator // Proceedings of 47th UK Conference on Human Responses to Vibration 17th to 19th September 2012. Institute of Sound and Vibration Research and University of Southampton United Kingdom. Southampton, UK, 2012.

МНОГОМЕРНАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ТОКАМИ В МАГНИТНО-СВЯЗАННЫХ ОБМОТКАХ ПОЛОИДАЛЬНОГО ПОЛЯ ТОКАМАКА

Прохоров Артем Андреевич

Студент 4 курса

Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: prohorov.artem@physics.msu.ru

Работа посвящена проектированию системы слежения за сценарными токами в полоидальных катушках токамака Т-15 [1] без учета пассивных структур и плазмы, как каскада системы управления формой и током плазмы. Данные катушки в количестве 9 штук располагаются коаксиально вокруг вакуумной камеры токамака (рис. 1), и их геометрические размеры и положения известны (таб. 1). Линейную модель объекта Р (рис. 2) как систему магнитно-связных катушек можно представить в следующем виде:

$$\dot{x} = Ax + Bu, \quad y = Cx,$$

где $x \in \mathbb{R}^{9 \times 1}$ - вектор-столбец токов в катушках, $A = M^{-1}RcR^{9 \times 9}$, $B \in \mathbb{R}^{9 \times 9}$ - матрица

взаимных индуктивностей, на диагонали которой стоят значения собственных индуктивностей катушек, $R \in \mathbb{R}^{9 \times 9}$ - диагональная матрица сопротивлений, $B = M^{-1}cR^{9 \times 9}$, $u \in \mathbb{R}^{9 \times 1}$ - вход системы, представляющий собой вектор-столбец напряжений. Напряжения подаются на катушки от многофазных управляемых тиристорных выпрямителей со временем задержки $\tau = 3.3 \times 10^{-3}$ с (исполнительное устройство А на рис.2), $C \in \mathbb{R}^{9 \times 9}$ - единичная матрица, y - выход системы.

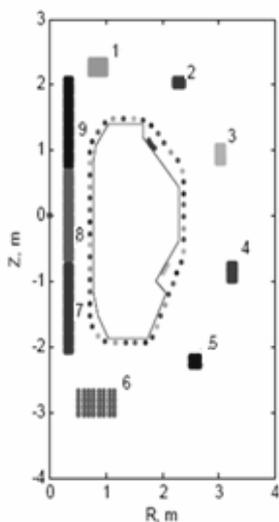


Рис. 1. Расположение катушек полоидального поля Т-15.

Номер обмотки	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Число витков	100	100	48	60	80	108	100	100	100
Расстояние от оси токамака до центра поперечного сечения катушки, м	0,87	2,32	3,04	3,24	2,63	0,743	0,336	0,336	0,336
Расстояние от оси плазмы до центра поперечного сечения катушки, м	2,291	2,08	0,935	-0,86	-2,3	-2,98	-1,43	0	1,433
Высота катушки, м	0,262	0,277	0,21	0,277	0,277	0,338	1,39	1,39	1,39
Ширина катушки, м	0,245	0,257	0,149	0,158	0,209	0,465	0,1	0,1	0,1
Сопротивление, Ом	0,024	0,054	0,04	0,045	0,048	0,018	0,04	0,04	0,04

Таб. 1. Данные катушек.

Номер обмотки	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	0,023	0,012	0,007	0,010	0,012	0,011	0,006	0,005	0,004
2	0,012	0,089	0,027	0,026	0,028	0,027	0,014	0,013	0,012
3	0,007	0,027	0,029	0,022	0,018	0,016	0,008	0,008	0,008
4	0,010	0,026	0,022	0,050	0,032	0,019	0,011	0,011	0,011
5	0,012	0,028	0,018	0,032	0,066	0,019	0,011	0,012	0,013
6	0,011	0,027	0,016	0,019	0,019	0,017	0,009	0,011	0,012
7	0,006	0,014	0,008	0,011	0,011	0,009	0,002	0,005	0,006
8	0,005	0,013	0,008	0,011	0,012	0,011	0,005	0,002	0,005
9	0,004	0,012	0,008	0,011	0,013	0,012	0,006	0,005	0,002

Таб. 2.

Значения матрицы М взаимных индуктивностей в (Гн).

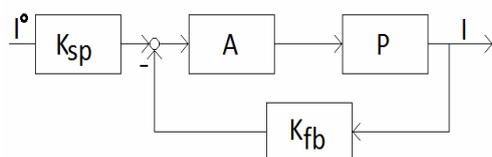


Рис. 2. Схема системы управления токами в катушках полоидального поля токамака.

Таблица М взаимных индуктивностей катушек рассчитана по методике [2] (таб. 2).

Необходимость разработки регулятора заключается в поддержании сценарных токов в катушках токамака, которые являются магнитно-связанной системой: небольшое изменение тока в одной катушке, приводит к изменению токов в остальных.

Синтез регулятора проводился в пакете Matlab методом развязки каналов, основной идеей которой является разложение системы на совокупность независимых скалярных подсистем [3]. Для использования данного метода необходимо иметь модель объекта с размерностью вектора состояний, равному количеству входов и выходов. При использовании аппроксимированной до 4-й степени по Паде модели тиристорных преобразователей $e^{-sT} = (\sum_{i=0}^4 a_i s^i) / (\sum_{i=0}^4 b_i s^i)$, порядок системы увеличивается до 45. Поэтому необходимо проводить редукцию системы до 9 порядка, общий принцип которой состоит в отбрасывании тех состояний, которые вносят наименьший вклад в общую взаимосвязь между входами и выходами системы.

Для создания контура управления используются матрицы $K_{sp} = B_1^{-1}(A_1 - \Lambda)C_1^{-1}$, $K_{fb} = -B_1^{-1}\Lambda C_1^{-1}$ (рис.2), которые обеспечивают развязку каналов. Индекс 1 означает, что в формулах используются матрицы редуцированной системы. Диагональная матрица Λ выбирается произвольно для обеспечения необходимого переходного процесса.

На рис. 3 показаны сценарные токи I^0 и выходные значения токов I . На рис. 4 приведены ошибки слежения за сценарными токами. Эти ошибки не превышают 1%.

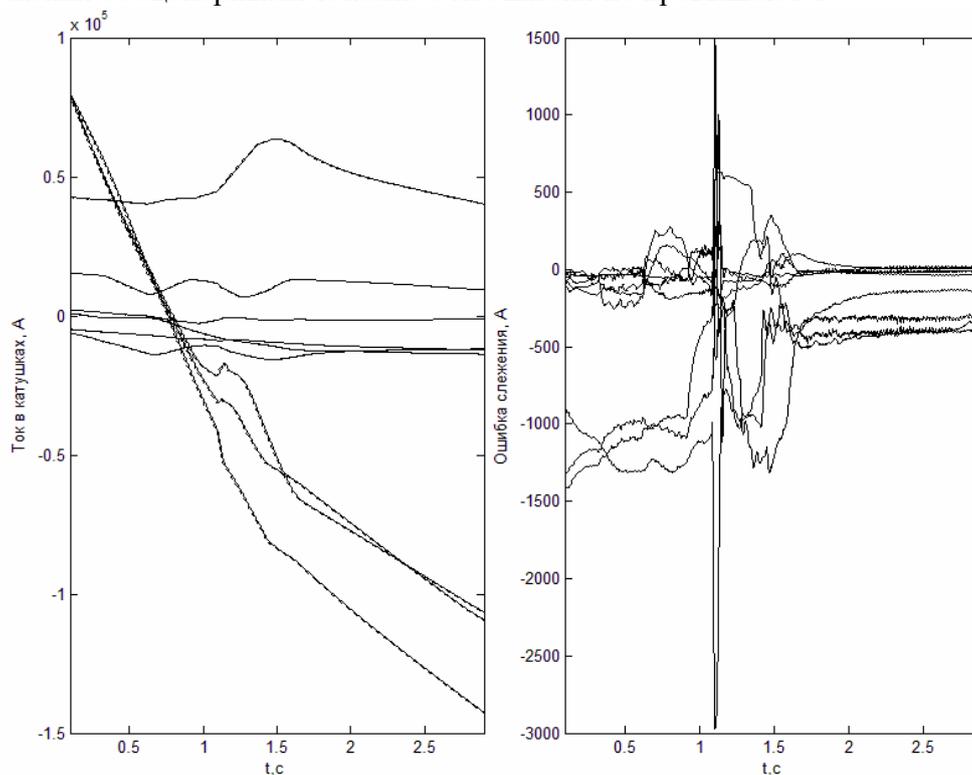


Рис. 3. Зависимость сценарных токов (сплошные линии) и выходных токов (пунктирные линии) от времени. Рис. 4. Зависимость ошибки слежения от времени.

Автор выражает благодарность д.т.н. Ю.В. Митришкину за научное руководство и предоставление данных по токамаку Т-15.

Литература

1. Azizov E.A., Belyakov V.A., Filatov O.G., Velikhov E.P., and T-15MD Team. Status of project of engineering-physical tokamak // 23rd International Atomic Energy Agency (IAEA) Fusion Energy Conf., Daejeon, South Korea, 2010, FTP/P6-01.
2. Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. Расчет индуктивностей: справочная книга. Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1986.
3. Митришкин Ю.В., Коростелев А.Я. Каскадная система слежения за током и формой плазмы в токамаке с развязкой каналов управления. Вестник МГТУ. Серия: Приборостроение, Т. 79, №2, 2010. с. 21-38.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЕБАНИЯ ТОПЛИВА В ТАНКАХ ЛЕДОКОЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РЕГУЛЯРИЗОВАННЫХ УРАВНЕНИЙ МЕЛКОЙ ВОДЫ

Сабурин Дмитрий Сергеевич

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: dsaburin.asa@gmail.ru

Задача поставлена в связи с работами, проводимыми в Санкт-Петербургском Государственном Морском Техническом Университете. Рассматривается реальный прототип топливного танка. Изучается поведение жидкости при различных волновых возмущениях, возникающих при движении ледоколов: столкновение с льдиной, волновая качка. Главный интерес в этой задаче представляет расчет предельных нагрузок на стенки бака и собственных частот колебаний жидкости в танке. Аккуратно построенное численное решение данной задачи используется при оценке безопасных предельных скоростей движения судна.

Расчет указанной задачи возможен в рамках полных уравнений Навье-Стокса, но он очень трудоемок. В случае, когда заполнение танка невелико, для решения этой задачи вместо стандартных уравнений Навье-Стокса автором были использованы двумерные регуляризованные уравнения мелкой воды [1,2]. В [3] описаны результаты расчетов этой задачи в одномерном приближении, которые описывают поведение жидкости вдоль оси симметрии бака (если действующая сила направлена вдоль оси бака). Эти расчеты демонстрируют хорошую применимость использованной модели и ее преимущества. В данном докладе будут представлены расчеты в двумерном приближении, которые описывают течение более реалистично. Эта модель позволяет учитывать форму танка, а также рассчитывать варианты столкновений с льдиной, происходящие под углом к оси, бортовую и сложные варианты качки.

Литература

1. Булатов О.В., Елизарова Т.Г. Регуляризованные уравнения мелкой воды и метод численного моделирования течений в неглубоких водоемах // Журнал вычислительной математики и математической физики, 2011, т.51, №1, с.170-184
2. Елизарова Т.Г. Квазигидродинамические уравнения и методы расчета вязких течений. М., 2007.
3. Т.Г. Елизарова, Д.С. Сабурин. Численное моделирование колебаний жидкости в топливных баках. // Математическое моделирование, 2013, т. 25, №3, с.75-88.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ СМЕСИ ЖИДКОСТЕЙ В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ МЕТОДОМ РЕШЕТОЧНЫХ УРАВНЕНИЙ БОЛЬЦМАНА

Сенин Д.С.

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: senindmitry@gmail.com

В последние годы решение задач вычислительной гидродинамики методом решеточных уравнений Больцмана (Lattice Boltzmann Method) получило широкое распространение. Толчком к этому послужило активное развитие эффективных программных и аппаратных средств для разработки и реализации алгоритмов на основе этого метода. Такими средствами стали графические ускорители, программно-аппаратная платформа CUDA и фреймворк для написания программ, связанных с параллельными вычислениями, OpenCL.

Метод решеточных уравнений Больцмана отлично подходит для решения задач многокомпонентной фильтрации в пористых средах. Многие сложные физические явления

(межмолекулярное взаимодействие, капиллярные эффекты, многофазные течения, нелинейная диффузия) могут быть легко внесены в модель [2, 3]. Это достигается за счет того, что движение флюида моделируется на уровне одночастичных функций распределения, и любое микроскопическое взаимодействие может быть легко учтено.

Была разработана модель двухкомпонентной фильтрации смеси жидкостей в пористых средах методом решеточных уравнений Больцмана с учетом уравнений состояния, капиллярных эффектов и диффузии. Разработанная модель основана на подходе Шена и Чена к моделированию межмолекулярного взаимодействия [1, 4]. Полученная модель была успешно верифицирована на тестовых задачах. С помощью модели были рассчитаны фильтрационные свойства реальных пористых сред, структура которых определялась по данным рентгеновской томографии.

Литература

1. Basit R., Basit A. Simulation of Phase Separation Process using Lattice Boltzmann Method // Canadian Journal on Computing in Mathematics, Natural Sciences, Engineering & Medicine. Vol. 1, No. 3 (2010), 71-76.
2. Porter M., Schaap M., Wildenschild D. Lattice-Boltzmann simulations of the capillary pressure-saturation-interfacial area relationship for porous media // Advances in Water Resources. Vol. 32, No 11 (2009), 1632–1640.
3. Ramstad T., Idowu N., Nardi C., Oren P. Relative permeability calculations from two-phase flow simulations directly on digital images of porous rocks // Transport in Porous Media. Vol. 94, No 2 (2012), 487-504.
4. Shan X., Chen H. Lattice Boltzmann model for simulating flows with multiple phases and components // Phys. Rev. E. Vol. 47, No 3 (1993), 1815-1820.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СИСТЕМЫ АСПИРАЦИИ ПЫЛЕГАЗОВЫХ ВЫБРОСОВ ЭЛЕКТРОДУГОВЫХ ПЕЧЕЙ В ПАКЕТЕ ПРИКЛАДНЫХ ПРОГРАММ COSMOSFLOWWORKS

Тимошенко Н.С.

Аспирант

*Донецкий национальный университет, физический факультет, Донецк, Украина
nadinochka_tim@mail.ru*

Традиционные системы газоудаления дуговых сталеплавильных печей (ДСП) устроены таким образом, что вблизи вытяжного патрубка скорость удаляемых газов велика, а на противоположной стороне очень низкая. Такой неравномерный отсос газа приводит к достаточно большой потере металла, содержащегося в печных газах в виде мельчайших затвердевших капелек [1;2]. В работе [3] рассматривается возможность снижения скорости газоудаления с применением распределенного газоотсоса. Для выяснения возможностей реализации этого способа аспирации газа, на основе уравнений гидродинамики и теории вентиляции была разработана упрощенная математическая модель для расчета скорости всасывания и движения воздуха в рассматриваемой конструкции газохода, схема которого приведена на рисунке 1. Это линейный газоход постоянного сечения с несколькими поперечными щелями разной ширины, расположенными на одинаковом расстоянии друг от друга на одной из боковых поверхностей газохода. Левый торец газохода заглушен, а через правый производится отсос газа. Такая конструкция позволяет

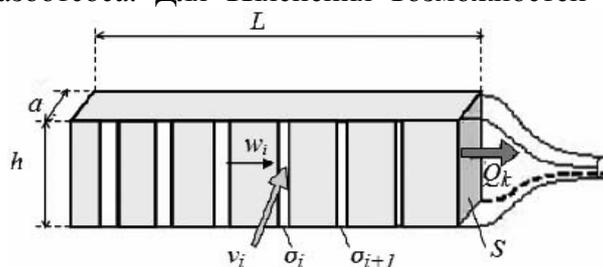


Рис.1 - Схема вытяжного газохода: a, h, L – ширина, толщина и длина; v_i – скорость газа в щели; w_i – продольная скорость газа; S – площадь поперечного сечения газохода; σ_i, σ_{i+1} – площадь предыдущей и последующей щели; Q_k – расход газа на выходе из газохода

организовать плоское течение.

Упрощенная методика расчета вытяжного газохода строится в рамках одномерной теории вентиляции, основанной на интегральном законе сохранения массы и уравнении импульсов или Бернулли [4; 5]. В этой теории параметры газа усредняются по поперечному сечению потока, а вязкость учитывается при помощи коэффициента сопротивления, который определяется экспериментально. По данной методике в работе [6] была получена формула для определения площади щелей (1). Формула позволяет определить размеры щелей для газохода с заданной геометрией из условия равномерного притока газа.

$$\sigma_{i+1} = \frac{\sigma_i}{\sqrt{1 + \frac{2\mu^2 \sigma_i^2}{F^2} \left(2i + 1 + \frac{\lambda i^2 S_1}{8F} \right)}}, \quad (1)$$

По разработанной методике был рассчитан вытяжной газоход с четырьмя поперечными отверстиями, общим расходом $Q_k = 0,07 \text{ м}^3/\text{с}$ и выходной скоростью $w_k = 6 \text{ м/с}$. Зная площади щелей и расход газа в каждой (изначально задан одинаковый), получили средние скорости притока газа в щели.

Для проверки адекватности предложенной методики было проведено численное моделирование течения в вытяжном газоходе с параметрами, рассчитанными по формуле (1), с помощью пакета прикладных программ CosmosFloWorks в среде SolidWorks. Предварительный анализ показал, что исследуемый поток является турбулентным. Расчет выполняли численно на основе уравнений Навье-Стокса и неразрывности с использованием $k - \varepsilon$ модели турбулентности:

$$\frac{\partial \vec{w}}{\partial \tau} + (\nabla \vec{w}) \cdot \vec{w} = -\frac{1}{\rho} \cdot \nabla p + \eta \cdot \nabla^2 \vec{w} + F, \quad \text{div} \vec{w} = 0$$

Схема расчетной модели газохода и поле скоростей, полученное в результате решения, приведены на рисунке 2. Граничными условиями задачи были: разрежение 70 Па по грани 1; нормальные (по давлению и температуре) условия на щелях 2-5, «реальная» стенка - на остальных границах флюидного тела. Геометрические параметры были заданы согласно рассмотренной выше модели (рис. 1).

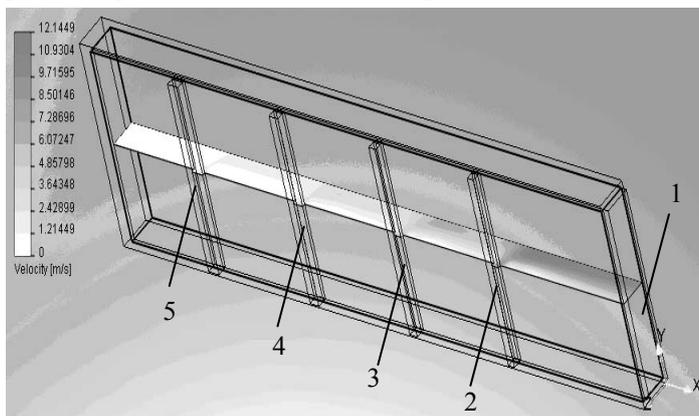


Рис. 2 – Поле скоростей в модели газохода

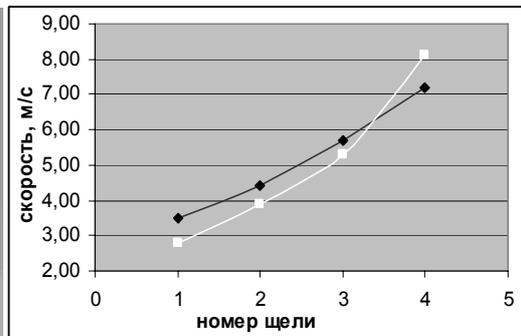


Рис. 3 – Распределение скоростей в щелях газохода: 1 – теоретический расчет по упрощенной методике, 2 – моделирование в Cosmos FloWorks

Интегрирование по границам отверстий позволяет получить средние значения скоростей в щелях газохода. Сопоставление этих значений скоростей со скоростями, полученными при расчете упрощенной методикой, показало, что сравниваемые величины отличаются в пределах 15% (рис.3). Дальнейшее уточнение параметров модели и более детальное измельчение сетки позволит снизить это расхождение. В целом, исследование доказывает адекватность упрощенной модели и возможности ее применения для инженерного расчета системы аспирации пылегазовых выбросов ДСП.

Литература

1. Тулуевский Ю.Н. Инновации для дуговых сталеплавильных печей. Научные основы

- выбора: Монография / Ю.Н. Тулуевский, И.Ю. Зиннуров. – Новосибирск: изд-во НГТУ, 2010. - 347с.
2. Kuhn R. Continuous off-gas measurement and energy balance in electric arc steelmaking/ R.Kuhn, H.Geck, K.Schwerdtfeger. - ISIJ International, Vol.25 (2005), No.11, pp.1587-1596.
 3. Тищенко П.И. Повышение эффективности первичного газоудаления при модернизации дуговых сталеплавильных печей / П.И. Тищенко, С.Н. Тимошенко, Н.Б. Дунь // Бюллетень научно-технической и экономической информации «Черная металлургия», №2/2006.
 4. Повх И.Л. Техническая гидромеханика. - Л.: «Машиностроение», 1976. – 504 с.
 5. Талиев В.Н. Аэродинамика вентиляции: Учеб. пособие для вузов. - М.: Стойиздат, 1979.- 295с.
 6. Семко А.Н., Тимошенко Н.С. Пути снижения и локализации пылегазовых выбросов дуговых сталеплавильных печей // Вестник ДонНУ. Сер.А: Естественные науки. – Донецк, 2010. вып.1 – С. 145-151.

РАЗРАБОТКА РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ ФЕРРИТОВЫХ МАТЕРИАЛОВ С ВЫСОКОЙ МАГНИТНОЙ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ

Фельдшер Денис Александрович, Лапшин Евгений Николаевич

Студенты

*Кузнецкий институт информационных и управленческих технологий (филиал ПГУ),
Кузнецк, Россия*

E-mail: keeper-sumurai.9@mail.ru

Развитие машиностроения и техники в целом требует разработки новых радиопоглощающих материалов с низким коэффициентом отражения электромагнитного излучения в широком рабочем диапазоне длин волн, как для защиты от высокого фона излучения, так и проведения испытаний оборудования на соответствие нормам электромагнитного излучения [1].

Среди радиопоглощающих материалов получили широкое применение Ni-Zn ферриты благодаря высокой эффективности поглощения радиоволн в диапазоне от 50МГц до 1ГГц [2]. Однако производство Ni-Zn ферритов требует дорогостоящего никельсодержащего сырья, более того, соединения никеля канцерогенны, что предопределяет поиск новых составов радиопоглощающих ферритов с высокой эффективностью поглощения радиоволн в диапазоне от 50МГц до 1ГГц, не содержащих никель. С другой стороны, развитие техники требует расширения рабочего диапазона поглощения феррита в область низких частот до 10 МГц. Поэтому исследования, направленные на расширение характеристических показателей ферритов, являются актуальными.

В работе проводились исследования радиопоглощающих свойств Mg-Zn ферритов, которые по своим свойствам, близки к Ni-Zn ферритам, но не содержат дорогого и дефицитного никельсодержащего сырья [3].

С целью расширения рабочего диапазона поглощения в область низких частот в работе проводились исследования по увеличению магнитной и диэлектрической проницаемостей ферритов. Это достигалось формированием требуемой микроструктуры материалов, легированием добавками, формирующими по границам зерен диэлектрические прослойки и регулированием атмосферы спекания печи, увеличением оксида железа сверх стехиометрического состава.

Литература

1. Алексеев А.Г., Штагер Е.А., Козырев С.В.. Физические основы технологии Stealth . С-Пб- 2007, - 284с)
2. Покусин Д.Н., Чухлебов Э.А., Залесский М.Ю. Комплексная магнитная проницаемость ферритов в области естественного ферромагнитного резонанса. // Радиотехника и электроника, 1991, т. 36, №11. С. 2085-2091.
3. Летюк Л.М., Журавлев Г.И. Химия и технология ферритов. Л.: Химия, 1983.

Подсекция «Медицинская физика»

МАГНИТНЫЕ СУБМИКРОННЫЕ ПОЛИБУТИЛЦИАНОАКРИЛАТНЫЕ ЧАСТИЦЫ КАК СИСТЕМЫ ДОСТАВКИ ЛЕКАРСТВ

Гусев Арсений Владимирович

Аспирант

Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова

Физический факультет, кафедра физики наносистем

E-mail: Arseny.gusev@mail.ru

Магнитная доставка лекарств помогает совместить полезные черты фармакологического и хирургического методов лечения, соответственно, с одной стороны предоставляя возможности по бионакоплению лекарства в организме, с другой стороны имея локализованный характер действия (Lubbe et al., 2001, Alexiou et al., 2006, и Rosengart et al., 2005). Метод МДЛ связан в первую очередь с созданием магнитоуправляемых органических или неорганических носителей лекарства, с включенными наночастицами или созданными на их основе системами. Важным элементом метода является подбор методики создания органических частиц и выбор полимера для изготовления носителей. Структура полимера, возможности по включению функциональных компонент и, следовательно, характер включения препарата в состав носителей являются наиболее значимыми при разработке методики. Биосовместимые частицы на основе алкилцианоакрилатов являются одними из наиболее многообещающих систем доставки лекарств, благодаря их хорошим адгезивным свойствам и способности к захватыванию различных биологически активных соединений (Arahamian et al. 1987). Так же необходимо заметить важность выбора магнитных частиц. Подбор размера и структуры магнитных частиц помогает подобрать необходимые магнитные свойства всей системы, определяющие поведение носителя в кровотоке под действием внешнего магнитного поля. В свою очередь необходимо отметить магнитные частицы на основе магнетита (Fe_3O_4), отличающиеся низкой токсичностью и хорошо приживающиеся в человеческом организме (Okon et al., 1994). Более того, наноразмерные частицы, диаметром менее 10 нм, обладающие суперпарамагнетизмом, являются биоразложимыми в человеческом организме.

В рамках работы были синтезированы наночастицы магнетита химическим соосаждением ионов Fe^{3+} и Fe^{2+} в молярном соотношении 2:1 из водного раствора хлоридов. Синтез производился при температуре 80°C в течении 40 минут. Полученные наночастицы были стабилизированы цитрат-ионами. По исследованиям с помощью динамического светорассеяния имели высокую монодисперсность и средний размер равный $9 \text{ нм} \pm 1 \text{ нм}$. По структуре полученные гидрофильные частицы представляли собой оксид железа, стабилизированные комплексами цитрат-ионов с железом. В дальнейшем магнитные наночастицы были использованы при создании полимерных частиц из полибутилцианоакрилата. Структура капсул представляет собой полимерную субмикронную частицу с включенными наночастицами магнетита. По данным светорассеяния средний диаметр капсул составил 200 нм. Полученную систему можно использовать для доставки гидрофобных соединений, не растворяющихся в плазме крови. Так же были полученные наночастицы на основе полибутилцианоакрилата (размер 150 нм), содержащие лоперамид, как модельное соединение, и проведены испытания *in vivo*, показывающие возможность успешного и эффективного использования подобных систем в живых организмах.

Литература

1. Alexiou C., Schmid R. J., Jurgons R., Kremer M., Wanner G., Bergemann C., Huenges E., Nawroth T., Arnold W., Parak F.G., (2006). Targeting cancer cells: magnetic nanoparticles as drug carriers, *Eur Biophys J* 35: 446–450

2. Arahamian, M., Michel, C., Humbert, W., Devissaguet, J.-P. and Damge, C., (1987) Transmucosal passage of polyalkylcyanoacrylate nanocapsules as a new drug carrier in the small intestine. *Biology of the Cell*; 61: 69-76.
3. Lubbe, A.S., Alexiou, C., Bergemann, C., (2001), Clinical Applications of Magnetic Drug Targeting, *Journal of Surgical Research* 95, 200–206
4. Okon, E., Pouliquen, D., Okon, P., Kovaleva, Z.V., Stepanova, T.P., Lavit, S.G., Kudryavtsev, B.N., Jallet, P., (1994). Biodegradation of magnetite dextran nanoparticles in the rat: a histologic and biophysical study. *Lab. Invest.* 91, 895–903.
5. Rosengart A.J., Chen H., Xie Y., Kaminski M.D., (2005) Magnetically guided plasminogen activator loaded designer spheres for acute stroke lysis, *Medical Hypotheses and Research*, Vol. 2, no. 3, July 2005

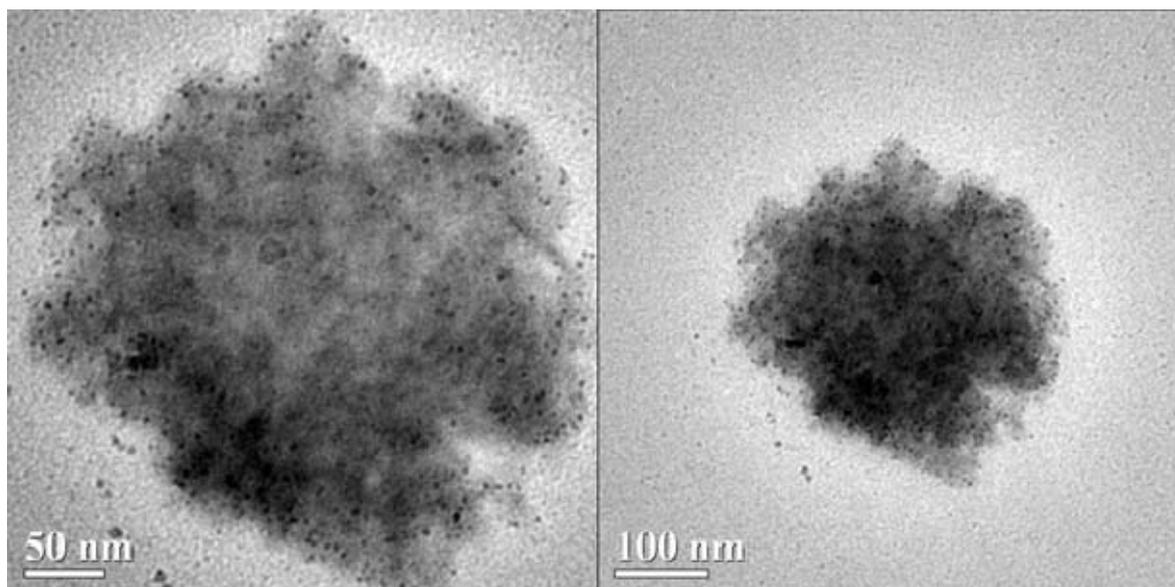


Рисунок 1 Полибутилцианоакрилатные субмикронные частицы модифицированные наночастицами Fe_3O_4 . Электронная просвечивающая микроскопия.

ИЗУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АМНИОТИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТИ И КРОВИ ПРИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ТАБАЧНОЙ ИНТОКСИКАЦИИ БЕРЕМЕННЫХ КРЫС

Девяткина Т.А., Уксукбаева А.К., Сеницкий А.Н., Агаев А.К.

Студенты

Оренбургский государственный университет, физический факультет, Оренбург, Россия

E-mail: dreamdt2008@mail.ru

Массовое распространение курения сделало эту проблему международной. Курение стали называть чумой XX века. Научные исследования в этой области не оставляют сомнений в том огромном вреде, который курение наносит людям [2]. Согласно данным Всемирной организации здравоохранения, сегодня 12% женщин во всем мире курят. В развитых странах курят около 15% женщин, а в развивающихся – около 8%, что приводит к развитию серьезных проблем со здоровьем у новорожденных. Поэтому выявление патологий у матерей при воздействии среды обитания является одной из приоритетных задач в рамках ранней диагностики заболеваний у детей [1].

Цель работы: Изучить оптические свойства амниотической жидкости и крови у беременных крыс при моделировании табачной интоксикации.

Материалы и методы. Экспериментальные исследования выполнены в виварии Оренбургского государственного университета. Эксперимент выполнялся в соответствии с требованиями правил проведения работ с использованием экспериментальных животных. В

качестве биологического тест-объекта использовали белых половозрелых крыс-самок линии Wistar массой 150-200 г. Были исследованы 20 крыс: 10 контрольных – некурящих и 10 опытных – курящих.

Животные опытной группы в течение 21 дня подвергались в затравочной камере воздействию дыма сигарет с содержанием никотина в расчете 0,9 мг/сиг/гол и смолы 12 мг/сиг/гол в сутки. После фиксирования предвестников родов, крыс выводили из эксперимента путем усыпления под эфирным рауш-наркозом. У животных было произведено взятие амниотической жидкости и крови. Образцы амниотической жидкости разбавили дистиллированной водой в соотношении 1 мл к 4 мл и измерили спектр поглощения свинца (Pb), меди (Cu) и кадмия (Cd) на спектрофотометре. Измерение содержания химических элементов в амниотической жидкости проводилось на вольтамперометрическом анализаторе. Образцы крови разбавляли растворами хлорида натрия с концентрациями от 0% до 0,9% на 100 мл и измеряли спектр поглощения образца на спектрофотометре, осмотическую хрупкость эритроцитов, диаметр эритроцитов дифракционным методом [3].

Результаты: Исследуя полученные графики поглощения, были определены следующие результаты. Максимум поглощения ($D_{\text{погл}}$) Pb на длине волны (λ)=237,4 нм: для контр. гр. – 0,4894, опыт. гр. – 0,6927; Cu на λ =430,1 нм: для контр. гр. - 0,2469, опыт. гр. - 0,4008; Cd на λ =800,2 нм: для контр. гр. - 0,2506, опыт. гр. – 0,3507. Пики поглощения у контрольных образцов были ниже, чем у опытных.

Используя полученные данные, вычислили, во сколько раз произошло увеличение D (поглощение) в опыт. гр. относительно контр.: $n_{\text{Pb}} = 1,41$ раза, $n_{\text{Cu}} = 1,62$ раза, $n_{\text{Cd}} = 1,4$ раза, что свидетельствует о количестве содержания Pb, Cu, Cd в образцах.

Оценивая графики спектра поглощения для крови в контрольной группе при различной концентрации NaCl: 0,9% на пике поглощения длина волны λ =414 нм, D =0,35; 0,8%- λ =416 нм, D =0,4; 0%- λ =411 нм, D =0,46. Для опытных: 0,9%- λ =415 нм, D =0,97; 0,8%- λ =413 нм, D =0,86; 0%- λ =416 нм, D =0,78, где D -поглощение.

Используя эти данные, рассчитали долю лизированных клеток по формуле:

$$\frac{D_{0,9} - D_{0,8}}{D_0 - D_{0,8}}$$

Для курящих крыс доля разрушенных эритроцитов составляет – 57,9%, а для некурящих – 45,4%. Используя формулы для расчета диаметра эритроцитов

$$D_t = \frac{1,22\lambda}{\sin \alpha_1} = \frac{1,22\lambda \sqrt{n_t^2 + L^2}}{n_t}, \text{ где } t = 1,2,3; \lambda = 632,8 \text{ нм.}$$

Среднее значение диаметра подсчитывается по формуле: $D = \frac{\sum D_t}{n}$

Были получены следующие результаты: у контрольных – 6,5 мкм; у опытных – 5,2 мкм.

Используя полученные данные, у опытной группы осмотическая хрупкость эритроцитов в 1,3 раза увеличилась, а диаметр уменьшился в 1,3 раза.

Вывод: По результатам исследования установлено влияние табака на эритроциты, а используемые методы можно использовать как маркеры негативного воздействия факторов среды на организм. В результате табачной интоксикации произошло увеличение содержания Pb, Cu, Cd в амниотической жидкости, что приводит к увеличению токсической нагрузки на плод и организм беременных крыс. Вследствие этого чрезмерное поступление микроэлементов может оказывать на плод эмбрио- или фетотоксическое действие различной степени: медь – эмбриоцидное действие; свинец - стерильность, некроз плаценты, выкидыши, перинатальная и неонатальная смерть, замедление роста, аномалии поведения,

связанные с нейротоксическим действием свинца; кадмий - хромосомные аномалии, эмбриотоксическое действие, аномалии строения лица и нервной трубки, изменение скелета.

Литература:

1. Интернет-магазин "Ларец лекаря": <http://sturdy.ru/article/121.htm>
2. Курение - вред для здоровья: <http://netkurenia.ru/?p=690>
3. Ремизов А.Н., Максина А.Г., Потапенко А.Я. Медицинская и биологическая физика: учебник для вузов. – М.: Дрофа, 2003.

ИССЛЕДОВАНИЕ КРОСС-КОРРЕЛЯЦИЙ ЭЭГ-СИГНАЛОВ ЧЕЛОВЕКА В ПРЕКЛИНИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКЕ РАССТРОЙСТВ ШИЗОФРЕНИЧЕСКОГО СПЕКТРА

Дёмин С.А.

Научный сотрудник

Казанский (Приволжский) федеральный университет,

Институт физики, Казань, Россия

E-mail: serge_demin@mail.ru

Объективная диагностика психиатрических расстройств, к примеру шизофренического спектра, на ранних стадиях развития затруднена из-за отсутствия надежных инструментальных методов описания. В частности, до настоящего времени в диагностике психиатрических расстройств очень слабо использовались методы электро- и магнитоэнцефалографии (ЭЭГ и МЭГ), хотя проводимые в этой области экспериментальные исследования свидетельствовали о перспективности подобных подходов [1-6]. В связи с этим актуальными при решении проблем анализа, диагностики и прогнозирования подобных заболеваний представляются клинические ЭЭГ-исследования. Ранее отдельные аспекты применения спектральных методов в исследовании особенностей ритмической активности ЭЭГ были представлены в работе [2]. Показано, что одним из характерных популяционных признаков шизофрении является уменьшение выраженности альфа-активности ЭЭГ при увеличении вкладов низкочастотных дельта- и тета-активности. Исследование особенностей временной динамики ЭЭГ с помощью сегментного анализа, а также статистического комбинаторного анализа спектральных и сегментных характеристик методом распознавания образов показали, что для больных шизофренией по сравнению с выборкой здоровых испытуемых наблюдалось уменьшение амплитуды и длительности квазистационарных сегментов альфа-активности на фоне увеличения вариабельности амплитуды ЭЭГ внутри этих сегментов. Следует отметить также работу [3], в которой было обнаружено увеличение спектральной плотности флуктуаций сигнала ЭЭГ в низкочастотном диапазоне (ниже 0.25 Гц) преимущественно у больных шизофренией. Однако все эти заключения носят характер наблюдений, отражающих скорее внешние проявления, чем внутренние физиологические механизмы психиатрических расстройств. Как представляется авторам, ключевым в понимании физиологических аспектов шизофрении, а возможно, и других нейродегенеративных и психиатрических расстройств, является анализ изменений частотно-фазовой синхронизации в функциональной активности отдельных, специфических для каждой патологии областей коры головного мозга.

Частотно-фазовая синхронизация как проявление определенных соотношений между характерными частотами и фазами возбуждений различных участков коры головного мозга (определенных ансамблей нейронов), а также синхронизация амплитуд таких возбуждений, является необходимым условием функционирования мозга как целостной системы. При неизбежности разнообразных сторонних воздействий на организм человека нормальному функционированию различных участков коры головного мозга соответствует некоторый оптимальный уровень таких взаимосвязей. Наличие эффектов асинхронности или аномально высокой степени синхронизации, то есть отклонений от крайне индивидуального для каждого организма допустимого уровня обнаруженных взаимосвязей, часто выступает показателем патологической мозговой деятельности. Установление своеобразной нормы в каждом случае

можно рассматривать как актуальную задачу современной медицины. Прежде всего, это касается тех областей медицины, в которых используются инструментальные методы, позволяющие получать оцифрованную информацию.

В настоящей работе на основе анализа клинических ЭЭГ-данных [1-3], представляющих собой совокупность флуктуирующих значений электрических потенциалов, регистрируемых с кожной поверхности головы, демонстрируются возможности диагностирования предрасположенности к шизофрении у детей/подростков 11-14 лет. Поиск диагностических признаков осуществляется на основе феноменологического анализа и параметризации сигналов, регистрируемых на отведениях F_3 и F_4 , симметрично расположенных в левой и правой фронтальных областях, а также кросс-корреляционных взаимосвязей между указанными сигналами. Для извлечения высоко индивидуальной по своему характеру информации, заключенной в совокупности таких сигналов, используется фликкер-шумовая спектроскопия (ФШС) [4,6]. Принципиальное отличие ФШС от иных методов анализа временных рядов динамических переменных состоит во введении информационных параметров, характеризующих составляющие исследуемых хаотических сигналов в разных диапазонах частот. Обнаруженные особенности взаимной динамики ЭЭГ-сигналов позволили установить важную роль частотно-фазовой синхронизации [6]. Были введены количественные меры частотно-фазовой синхронизации, а также проведена систематизация ФШС-параметров. Сопоставление этой информации с врачебными диагнозами, установленными для 84 детей/подростков 11-14 лет в Научном центре психического здоровья РАМН (г. Москва, Россия) традиционным образом на основе тестовых бесед врачей, позволило провести дифференциацию ЭЭГ-сигналов по 4 категориям, характеризующим разную степень риска предрасположенности к развитию шизофрении. Расхождения с врачебными диагнозами при условном отнесении первой и второй групп к «здоровым», а третьей и четвертой групп к «склонным к психиатрическому расстройству» составило около 20 %. Особенности частотно-фазовой синхронизации, выявляемые при анализе спектров кросс-корреляторов, способствуют не только диагностированию патологий мозга, но и выбору терапии и динамики лечения пациента, которые в данном случае могут контролироваться восстановлением необходимого для состояния «норма» уровня синхронизации.

Автор выражает признательность доктору биологических наук, профессору А.Я. Каплану (МГУ, Москва) за помощь в обсуждении результатов, а также благодарность сотрудникам НЦПЗ РАМН А.Ф. Изнаку, Н.Л. Горбачевской, И.А. Козловой за предоставленные записи ЭЭГ-сигналов. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 12-02-31044 мол_а.

Литература

1. Каплан А.Я., Борисов С.В., Желиговский В.А. Классификация ЭЭГ подростков по спектральным и сегментарным характеристикам в норме и при расстройствах шизофренического спектра // Журнал высш. нерв. деят. 2005. Т. 55, № 4. С. 478-486.
2. Борисов С.В., Каплан А.Я., Горбачевская Н.Л., Козлова И.А. Анализ структурной синхронности ЭЭГ подростков, страдающих расстройствами шизофренического спектра // Физиология человека. 2005. Т. 31, № 3. С. 16-23.
3. Костюченко И.Г., Каплан А.Я. Метод фликкер-шумовой спектроскопии в задаче классификации ЭЭГ подростков с расстройством шизофренического типа // Сб. материалов «Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах». М.: МНТОРЭС им. А.С. Попова, МЭИ, 2010. С. 164-169.
4. Timashev S.F., Polyakov Yu.S., Yulmetyev R.M., Demin S.A., Panishev O.Yu., Shimojo S., Bhattacharya J. Frequency and Phase Synchronization in Neuromagnetic Cortical Responses to Flickering-Color Stimuli // Laser Physics. 2010. V. 20, No. 3. P. 604-617.
5. Panishev O.Yu., Demin S.A., Bhattacharya J. Cross-correlation markers in stochastic dynamics of complex systems // Physica A. 2010. V. 389. P. 4958-4969.
6. Timashev S.F., Panishev O.Yu., Polyakov Yu.S., Demin S.A., Kaplan A.Ya. Analysis of cross-correlations in electroencephalogram signals as an approach to proactive diagnosis of schizophrenia // Physica A. 2012. V. 391. P. 1179-1194.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТАБОЛИЗМА ФОЛАТОВ*Зайцев Александр Васильевич**Студент**Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия**E-mail: zaycev.aleksandr@physics.msu.ru*

Тетрагидрофолат является важным коферментом в разнообразных реакциях метилирования, метаболизме некоторых аминокислот, а также в синтезе пуринов и тимидина. Этот кофермент выполняет функции донора или акцептора одноуглеродных групп и в клетках присутствует в различных формах, в зависимости от расположения и степени окисления присоединенной одноуглеродной группы. Такие формы – фолаты, могут превращаться друг в друга посредством сети реакций, которую называют одноуглеродным метаболизмом.

Целью исследований является изучение регуляции метаболизма фолатов. Для этого применяется один из подходов системной биологии – математическое моделирование кинетики большого количества реакций, протекающих одновременно и способных влиять друг на друга. Задачей данной работы являлось построение математической модели метаболизма фолатов в цитозоле клеток печени крысы, исследование стационарных состояний модели и проверка качественного поведения модели для некоторых характерных экспериментов. Это может помочь в дальнейшем понимании динамики метаболизма фолатов, как в здоровой печени, так и при различных нарушениях, вызванных дефицитом ферментов, фолатов или воздействием лекарственных препаратов.

Для построения модели использовались уравнения ферментативной кинетики Михаэлиса-Ментен и существующие данные для значений констант. Для двухсубстратных реакций использовался механизм случайного независимого присоединения субстратов. Все метаболиты, кроме фолатов, полагались константами. Общая концентрация фолатов также полагалась неизменной. Для всех вычислений использовалась среда MATLAB.

В результате работы построена математическая модель метаболизма фолатов, которая отличается от существующих моделей, во-первых, большей полнотой, во-вторых, большим вниманием к значениям констант – по возможности использовались константы для конкретного вида организма и типа клеток. Модель качественно отражает характерные черты динамики метаболизма фолатов – «метильную ловушку», возникающую при дефиците витамина B12, при которой оказывается заблокированной одна из реакций одноуглеродного метаболизма и все фолаты постепенно оказываются в виде одной формы. А также «метотрексатную ловушку», которая возникает в результате применения препарата химиотерапии метотрексата и имеет механизм, аналогичный «метильной ловушке». Показана единственность стационарного состояния и его устойчивость.

Проведение численных экспериментов даёт представление о динамике системы, и полученная модель может помочь в исследовании различных аспектов одноуглеродного метаболизма.

КОМПЬЮТЕРНЫЕ ТОМОГРАФИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИ САРКОИДОЗЕ ЛЁГКИХ И ЛИМФОГРАНУЛЕМАТОЗЕ*Занина А.П.**Магистрант**Тамбовский государственный университет имени Г.Р.Державина, институт математики, физики и информатики, Тамбов, Россия**E-mail: AnnettZanW@gmail.com*

Компьютерная томография — это послойное рентгенологическое исследование, основанное на компьютерной реконструкции изображения, получаемого при круговом сканировании объекта узким пучком рентгеновского излучения [1]. С её помощью можно

установить локализацию и размеры патологических очагов и изменений в тканях и анатомических структурах лёгких. Внедрение в клиническую практику данного метода диагностики увеличивает вероятность выявления заболевания на ранних стадиях, когда еще возможно применение радикальных методов лечения. Вовремя и правильно поставленный диагноз даёт шанс обследованному на полное выздоровление. Ведущим методом диагностики патологии органов грудной клетки является рентгеновская компьютерная томография. Основная задача КТ заключается в уточнении характера и локализации патологического процесса, его протяжённости и распространённости на соседние органы.

Цель исследования: на основе КТ – исследований грудной клетки проанализировать полученные томограммы, измерив плотность тканей и размеры патологических изменений, изучить диагностические возможности КТ.

Исследования органов грудной полости пациентов с поставленными диагнозами – саркоидоз 2-ой степени и лимфогранулематоз проводились на спиральном мультисрезовом КТ – сканере Toshiba Aquilion – 16. Выполнялось в спиральном режиме томографирования, с толщиной среза 1мм. Все исследования проводились в положении пациента лежа на спине, на высоте полного вдоха с задержкой дыхания. Использовались стандартные напряжение трубки 120 кВ, и экспозиция 100–160 мАс. Скорость вращения рентгеновской трубки 750 мс за оборот. Внутривенное контрастное усиление не проводилось. С помощью программ Evorad, Mango, VR – Render нами был произведен анализ томограмм, которые были получены с томографа в формате DICOM (Digital Imaging and Communications in Medicine) [5]. Для анализа размера лимфоузлов использовалось мягкотканное окно с параметрами ширины от-160 до 240 HU. Для выявления патологических очагов в лёгких применяли легочное окно с параметрами ширины от -1350 до 250 HU. С центром 200-201 HU.

Для измерения плотности (денситометрия) используют инструмент ROI (зона интереса) [6]. Мы можем указать её сами, обведя структуру, плотность которой мы хотим измерить контуром (рис. 1, а). Измерялась плотность не только патологического участка, но и соседнего неизмененного [4]. Определили плотность патологического участка в лёгком при лимфогранулематозе [3], и по показанию плотности установили, что это кальциноз плевры (155 HU > 40 HU).

При саркоидозе в лёгочном окне чётко различимы мелкие междолевые очаги [2] в ткани лёгкого, имеющие повышенную плотность (рис. 1, б).

Размер нормальных и патологических структур сильно отличается. Измененные лимфатические узлы (ЛУ) не отличаются по плотности от нормальных, но зато имеют увеличенный размер. В норме он не должен превышать 10 мм [5].

При лимфогранулематозе наблюдались ЛУ размером 12, 6 мм (рис. 2, а) в подмышечной области. При саркоидозе измеренный размер характерных увеличенных ЛУ вблизи дуги аорты от 10,8 до 22 мм (рис. 2, б).

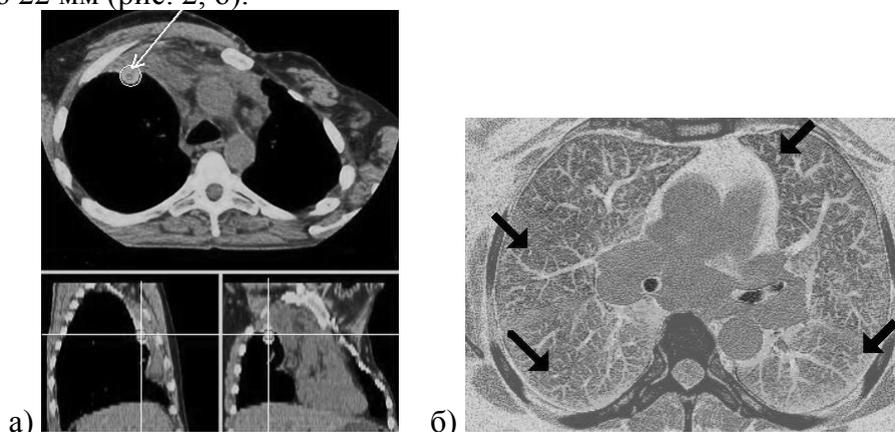


Рис. 1. а) Кальциноз плевры при лимфогранулематозе. Мягкотканное окно. Мультипланарная реконструкция в 3-х плоскостях: аксиальной, саггитальной и фронтальной.
б) Саркоидоз. Лёгочное окно. Мелкие междолевые очаги.

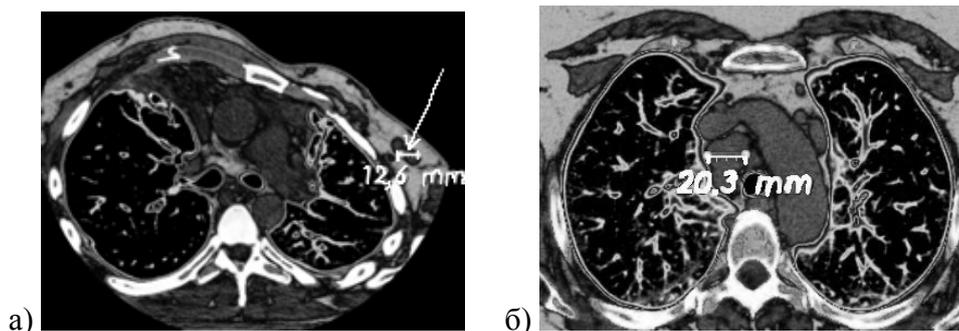


Рис. 2. а) Лимфогранулематоз. Увеличенный ЛУ в подмышечной области
б) Саркоидоз. Увеличенные парааортальные ЛУ. Мягкотканое окно

Вывод: КТ- эффективный метод диагностики заболеваний органов грудной клетки, дающий возможность выявить мельчайшие патологические изменения.

Литература

1. Глаголев Н.А. Компьютерная томография в диагностике некоторых опухолевых и неопухолевых заболеваний легких и плевры // Вестник РНЦРР МЗ РФ N7. URL: http://vestnik.rncrr.ru/vestnik/v7/papers/glagolev_v7.htm
2. Соколова И.А., Шехтер А.И. Варианты саркоидоза лёгких в КТ-изображении // Материалы 2-го Всероссийского национального конгресса по лучевой диагностике и терапии. М., 2008. С. 269.
3. Троян В.Н., Рукавицын О.А., Правосудов В.В., Козлов Г.К., Троян Ю.Ю., Никитин Н.В., Полякова Е.М. Лучевая диагностика изменений органов грудной полости при злокачественных лимфомах // Материалы 2-го Всероссийского национального конгресса по лучевой диагностике и терапии. М., 2008. С. 286-287.
4. Фещенко Ю. И., Линник Н.И. Перспективы применения мультиспиральной компьютерной томографии в пульмонологии // Медична газета Здоров'я України. Пульмонологія - аспекти діагностики. червень 2010. С. 7-8.
5. Холявка Е.Н., Тюрин И.Е., Демина Е.А., Ширяев С.В. Методика лучевого обследования больных лимфомой Ходжкина // Материалы 2-го Всероссийского национального конгресса по лучевой диагностике и терапии. М., 2008. С. 303-304.
6. Хорузык С. А., Михайлов А.Н. Основы КТ – визуализации. Ч. 1. Просмотр и количественная оценка изображений // Радиология – практика, 2011. №3. С. 62-75.

СОЗДАНИЕ МЕТОДИКИ РАБОТЫ С ЦЕЛЬНОЙ КРОВЬЮ НА КЛЕТОЧНОМ БИОЧИПЕ.

Засухин С.В.

Студент

Московский физико – технический институт, факультет общей и прикладной физики, Москва, Россия.

svz1989@gmail.com

Лейкемия и другие онкогематологические заболевания характеризуются появлением в крови и костномозговой жидкости патологических клеток, которые отличаются от нормальных своим внешним видом (морфология) и набором поверхностных веществ (антигенов). Основными методами при диагностике онкогематологических заболеваний в России являются морфологическое исследование клеток крови и костного мозга и иммунофенотипирование (исследование набора антигенов). Однако невозможность проведения этих анализов на одних и тех же клетках приводит в ряде случаев к противоречиям при формулировке диагноза. Поэтому разработка метода, совмещающего в себе иммунофенотипирование с проведением полноценного морфологического

исследования, является актуальной задачей. Объединение двух данных принципов диагностики возможно с помощью клеточного биочипа.

Клеточный биочип представляет собой прозрачную подложку из пластифицированного поливинилхлорида размером 22x22 мм, на которой в определённых местах иммобилизованы антитела, специфичные к поверхностным CD-антигенам лимфоцитов человека. После инкубации суспензии моноклеаров с биочипом клетки оказываются рассортированы по группам в соответствии со своими поверхностными CD-антигенами. Связавшиеся клетки на биочипе окрашиваются стандартными цитологическими методами (по Папенгейму, Романовскому и др.), что позволяет наблюдать морфологию клеток положительных по тому или другому поверхностному антигену.

Однако, на данный момент развитие методики затрудняет длительная и трудоёмкая пробоподготовка (выделение фракции моноклеаров), поэтому создание технологии, которая позволит работать на биочипе с цельной кровью видится важной и актуальной задачей.

В данной работе описывается техническое решение данной задачи, которое опирается на прокачку крови в специально спроектированной проточной камере. Так как эритроцитов в крови в 1000 раз больше, чем лейкоцитов, то при инкубации цельной крови с биочипом почти вся его поверхность оказывается покрыта эритроцитами и, следовательно, связывается мало лейкоцитов. С помощью прокачки в проточной камере в специальном режиме скоростей оказалось возможным осуществлять смыв эритроцитов с биочипа, одновременно не затрудняя инкубацию лейкоцитов с антителами на его поверхности. Такая технология эксперимента приводит к высокой степени заполнения лейкоцитами поверхности клеточного биочипа.

Литература

1. Murthy S.K., Sin A., Tompkins R.G., Toner M. Effect of flow and surface conditions on human lymphocytes isolation using microfluidic chambers // *Langmuir* (2004) 20, p. 11649 – 11655.

2. Sekine K., Revzin A., Tompkins R.G., Toner M. Panning of multiple subsets of leucocytes on antibody-decorated poly(ethylene) glycol-coated glass slides // *Journal of Immunological Methods* (2006) 313, p. 96-109.

Слова благодарности

Автор выражает благодарность научному руководителю, д.б.н. проф. Атауллаханову Ф.И. за помощь, а также к.ф.м.н Кузнецовой С.А. за ценные советы.

ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА КАЛИБРОВКИ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ ОТ ЭНЕРГИИ ФОТОНОВ

Калачев Алексей Александрович

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: akalachov@mail.ru

Исторически было создано множество методов подсчета поглощенной дозы, применительно к медицине. Для правильного перерасчета подведенной дозы и наиболее эффективного процесса облучения, необходимо точно знать коэффициент калибровки ионизационной камеры. В теории применение данного коэффициента требует выполнения условий Брегга-Грея:

а) Мощность флюенса энергии, первичного излучения одинакова для любых двух точек рассматриваемой системы;

- б) Линейные размеры газовой полости намного меньше пробега в газовой полости электронов, освобожденных фотонами;
- в) Газовая полость для обеспечения в ней электронного равновесия должна быть окружена слоем твердого вещества, толщина которого больше (или равна) пробегу самых быстрых электронов в твердом веществе.

На практике эти условия могут не выполняться, что требует перерасчета коэффициента калибровки. Для проверки выполнимости этих условий проводится компьютерное моделирование на основе платформы GEANT4, разработанной в ЦЕРН.

Литература:

1. МАГАТЭ. Серия технических докладов, N398. Определение поглощенной дозы при дистанционной лучевой терапии. Международные практические рекомендации по дозиметрии, основанные на эталонах единицы поглощенной дозы в воде. Международное агентство по атомной энергии, Вена, 2004.
2. Курс Дозиметрии В.И.Иванов, Москва Атомиздат, 1978.

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ НЕТОКСИЧНЫХ КРЕМНИЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ТЕРАПИИ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ

Каргина Ю.В., Тамаров К.П.

Студенты

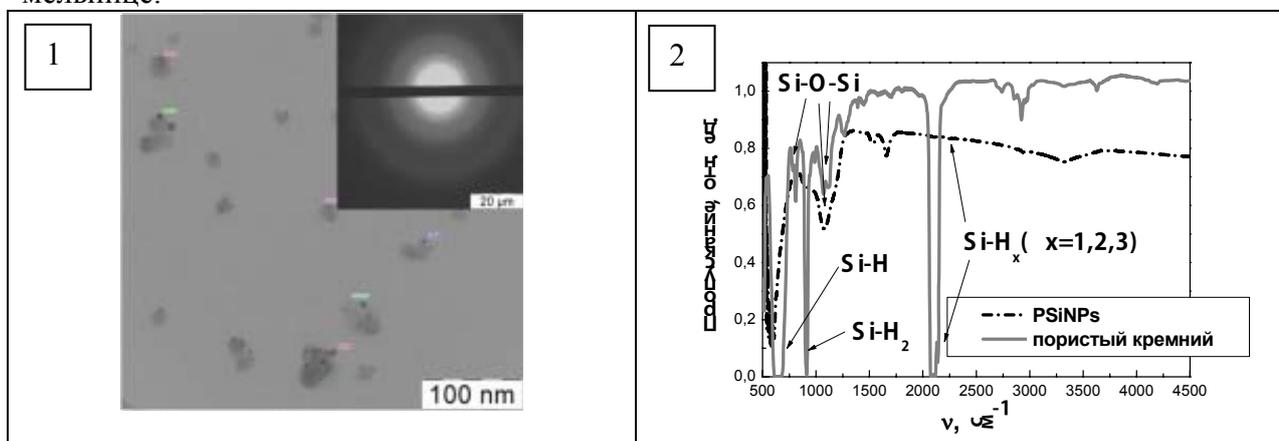
Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия

E-mail: Julech-ka@mail.ru, k.tamarov@gmail.com

Применение наночастиц пористого кремния (PSiNPs) при диагностике и лечении различных заболеваний открывает ряд неоспоримых преимуществ перед используемыми в настоящее время методами. Так, в работах [1,2] показаны свойства биосовместимости и биodeградируемости PSiNPs, что открывает большие перспективы для их применения в биомедицине. Так, наночастицы кремния при освещении могут сенсibilизировать активные формы кислорода [3], а, следовательно, применяться при фотодинамической терапии. В [4] представлены данные по уничтожению раковых клеток с помощью сочетанного действия PSiNPs и ультразвука.

В данной работе изучается взаимодействие наночастиц кремния из электромагнитного поля высокой частоты (ЭМП ВЧ).

Пленки пористого кремния формировались стандартным методом электрохимического травления пластин с-Si (100) p++ 25 мОм·см в растворе HF(50%):C₂H₅OH при плотности тока травления 60 мА/см² и времени травления 60 минут. Пленка отслаивалась кратковременным увеличением плотности тока до 600 мА/см². Водные суспензии PSiNPs получались вследствие помола пленки пористого кремния в планетарной мельнице.



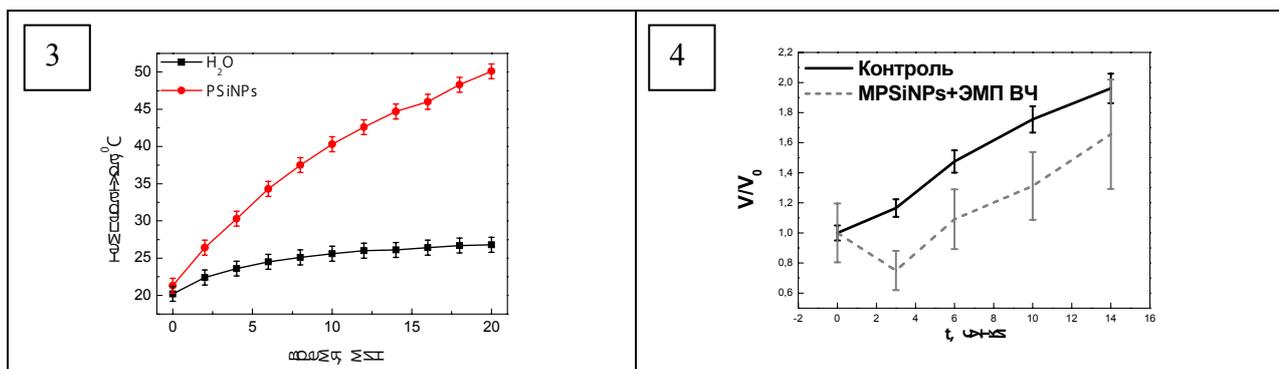


Рис 1. ПЭМ PSiNPs (1); ИК-спектры PSiNPs и пленки пористого кремния (2); нагрев суспензий PSiNPs при воздействии ЭП ВЧ(3); ингибирование роста опухоли при сочетанном воздействии PSiNPs и ЭМП ВЧ in-vivo(4).

На рисунке 1(1) представлены фотографии просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) исследуемых образцов. Согласно полученным данным, PSiNPs представляют собой кластеры размерами от 50 нм до 200 нм, состоящие из наночастиц с размерами от 2 до 20 нм.

На рисунке 1 (2) представлены ИК-спектры пленки пористого кремния и PSiNPs, полученные помолотом данной пленки в воде. В спектре, полученном от пленки, присутствуют полосы поглощения, соответствующие различным локальным поверхностным колебаниям, наиболее выраженными из которых являются следующие: Si-H_x ($x = 1, 2, 3$) валентные моды на частотах $2070\text{--}2170 \text{ см}^{-1}$. Si-H_2 -ножничная мода на 906 см^{-1} ; Si-H деформационные колебания с максимумом полосы на 660 см^{-1} . Данные полосы поглощения в ИК-спектре пленки пористого кремния указывают на преимущественно водородное покрытие ее поверхности. В спектре PSiNPs, заметно практическое отсутствие поглощения на кремний-водородных связях (906 см^{-1} , $2070\text{--}2170 \text{ см}^{-1}$) и значительное окисление поверхности - поглощение на частотах $1050\text{--}1200 \text{ см}^{-1}$, соответствующих Si-O-Si -валентным колебаниям, что обуславливает гидрофильность кремниевых наночастиц и образование их стабильных водных суспензий.

В работе было обнаружено значительное повышение температуры суспензии PSiNPs по сравнению с чистой водой, при воздействии на них ЭМП ВЧ (27,12 МГц). Данный нагрев может возникать при разрыве Si-Si связей в PSiNPs, помещенных в ЭМП ВЧ.

Описанный эффект позволил предложить метод локального термического уничтожения клеток в организме. В экспериментах in-vivo (рис. 1 (4)) показано, что при сочетанном действии PSiNPs и ЭМП ВЧ на опухолевую ткань, происходит уменьшение ее размеров по сравнению с контрольным экспериментом.

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

Литература

1. Low S.P., Voelcker N.H., Canham L.T. etc, The biocompatibility of porous silicon in tissues of the eye, *Biomaterials*, 2009, 30, pp. 2873–2880. Canham L.T. “Nanoscale semiconducting silicon as a nutritional food additive”// *Nanotechnology*, 2007, 18, 185704, pp. 1-6.
2. Park J., Gu L., von Maltzahn G., Ruoslahti E. etc, Biodegradable luminescent porous silicon nanoparticles for in vivo applications, *Nature Materials*, 2009, Vol. 8, pp. 331-336.
3. Тимошенко В.Ю., Кудрявцев А.А., Осминкина Л.А и др., Кремниевые нанокристаллы как фотосенсибилизаторы активного кислорода для биомедицинских применений, *Письма ЖЭТФ*, 2006, том 83, № 9, стр. 492-495.
4. Осминкина Л.А., Лукьянова Е.Н., Гонгальский М.Б., Кудрявцев А.А., Гайдарова А.Х., Полтавцева Р.А., Кашкаров П.К., Тимошенко В.Ю., Сухих Г.Т., Влияние наноструктурированного кремния на процессы пролиферации стволовых и раковых клеток, *Бюллетень экспериментальной биологии и медицины*, 2011, том 151, №1, стр. 91-96.

ВЕРИФИКАЦИЯ ДОЗОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОТОННОГО ПУЧКА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЦИФРОВЫХ КАМЕР НА ОСНОВЕ ПЗС-МАТРИЦ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ ПАЦИЕНТОВ

Карпунин Владимир Олегович,

Сотрудник,

Институт теоретической и экспериментальной физики,

karpunin@itep.ru

Развитие протонной лучевой терапии (ПЛТ) в мире идет значительными темпами [1-3]. Для точной локализации дозы в облучаемом новообразовании при проведении ПЛТ пациентов необходим постоянный контроль пространственного дозового распределения протонного пучка. Для этих целей в ИТЭФ разработана измерительная система на базе отечественной специализированной цифровой видеокамеры RT1020DC с монохромной ПЗС-матрицей Kodak KAI-1020 и гадолиниевого люминесцентного экрана Kodak Lanex Regular. Измерения отклика этого детектора на свет от калиброванного источника показали линейную зависимость. Собственное отношение «сигнал-шум» камеры при измерениях оказалось равно 1000 при глубине оцифровки 12 бит. Измерения на протонном пучке, позволившие сделать вывод о применимости системы «экран Kodak – камера RT1020DC», проводились непосредственно на одной из трёх лучевых установок Центра ПЛТ ИТЭФ (энергия пучка 130 МэВ, диаметр – 50 мм). В качестве фантома использовался водный тормозитель с подвижной задней стенкой. Калибровочная кривая зависимости отклика всей системы от дозы облучения оказалась близкой к линейной во всём диапазоне измерений. Т.к. показания непосредственно самой камеры линейны от уровня света, то, соответственно, характеристика самого экрана обладает линейностью от дозы. Такая характеристика позволит получать данные без поправок на экспериментальные калибровочные данные.

Были получены двумерные дозовые распределения протонного пучка. Они сравнивались с распределениями, полученными на радиохромной плёнке и полупроводниковом детекторе. Наблюдалось совпадение с точностью 98%. При измерении глубинного дозового распределения (кривой Брэгга) значение дозы в пике Брэгга, полученное на системе «экран-камера», оказалось на 20% ниже. Этот эффект объясняется зависимостью свечения экрана от энергии протонов и особенно заметен в пике Брэгга, где в пучке преобладают низкоэнергетичные протоны, что, однако, не мешает контролировать таким способом пробег пучка. В дальнейшей разработке предлагается учесть этот эффект при обработке в специализированном программном обеспечении в соответствии с формулами, приведенными в книге [4].

Таким образом, в ИТЭФ создана и испытана установка на основе люминесцентного экрана Kodak Lanex Regular и специализированной видео-камеры RT1020DC для рутинной верификации дозовых распределений при проведении протонной лучевой терапии пациентов, а также для их измерения при наполнении базы данных системы планирования ПЛТ.

Литература

1. Клёнов Г.И., Хорошков В.С. Развитие протонной лучевой терапии в мире и в России. Медицинская физика. 2005. № 4. С. 5-23.
2. Карпунин В.О., Клёнов Г.И., Хорошков В.С. Первый в России специализированный клинический центр протонной лучевой терапии. Альманах клинической медицины. 2008. № 17-1. С. 316-319.
3. Хорошков В.С. Эволюция технологий лучевой терапии: от рентгена к адронам. Ядерная физика. 2006. Т. 69. № 10. С. 1760-1780.
4. J. V. Birsk. Theory and Practice of Scintillation Counting. Pergamon, New York, 1967.

РАДИАЦИОННАЯ СТЕРИЛИЗАЦИЯ

Колыванова М.А., Козыева А.С.

Студенты

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

E-mail: kolyvanova@physics.msu.ru, kozyeva@physics.msu.ru

Со времен открытия рентгеновского излучения радиация стала играть важную роль в жизни человека. Радиоактивное излучение нашло широкое применение в таких областях как медицина, промышленность, сельское хозяйство и т.д. Одним из бурно развивающихся направлений является радиационная стерилизация. Для этих целей используются кобальтовые источники (Co^{60}), Cs^{137} и ускорители электронов.

В настоящей работе рассматривается использование радиоактивного излучения для стерилизации медицинских инструментов и продуктов питания. Основная цель – изучение механизмов действия ионизирующего излучения на вирусы и микробы, сравнение методов стерилизации фотонным и электронным излучением с широко используемыми методами (термическая обработка, химическая обработка и т. д.), а также сравнение их между собой, с последующим выявлением недостатков и преимуществ каждого их методов. Важной частью работы является анализ данных о темпах развития радиационных технологий в разных странах мира, оценка количества установок Co^{60} и ускорителей электронов от общего числа ускорителей в мире.

Произведя анализ, при изучении большого количества данных научной периодической печати был замечен быстрый темп роста радиационной стерилизации в развитых странах мира, что доказывает эффективность, экономичность и безопасность данного метода для массового использования. Таким образом, мы хотим показать важность данного метода наряду с другими методами стерилизации в настоящее время и необходимость развития данной отрасли в России.

Литература

1. IAEA Revision 6, “Industrial Radiation Processing With Electron Beams and X-rays”, IAEA, May 2011.
2. FABAD J.Pharm. Sci., 34, 43-53, Review Article, “Sterilization Methods and the Comparison of E-Beam Sterilization with Gamma Radiation Sterilization”, 2009.
3. IAEA, “Sterilization of Health Care Products”, Vienna, 2008.
4. NSAI Standards, “Sterilization of health care products – Radiation – Part 2: Establish the sterilization dose”, April, 2012.
5. Katia Aparecida da Silva Aquino, “Sterilization by Gamma Irradiation”, Federal University of Pernambuco-Department of Nuclear Energy, Brazil, 2012.
6. ГОСТ Р ИСО 11137-2000, «Стерилизация медицинской продукции. Требования к валидации и текущему контролю. Радиационная стерилизация», Москва, 2000.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ ОЦЕНКИ ДОЗ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ БИОТКАНИ ПУЧКОМ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ

Колыванова Мария Александровна

Студент

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

E-mail: kolyvanova@physics.msu.ru

В настоящее время существует и хорошо отработана система протонной терапии. Наряду с ней, в состоянии разработки находится ионная терапия, имеющая ряд преимуществ: ионный пучок образует более локализованный пик Брегга и большие по сравнению с протонами ЛПЭ. Цель настоящей работы является исследование методов дозиметрии пучков ускоренных ионов углерода с энергией порядка 200 МэВ/нуклон.

Это исследование в данной работе проводилось на базе ускорительно-накопительного комплекса тяжелых ионов ТВН-ИТЭФ. Установка позволяет получать интенсивность пучка в диапазоне от 10^6 до 10^{10} частиц за импульс на см^2 , а длительность импульса пучка составляет порядка 1 мкс. Такой способ формирования импульса пучка накладывает определенные ограничения на применение существующих на данный момент приборов, которые не пригодны для таких импульсов, так как предназначены для использования при длительностях ~ 1 сек.

Поэтому для визуального изучения параметров пучка тяжелых заряженных частиц был выбран твердотельный детектор CR-39, являющийся самым чувствительным полимерным детектором. Полимерные детекторы позволяют регистрировать пучки ионов больших плотностей, обеспечивают получение энергетического спектра частиц в объекте, распределения плотности пучка в его сечении, количестве и месте попадания частиц. По чувствительности CR-39 уступает только ядерным фотографическим эмульсиям, но к нему применимы более простые методы обработки.

В ходе работы был проведен эксперимент по облучению пластинок CR-39 на пучке ионов углерода. Для выявления латентных треков частиц, полученных вследствие взаимодействия ускоренных ионов ^{12}C с веществом, использовался метод химического травления. На данном этапе работы, после травления детектора были измерены вручную и автоматическим методом диаметры d вытравленных отверстий, и были получены распределения $f(d)$. Проведя измерения собственной скорости травления материала V_b , по известным формулам построены распределения $f(V_t)$ по скоростям травления V_t вдоль треков частиц. На основе полученных распределений можно оценить однородность пучка, рассчитать его энергетический спектр и найти выделенные в материале дозы энергии.

Литература

1. Дитлов В. А. Развитие и применение теории ядерных твердотельных трековых детекторов : диссертация ... доктора физико-математических наук : ОИЯИ, Москва, 2010.- 383 с.
2. Маренный А. М. Диэлектрические трековые детекторы в радиационно-физическом и радиобиологическом эксперименте. М.: Энергоатомиздат, 1987. 184 с.
3. Katz, Robert, "Track Formation in Plastics" (1983). Robert Katz Publications. Paper 112.
4. Katz, Robert and Cucinotta, F. A., "TRACKS TO THERAPY" (1999). Robert Katz Publications. Paper 51.
5. Fleischer R L, Price P B & Walker R M. Nuclear tracks in solids: principles and applications. Berkeley, CA: University of California Press, 1975.
6. D. Nikezic, K.N. Yub, Materials Science and Engineering R 46 (2004) 51–123

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДОЛИ НЕДЕФОРМИРУЕМЫХ ЭРИТРОЦИТОВ В ОБРАЗЦЕ КРОВИ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ ДИФРАКТОМЕТРИИ

Кормачева Мария Антоновна

Студентка

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: kormacheva.maria@bmp.ilc.edu.ru

Эритроциты - красные клетки крови, основной функцией которых является газообмен внутри организма. В процессе кровообращения красные клетки крови вынуждены проходить тонкие сосуды и капилляры, вследствие чего претерпевают значительные деформации. Для оценки состояния организма необходимо иметь информацию о деформируемости эритроцитов. В методе лазерной дифрактометрии для этой цели используют силы вязкого трения. Измерения проводят следующим образом. В зазор между стенками двух прозрачных коаксиальных стаканов заливают суспензию эритроцитов. Затем начинают вращать один из стаканчиков, что создает в суспензии сдвиговые напряжения, которые и деформируют эритроциты. Через суспензию пропускают лазерный пучок, который дает на экране наблюдения дифракционную картину. Эта картина содержит в себе информацию о форме

эритроцитов. Она снимается на видеокамеру и далее обрабатывается с помощью компьютера. Задача теории заключается в разработке алгоритмов обработки экспериментальных данных с целью получения наиболее полной информации об исследуемых клетках крови.

Мы моделируем эритроцит эллиптическим диском, размеры полуосей которого определяются формулами

$$a = a_0 \cdot (1 + \varepsilon), b = b_0 \cdot (1 - \varepsilon)$$

Здесь a_0, b_0 - средние размеры полуосей, ε - случайный параметр формы частицы с нулевым средним значением и дисперсией $\langle \varepsilon^2 \rangle \ll 1$. Рассеяние света на ансамбле эритроцитов описываем в приближении аномальной дифракции. Решение этой задачи выражается через функцию Бесселя первого порядка. Вблизи первого минимума дифракционной картины мы аппроксимируем функцию Бесселя линейной функцией, что дает возможность выполнить усреднение дифракционной картины по случайному параметру формы частиц. В результате мы получили приближенное аналитическое выражение для распределения интенсивности света на экране наблюдения вблизи границы центрального максимума дифракционной картины. В наших предыдущих работах [1,2] мы нашли это распределение с точностью до $\langle \varepsilon^2 \rangle$. В настоящей работе пространственное распределение интенсивности рассеянного света вычислено с точностью до третьего момента параметра формы частиц $\langle \varepsilon^3 \rangle$. Это позволило нам разработать алгоритм для определения доли недеформированных эритроцитов в бимодальном ансамбле клеток крови.

1. С.Ю.Никитин, М.А.Кормачева, А.В.Приезжев, А.Е.Луговцов. О возможности измерения дисперсии деформируемости эритроцитов методом лазерной эктацитометрии. V Троицкая конференция «Медицинская физика и инновации в медицине». 4-8 июня 2012 г. Сборник материалов, том 1, стр. 261-263.
2. Никитин С.Ю., Кормачева М.А., Приезжев А.В., Луговцов А.Е. Рассеяние лазерного пучка на неоднородном ансамбле эллиптических дисков, моделирующих красные клетки крови в эктацитометре. Квантовая электроника, 2013, т. 43, N 1, с. 90-93.

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ОБРАЗОВАНИЯ СВЯЗЕЙ МЕЖДУ ЭРИТРОЦИТАМИ В ДВОЙНЫХ АГРЕГАТАХ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ОПТИЧЕСКОГО ЗАХВАТА

Ли Кисун

аспирант

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: leekisung1991@gmail.com*

В настоящее время лазерные пинцеты (оптические ловушки) широко используются при проведении исследований в области биофотоники и биомедицины [1]. Оптический захват и манипуляция происходят за счет действия силы светового давления в перетяжке жестко сфокусированного лазерного луча. При этом используются объективы с высокой числовой апертурой, для того чтобы, сила притягивающая частицу к фокусу объектива «градиентная» сила преобладала над отталкивающей «рассеивающей» силой. При выполнении надлежащей калибровки, оптическая ловушка позволяет измерять сверхмалые силы от субпиконьютонов до десятков и сотен пиконьютонов. Это делает оптическую ловушку мощным исследовательским прибором и открывает большие прикладные возможности [2, 3].

В данной работе с помощью двухканального лазерного пинцета измерены силы взаимодействия агрегатов эритроцитов и рассмотрена кинетика их взаимодействия в различных искусственных растворах белков плазмы крови человека и полимеров.

Процесс обратимой агрегации эритроцитов - это фундаментальный процесс, определяющий текучесть крови по сосудам. Важной задачей является исследование

механизмов образования агрегатов и взаимодействия между эритроцитами, до сих пор остающихся неизвестными. В работе исследованы агрегаты эритроцитов, состоящие в большинстве случаев из 2~3-х клеток. Наблюдались несколько возможных исходов дезагрегации эритроцитов, более подробно рассмотрен случай образования нитевидных тяжей, между эритроцитами.

Двухканальный лазерный пинцет, использованный в работе, включает в себя следующие основные элементы: водоиммерсионный объектив 100X ($NA = 1.00$), быстродействующая видеокамера (C100, Centurio), система линз, дихроичное зеркало, Nd:YAG лазер (1064 нм) (SDL-1064-1000T, Shanghai Dream Lasers Technology) с мощностью до 500 мВт. Длина волны лазерного излучения соответствует минимуму поглощения воды и гемоглобина, что необходимо для уменьшения нагревания клеток. Согласно сделанным расчетам, стационарный нагрев эритроцита удерживаемого в фокусе объектива не превышает нескольких градусов. Калибровка лазерного пинцета проводилась по методу вязкого трения, с использованием формулы Стокса, согласно которой максимальная сила захвата оптической ловушки достигала 50 пН, при мощности излучения равной 200 мВт [4].

Измерение сил и исследование кинетики взаимодействия эритроцитов проводились при их инкубации в искусственных растворах. Использовались следующие концентрации: фибриноген 5, 10, 15 мг/мл, декстран 10, 20, 30 мг/мл. Отмытые эритроциты разбавлялись в готовом растворе в соотношении 1/500. Опыты с добавлением альбумина (10~20 мг/мл) в раствор фибриногена показали, что видимого изменения в агрегации нет.

Результаты измерения силы взаимодействия показывают хорошую корреляцию, увеличения силы взаимодействия с увеличением концентрации белков. Во всех случаях (фибриноген, декстран, плазма) наблюдались случаи, когда образовывалась связь в виде нитевидных тяжей между эритроцитами (рис. 1). Связь между эритроцитами не удавалось разорвать вплоть до максимальной мощности оптической ловушки. Образование подобной связи наблюдалось и в других работах, но полная оценка процесса образования нитевидных тяжей еще не представлена. Предполагается, что тяжи представляют собой фрагменты мембраны эритроцитов.

В наших экспериментах наблюдалась возможность существенного растяжения эритроцитарных агрегатов (рис. 2). При растяжении связь между эритроцитами сохраняется, а точка связи (место, откуда вырастает тяж) на поверхности эритроцитов может перемещаться по мембране. При существенном растяжении, наблюдались необратимые деформации формы эритроцитов. В редких случаях при плотном взаимодействии двух эритроцитов удерживаемых оптической ловушкой, наблюдалось образование нескольких тяжей, а попытка их раздвинуть друг от друга приводила к сильной необратимой деформации эритроцитов (рис. 3). Образование тяжей также наблюдалось между дискоцитами и эхиноцитами (рис. 4).

Полученные результаты дают возможность предположить, что механизм образования связей в виде нитевидных тяжей, отличается от обычного механизма агрегации эритроцитов в виду независимости процесса от присутствия различных видов веществ. Необратимая деформация формы эритроцитов, может служить подтверждением того, что тяжи представляют собой мембрану эритроцитов.

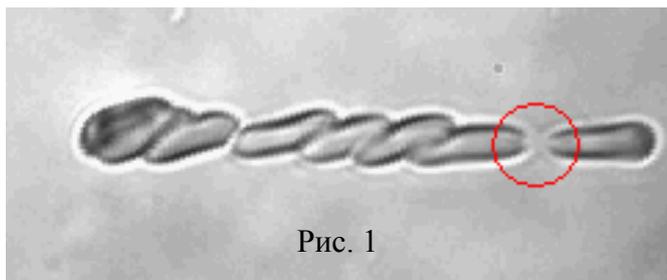


Рис. 1

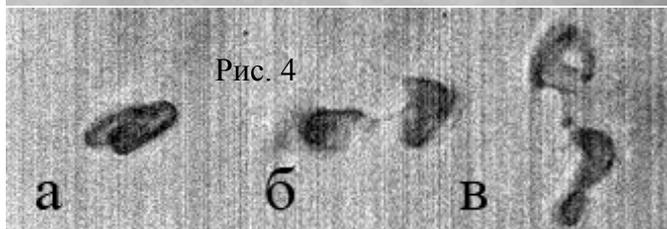


Рис. 4

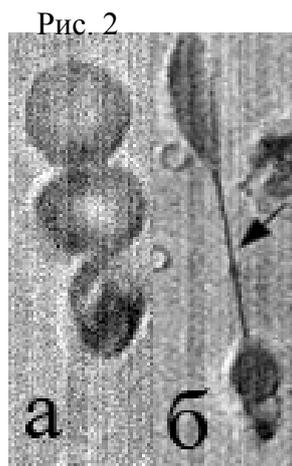


Рис. 2

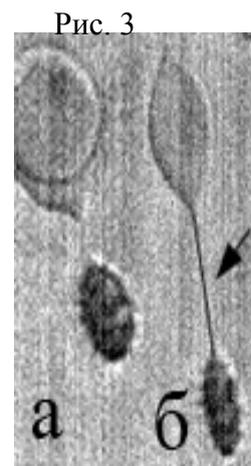


Рис. 3

Рис. 1 Агрегат эритроцитов, красным кружком отмечен нитевидный тяж, образовавшийся между эритроцитами. Рис. 2(слева) (а) Агрегат эритроцитов, (б) растягивается с помощью оптической ловушки, (в) деформированность эритроцита сохраняется после отключения оптической ловушки. Рис. 3 (справа) Аналогичная картина с эхиноцитом. Рис. 4 (а) Агрегат из двух эритроцитов длительное время удерживается двумя ловушками, (б) разрушение эритроцитов при попытке разделения агрегата, видны две точки которые тянутся от одного эритроцита, (в) полностью потерявшие форму эритроциты.

Литература

1. Ramser K., Hanstorp D. Optical manipulation for single-cell studies. Journal of Biophotonics, 2010, v. 3, N 4, pp. 187-206.
2. Neuman K.C., Block S.M. Optical trapping. Rev. Sci. Instrum., 2004, vol. 75, No. 9, p. 2787.
3. Khokhlova M.D., et al. Peculiarities of RBC aggregation studied by double trap optical tweezers. Proc. SPIE, 2010, vol. 7715, p. 77150M.
4. Maklygin A.Yu., et al., Measurement of interaction forces between red blood cells in aggregates by optical tweezers, Journal of Quantum Electronics, 2012, vol. 42(6), pp 500-504.

ТЕСТИРОВАНИЕ МОДЕЛЕЙ НЕЭЛАСТИЧНОГО ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В GEANT4 ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ПЛАНИРОВАНИЯ ПРОТОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

Макарова А.С.

Аспирант

Национальный Исследовательский Ядерный Университет (МИФИ), Москва, Россия;

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия

E-mail: ASMcArrow@gmail.com

В работе были оценены неэластичные модели ядерных взаимодействий протонов в коде Geant4 в диапазоне низких энергий для 160 МэВ с целью верификации кода IThMC в части учета ядерных реакций. Код IThMC [1] для проведения моделирования методом Монте-Карло был разработан в рамках совместной работы Отдела медицинской физики ИТЭФ (Москва) и ВНИИТФ (Снежинск) для проведения инженерных расчетов формирования медицинского протонного пучка и для совместного использования с системой планирования протонного облучения ProCom, используемой в ИТЭФ.

Геометрия расчетов была взята из [2] и [3]. Исследовались модели Pre-Compound, Low-Energy Parameterized, Bertini и Binary ядерных каскадов на предмет применимости в планировании протонной терапии. Рассчитанные распределения заряда для этих моделей были сравнены с экспериментальными данными. Модель Pre-Compound производит распад возбужденных ядер с энергиями около 100 МэВ. Она может быть использована как отдельная модель, так и в комбинации с моделями Bertini и Binary ядерных каскадов, которые были разработаны для более высоких энергий (более 150 МэВ). Модель The Low-Energy Parameterized (LEP) предназначена для расчета вторичных адронов с начальными энергиями от 0 ГэВ до 25 ГэВ. Были также проведены специальные настройки в области электромагнитных моделей, в том числе изменение параметра Final Range, включение низкоэнергетических моделей для ионизационных потерь и увеличение точности производства вторичных электронов.

Модель Pre-Compound так же, как и комбинация моделей Pre-Compound и Binary cascade показали наилучшее совпадение с экспериментальной кривой в области нарастания дозы перед пиком Брэгга. Расчеты с помощью кода IThMC дали похожий результат. Тем не менее, следует отметить, что оба кода (GEANT4 и IThMC) дают и некоторую недооценку заряда в области, находящейся непосредственно перед пиком Брэгга. В настоящее время проводится анализ этой особенности моделирования методом Монте-Карло и ее влияние на необходимую точность расчета дозы при планировании протонного облучения.

Литература

1. Vasiliev V.N., Kostjuchenko V.I., Riazantsev O.B., Khaybullin V.G., Samarin S.I., Uglov A.S.. Tissue equivalence of some phantom materials for proton beams. P137, PTCOG 48, Heidelberg, September 28th - October 3rd, 2009. Preprint № 1005.4389; <http://arxiv.org/abs/1005.4389>, (Submitted on 24 May 2010).
2. Gottschalk, B., Paganetti, H. and Platais, R. "Nuclear Interactions of 160 MeV protons stopping in copper: A test of Monte Carlo nuclear models", Med. Phys. 26(12), pp. 2597-2601, 1999.
3. Gottschalk, B. and Paganetti, H. "Test of GEANT3 and GEANT4 nuclear models for 160 MeV protons stopping in CH₂", Med. Phys. 30(7), pp. 1926-1931, 2003.

МЕТОД ОПТОАКУСТИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ ТЕПЛООВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ ФОТОКОАГУЛЯЦИИ СЕТЧАТКИ

Лыткин Антон Павлович

студент

Шмелева С.М., Ларичев А.В.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

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

Более чем 25-летний опыт использования лазерной фотокоагуляции показывает, что в настоящее время данный метод является наиболее эффективным в лечении ряда заболеваний сетчатки, таких как диабетическая ретинопатия, отслоение сетчатки, тромбоз ретинальных вен, старческая дегенерация макулы, глаукома [1-3]. Лечение основано на коротком, локальном нагреве тканей, приводящем к их денатурации. Степень коагуляции сетчатой оболочки в процессе нагрева в основном зависит от повышения температуры в результате поглощения лазерной энергии. Тем не менее, до сегодняшнего дня не существует надежного метода контроля температуры в процессе проведения операции. Размер дозы облучения оценивается лечащим врачом в зависимости от степени видимых беловатых повреждений сетчатки.

Он-лайн мониторинг температуры и дозы облучения в процессе фотокоагуляции, позволил бы существенным образом снизить количество послеоперационных осложнений, что представляет безусловный интерес с медицинской точки зрения [1-3]. Глобальной целью нашей работы являлась разработка методики, позволяющей осуществлять непрерывный контроль процесса нагрева сетчатой оболочки.

Известно, что в результате поглощения средой лазерного излучения происходит эффективная генерация акустической волны. Данное явление известно в физике как оптоакустический эффект. Амплитуда возникающей звуковой волны зависит от ряда параметров, в том числе от температуры среды. Суть метода состоит в определении температуры сетчатки по амплитуде давления регистрируемого акустического импульса.

На первом этапе работы было проведено моделирование процесса нагрева сетчатой оболочки глаза. Модель сетчатки, используемая при численном моделировании представлена на рис.1. Сетчатая оболочка состоит из трех слоев: стекловидного тела, пигментного эпителия сетчатки и хориоидеи. Кровоток внутри хориоидеи не учитывался в рамках данной модели в связи с тем, что эксперимент на последующем этапе работы планировалось провести на фантомах глазных тканей, в которых кровоток отсутствует. Лазерный луч представлялся в виде цилиндра радиуса $r_0 = 100 \mu\text{м}$ и распространялся вдоль оси z . Теоретическое моделирование процесса нагрева сетчатой оболочки глаза проводилось с помощью уравнения теплопроводности, которое вследствие аксиальной симметрии задачи было сведено от трехмерного к двухмерному. Поглощение лазерного излучения происходило преимущественно внутри слоя пигментного эпителия сетчатки, толщина слоя составляла 6 $\mu\text{м}$. В нем уравнение имело вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \Delta T + \frac{\alpha I_0 e^{-\alpha z}}{\rho C} \tag{1}$$

Здесь $\chi=1.52 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ – коэффициент температуропроводности слоя биоткани, $\rho = 993 \text{ кг/м}^3$ – плотность биоткани, $\alpha = 900 \text{ см}^{-1}$ – коэффициент поглощения лазера в пигментном эпителии сетчатки при $\lambda = 527 \text{ нм}$, $C = 4180 \text{ Дж}/(\text{кг}^\circ\text{C})$ удельная теплоемкость биоткани, T – изменение температуры по сравнению с ее начальным значением $T_0 = 36.6^\circ\text{C}$.

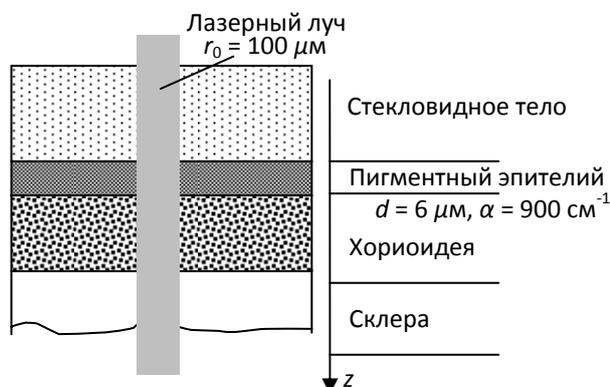


Рис.1. Модель сетчатой оболочки глаза.

Внутри стекловидного тела и хориоидеи коэффициент поглощения α считался равным нулю, а остальные теплофизические параметры ткани считались такими же, как для слоя пигментного эпителия сетчатки. Уравнение теплопроводности имело вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \Delta T \tag{2}$$

При расчете использовалась явная двухшаговая схема второго порядка точности по времени и пространственным координатам. Шаг по времени составлял $0.01 \mu\text{с}$, пространственные шаги были выбраны $\Delta z = 0.12 \mu\text{м}$ и $\Delta r = 1.2 \mu\text{м}$. Расчет температурного поля в объеме ткани производился в узлах прямоугольной сетки размером $250 \mu\text{м}$ вдоль оси z и $250 \mu\text{м}$ вдоль оси r . При проведении расчетов задавалась излучаемая мощность и время излучения (экспозиция), по которым определялось температурное поле.

Для примера на рис.2 показаны результаты расчетов, полученные при мощности 100 мВт , что составляло 90 мВт на сетчатке и экспозиции $1, 10, 100 \mu\text{с}$. Вертикальная пунктирная линия на рис.2 соответствует границе лазерного пучка, горизонтальные линии обозначают слой пигментного эпителия сетчатки. Видно, что на временах порядка $1 \mu\text{с}$ слой пигментного эпителия равномерно прогрет по всей апертуре лазерного пучка, при временах больше $10 \mu\text{с}$ происходит интенсивное распространения тепла вдоль оси z в результате диффузии. При этом в направлении r диффузия также присутствует.

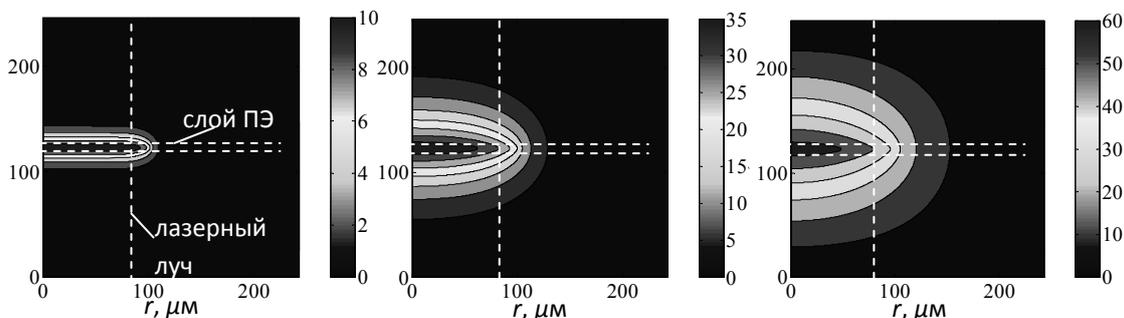


Рис.2. Результаты численного моделирования процесса нагрева фантома сетчатой оболочки глаза.

Результаты численных расчетов показали, что в процессе нагрева сетчатой оболочки глаза лазером, поглощение происходит преимущественно в слое пигментного эпителия. Данный слой равномерно прогревается в пределах лазерного луча за время порядка долей $\mu\text{с}$. В результате диффузии тепло постепенно распространяется в соседние слои хориоидеи и стекловидного тела.

Литература

1. Larina, I.V., Larin, K., Esenaliev, R.O. Monitoring of tissue coagulation during thermotherapy using optoacoustic technique// Journal of Physics D:Appl. Phys. 2005, № 3. p. 2645-2653.

2. Kandulla, J., Elsner, H., Birngruber, R., Brinkmann, R. Noninvasive optoacoustic online retinal temperature determination during continuous-wave laser irradiation // Journal of biomedical optics 2006, №11(4). p. 041111.
3. Schuele, G., Elsner, H., Framme, C.; Roider, J., Birngruber, R., Brinkmann, R., Optoacoustic real-time dosimetry for selective retina treatment. // Journal of biomedical optics. 2005, №10(6). p. 064022.

РАЗРАБОТКА ПРОГРАММЫ ПЛАНИРОВАНИЯ ПРОТОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА БАЗЕ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО

Матусова Татьяна Викторовна

Аспирант

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

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия

E-mail: matusmtv@gmail.com

Во многих зарубежных центрах протонной терапии ведется активная разработка программных пакетов для высокоточных расчетов дозового распределения в теле пациента на базе метода Монте-Карло [1]. В отличие от аналитических алгоритмов Монте-Карло строится на статистическом розыгрыше элементарных актов взаимодействия частиц с веществом и поэтому более полно учитывает влияние неоднородностей (воздушных полостей, костей и других анатомических структур) на пути пучка. Внедрение подобного метода в клиническую практику позволит проводить облучение онкологических опухолей с максимальной эффективностью их поражения и минимальным влиянием на окружающие здоровые ткани.

В отделе медицинской физики ИТЭФ (Москва) и ВНИИТФ (Снежинск) ведется совместная разработка российского программного пакета (кода) IThMC, реализующего метод Монте-Карло, для инженерных расчетов средств формирования медицинского протонного пучка и дозиметрического планирования облучения. Для проверки адекватности программы было проведено компьютерное моделирование дозового распределения в воде протонного пучка 220 МэВ с модифицированным пиком (плато) Брэгга, применяемого при облучении предстательной железы. Специальным образом задавались параметры источника и формирующие плато элементы (коллиматоры, фигурный рассеиватель и гребенчатый фильтр). Сравнение дозового распределения вдоль центральной оси пучка, рассчитанного с помощью кода IThMC, показало хорошее соответствие с экспериментальными данными (см. Рис 1).

Далее была проверена возможность моделирования прохождения протонного пучка в теле пациента, задаваемого компьютерной рентгеновской томограммой. Все числа Хаунсфилда на томограмме специальным образом разбивались на интервалы, каждому из которых присваивался химический состав и массовая плотность, соответствующие определенной биологической ткани [2, 3]. Результаты расчетов представлены на Рис. 2.

Проведенные работы показали адекватность кода IThMC и его принципиальную пригодность для встраивания в систему дозиметрического планирования протонного облучения.

Литература

1. Paganetti H. Range uncertainties in proton therapy and the role of Monte Carlo simulation, Phys. Med. Biol., 2012, 57, R99-R117.
2. Vasiliev V.N., Kostjuchenko V.I., Riazantsev O.B., Khaybullin V.G., Samarin S.I., Uglov A.S. Tissue equivalence of some phantom materials for proton beams. P137, PTCOG 48, Heidelberg, September 28th - October 3rd, 2009. Preprint № 1005.4389; <http://arxiv.org/abs/1005.4389>, (Submitted on 24 May 2010)

3. Schneider W., Bortfeld T. and Schlegel W. Correlation between CT numbers and tissue parameters needed for Monte Carlo simulations of clinical dose distributions, Phys. Med. Biol., 2000, 45, 459–478.

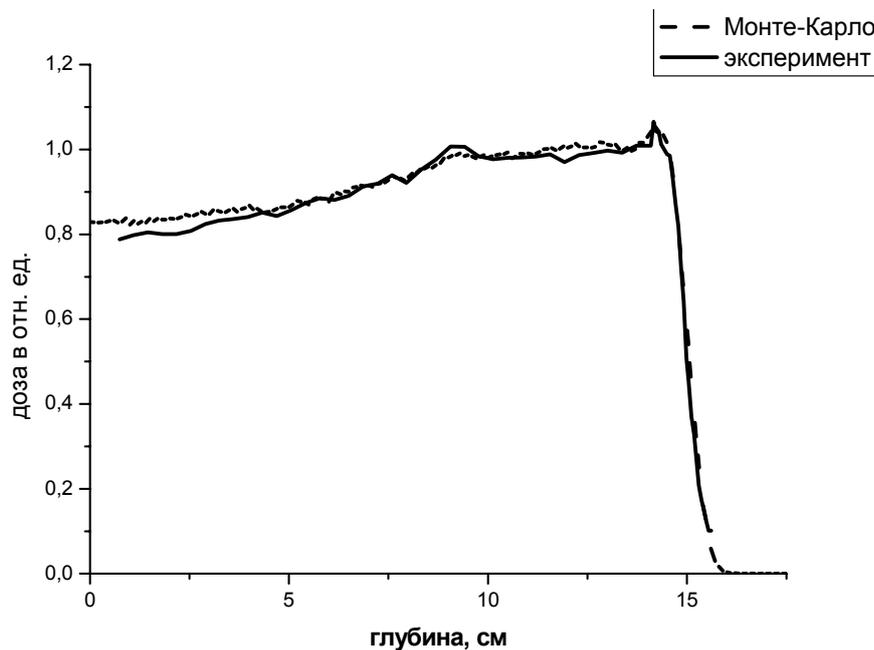


Рис.1. Сравнение дозовых распределений в воде вдоль центральной оси протонного пучка 220 МэВ, экспериментально измеренного и рассчитанного с помощью Монте-Карло кода IThMC.

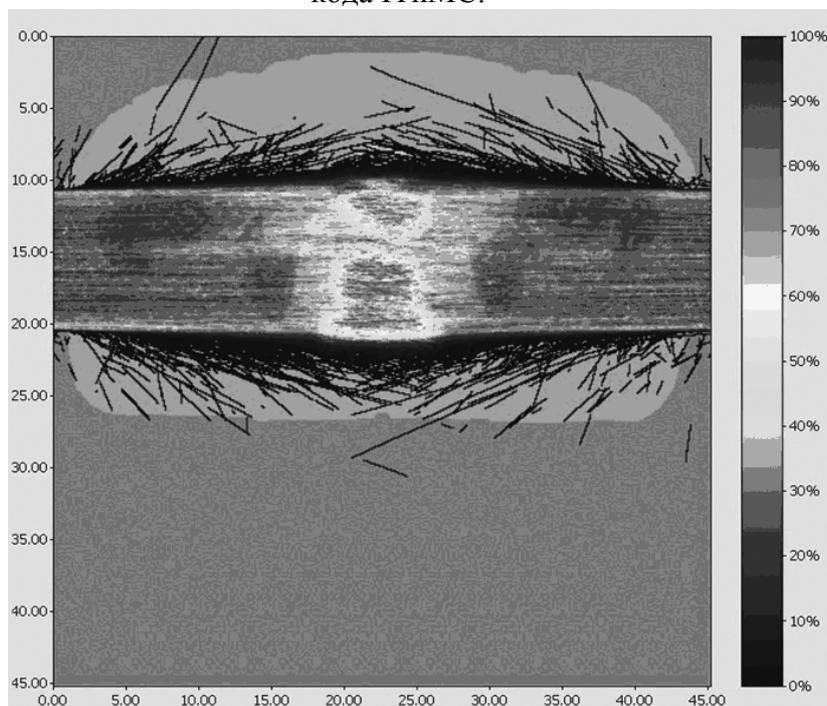


Рис.2. Моделирование (код IThMC) дозового распределения при облучении оппозитными протонными пучками предстательной железы на базе рентгеновской компьютерной томограммы.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ ДЛЯ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ В КАЧЕСТВЕ ФОТОЛЮМИНИСЦЕНТНЫХ МЕТОК.

Мысов Г.А., Наташина У.А.

Студенты

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: afflictor@yandex.ru, natashina78@yandex.ru*

Кремний является востребованным материалом в современных электронных устройствах. Однако, его наноформы, такие как пористый кремний (ПК) и кремниевые нанонити (КНН) также находят широкое применение в электронике, оптических устройствах и биомедицине (в частности, в качестве люминесцентных меток). ПК и КНН характеризуются эффективными фотолюминесцентными (ФЛ) свойствами в видимой области спектра при комнатной температуре [1,2]. ФЛ объясняется наличием в представленных образцах мелких кремниевых нанокристаллитов (с размерами менее 5 нм), в которых, вследствие квантового ограничения носителей зарядов, могут образовываться экситоны. ФЛ образцов можно управлять, изменяя параметры их изготовления. Уже доказаны свойства биосовместимости и биodeградируемости ПК [3,4], и можно предполагать наличие подобных свойств у КНН [5].

В работе образцы КНН получались с помощью химического травления пластин с-Si (100) с удельным сопротивлением 10 Ом*см (КНН1) и 0.01 Ом*см (КНН2) в растворе 5М HF:30% H₂O₂, взятых в соотношении 10:1. Время травления составляло 20 минут. До травления поверхность с-Si покрывалась наночастицами серебра. После травления частицы серебра удалялись путем погружения образцов в 65% раствор HNO₃ на 15 минут. Структурные свойства образцов исследовались методами сканирующей и просвечивающей микроскопии (СЭМ и ПЭМ, соответственно). Спектры ФЛ снимались при возбуждении аргоновым лазером 445 нм с помощью ПЗС-матрицы.

На рисунке 1 а, б представлены данные СЭМ КНН1 и КНН2. Видно, что образцы представляют собой упорядоченный массив кремниевых нанонитей, ориентированных вдоль кристаллографического направления [100]. Диаметры КНН варьируются в пределах от 20 до 200 нм. Скорость роста КНН1 больше, чем КНН2, при этом КНН2 имеют пористую структуру.

На рисунке 1 в приведены спектры ФЛ КНН1 и КНН2. Оба образца характеризуется широким спектром ФЛ с максимумом в области длин волн около 650 нм для КНН1 и 750 нм для КНН2. Как уже было сказано выше, причиной ФЛ КНН является излучательная аннигиляция экситонов, образующихся в кремниевых нанокристаллах малых размеров при их фотовозбуждении. Такие мелкие нанокристаллы появляются, видимо, на поверхности КНН1 при их химическом травлении, и в объеме КНН2 (поскольку КНН2 имеют пористую структуру). Широкий спектр ФЛ образцов вызван распределением кремниевых нанокристаллов по размеру. Согласно полученным результатам, большая интенсивность ФЛ наблюдается у КНН2. Это, по-видимому, связано с наличием большего числа в них ФЛ кремниевых нанокристаллов.

Таким образом, в данной работе продемонстрирован простой и доступный метод получения КНН, обладающих эффективной ФЛ в видимой области спектра. Показана возможность управления структурными и ФЛ и свойствами КНН. Данные исследования могут найти применение в создании оптоэлектронных устройств, а также и для биологических целей при создании ФЛ биосовместимых наномаркеров.

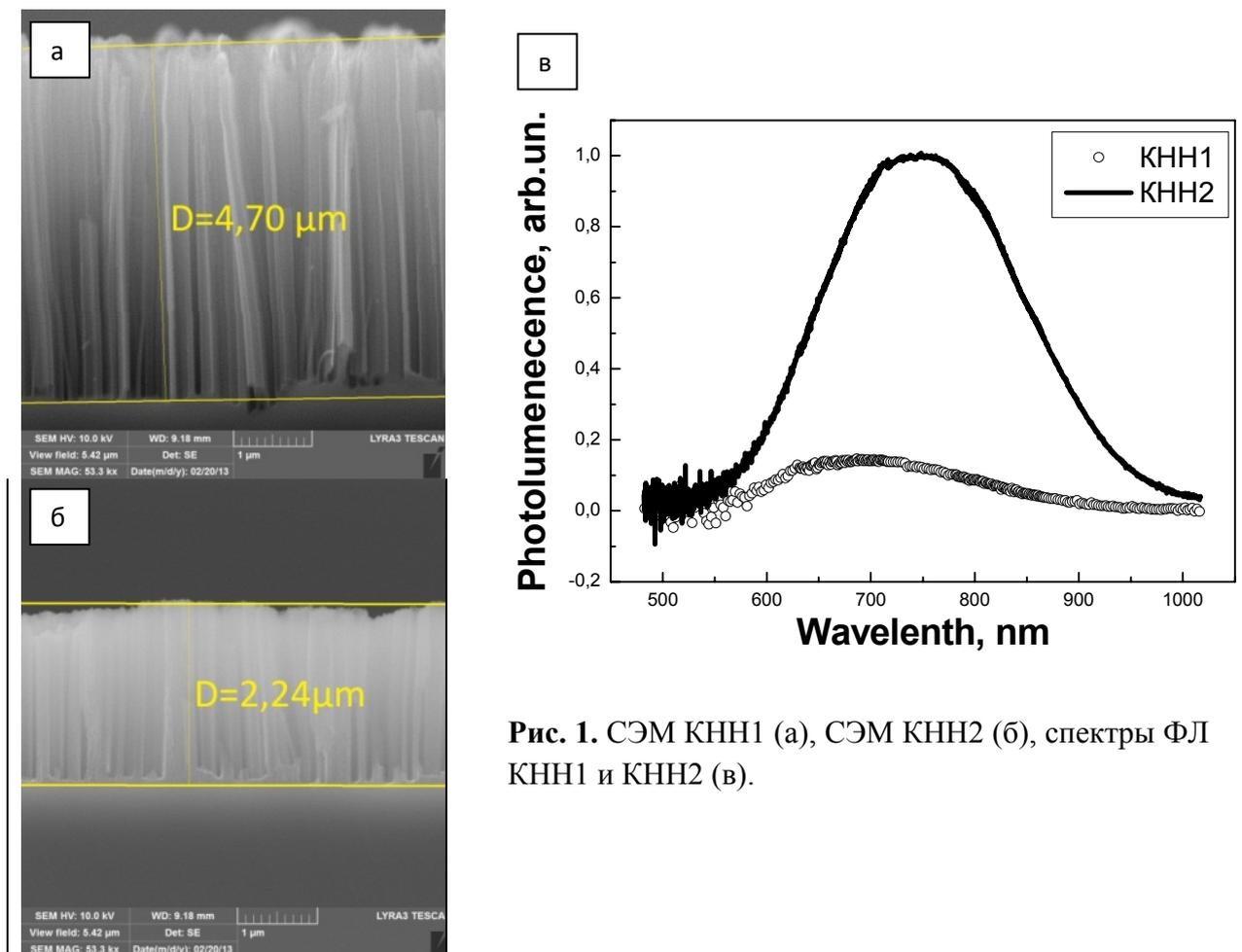


Рис. 1. СЭМ КНН1 (а), СЭМ КНН2 (б), спектры ФЛ КНН1 и КНН2 (в).

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

Литература

1. L.T. Canham, "Silicon Quantum Wire Array Fabrication by Electrochemical and Chemical Dissolution of Wafers" //Appl. Phys. Lett., 1990, v.57, №10, pp.1046-1048.
2. V.Sivakov, F.Voigt, A.Berger, G.Bauer and S.Christiansen, "Roughness of silicon nanowire sidewalls and room temperature photoluminescence," Physical Review B, vol. 82, 2010.
3. Canham L.T. "Nanoscale semiconducting silicon as a nutritional food additive"// Nanotechnology, 2007, 18, 185704, pp. 1-6.
4. Л.А. Осминкина, Е.Н. Лукьянова, М.Б. Гонгальский, А.А. Кудрявцев, А.Х. Гайдарова, Р.А. Полтавцева, П.К. Кашкаров, В.Ю. Тимошенко, Г.Т. Сухих "Влияние наноструктурированного кремния на процессы пролиферации стволовых и раковых клеток" // БЭБМ, 2011, том 151, №1, стр. 91-96.
5. K. A. Gonchar, L. A. Osminkina, R. A. Galkin etc "Structure and optical properties of silicon nanowire arrays formed by metal-assisted chemical etching" Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics, 2012, 7, 6, 602-606.

РАЗВИТИЕ СИСТЕМЫ ПЛАНИРОВАНИЯ ПРОТОННОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ ВНУТРИГЛАЗНЫХ НОВООБРАЗОВАНИЙ

Орлов Д.Г., Ерохин И.Н.

сотрудник, к.ф.-м.н., сотрудник

*ФГБУ “ГНЦ РФ Институт теоретической и экспериментальной физики”,
Москва, Россия*

E-mail: dmorlov@itep.ru

Многолетний опыт использования пучков протонов доказал их эффективность в лечении злокачественных новообразований. Для некоторых локализаций, таких как увеальная меланома, особенно большого размера, это часто единственно эффективный подход, позволяющий сохранить глаз и достичь 95% локального контроля для пятилетнего срока [4].

Но наблюдение за пациентами, показало, что в течение 15-20 лет, после успешного излечения заболевания, возможны поздние лучевые реакции [4]. Одной из причин могут служить недочеты систем планирования [1,3]. В последнее время стали более доступны как томографические данные, так и компьютерные средства их обработки и визуализации, что позволяет использовать новые подходы в системах планирования [2].

Мы исследуется вопрос построения точной модели глаза. Элементы структур глаза достаточно гомогенны, что не позволяет их непосредственно реконструировать по объемным топометрическим данным. Предварительно требуется построить аналитическую анатомическую модель.

Для последовательного непротиворечивого введения топометрических данных применяется иерархическая модель. Учтены оптические свойства глаза для фиксации взгляда пациента при позиционировании, в том числе несоответствие оптической оси и зрительной линии. Модель включает все критические структуры глаза существенные при наведении пучка протонов. Исследован вопрос возрастных изменений. При достаточном числе топометрических данных предложена новая овоидная модель.

Литература

1. *Канчели И.Н., Ломанов М.Ф., Похвата В.П. и др.* Уточненный метод планирования протонного облучения внутриглазных новообразований // Мед. физика, 2010, №1. С. 24-33.
2. *Орлов Д.Г., Черных А.Н.* Развитие средств и методов лучевой терапии меланомы глаза // Мед. физика, 2012, №3.
3. *Borodin Yu.I., Valsky V.V., Saakyan S.V. et al.* Proton radiation treatment of eye vascular membrane // Poster session presented at: Gunma University - NIRS, Japan, May, 17 - 22, 2010. P2-11.
4. *Goitein G., Schallenberg A., Verwey J., et al.* Proton radiation therapy of ocular melanoma at PSI – long term analysis // Abstracts of PTCOG48 Meeting, Heidelberg, Germany, September 28 - October 3, 2009

МОДЕРНИЗАЦИЯ ГЕНЕРАЦИИ СМЕСИ АКТИВНОЙ СРЕДЫ ЭКСИМЕРНОГО ЛАЗЕРА ГЛАЗНОЙ ХИРУРГИИ

Петухов Андрей Сергеевич

Студент

*Вологодский государственный технический университет, электроэнергетический
факультет, Вологда, Россия*

E-mail: varvar_xt@mail.ru

Эксимерные лазеры широко используются в глазной хирургии благодаря мощному ультрафиолетовому излучению, малого разброса длины волны и возможности плавной её настройки [1]. Недостатком существующих лазерных аппаратов является высокая стоимость эксплуатации лазера из-за повышенного расхода дорогостоящих благородных газов. Другим недостатком системы является необходимость работы с чистыми галогенами (F₂, Cl₂,

газообразный HCl) или их смесями с благородными газами (He или Ne), поэтому всегда существует опасность отравления обслуживающего персонала и пациентов в случае утечки газа, общее количество которого может быть значительным для обеспечения необходимого времени работы лазера. Т. о. держать в системе лазера баллон с газообразным HCl нецелесообразно.

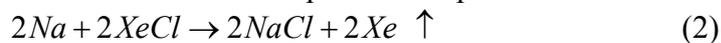
Суть предложения заключается в модернизации устройства эксимерного лазера следующим образом: внести генератор HCl, способный путем химической реакции получить последний из компонентов, не нанося вред; генератор паров H₂SO₄; геттер, выполненный из щелочного металла и систему прокачки отработавшей смеси вместо обычного баллона с уже готовым HCl.

Генератор HCl представляет собой барабан, работающий по трем циклам, лопасти, отделяющие отсеки, отверстие, насосы для удаления полезных продуктов реакции, трубки-разъема для подачи и обогащения HCl, трубки-разъема для подачи Xe и HCl после реакции с геттером; отсек для установки геттера.

1 цикл заключается в рабочем ходе генератора - получение HCl:



2 цикл заключается в реакции отработанной смеси с геттером из Na:



3 цикл заключается в удалении через отверстие нерастворимого Na₂SO₄.

Рабочий ход - пары H₂SO₄, подаваемые в нижний отсек, реагируют с находящимся в нем NaCl, получая на выходе газообразный HCl. Далее барабан проворачивается по часовой стрелке, вынося через отверстие нерастворимый Na₂SO₄. Затем верхний отсек заполняется NaCl, образовавшимся на геттере благодаря реакции газовой смеси с последним. Цикл замыкается, т.е. барабан не движется до тех пор, пока в верхнем отсеке не наберется достаточное кол-во NaCl. В таком случае барабан проворачивается, отсек с NaCl оказывается внизу, где происходит реакция с парами H₂SO₄ и обогащение активной среды HCl'ом. В результате, подав на вход пары H₂SO₄, заполнив камеру NaCl, на выходе мы получаем благородный газ Xe и газообразный HCl.

Литература

1. Жуков Б.Н., Лысов Н.А., Бакуцкий В.Н., Анисимов В.И. Лекции по лазерной медицине: Учебное пособие. – Самара: СМИ, 1993.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КЛЕТОЧНОГО БИОЧИПА ДЛЯ ИММУНОФЕНОТИПИРОВАНИЯ ЛИМФОЦИТОВ ПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ КРОВИ

Расколов С.С.

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

Mail: lmsu@rambler.ru

Основопологающим методом при диагностике онкогематологических заболеваний является иммунофенотипирование (определение поверхностных антигенов лейкоцитов) с помощью проточной цитофлуориметрии. Вследствие своей высокой стоимости цитометрия доступна только в специализированных учреждениях и выполняется только после установления предварительного онкогематологического диагноза. Клеточный биочип может быть использован как доступный аналог проточной флуориметрии и тем самым способствовать более ранней и успешной диагностике заболеваний системы крови.

Биочип представляет собой прозрачную пластиковую подложку размером 22x22 мм, на которой в определенных областях иммобилизованы моноклональные антитела к 20 поверхностным антигенам лейкоцитов человека, положительный и отрицательный контроль. При инкубации биочипа с суспензией лимфоцитов клетки, несущие определенный поверхностный антиген, связываются с иммобилизованными антителами. После отмывки

неспецифически связавшихся клеток на поверхности остаются области, покрытые лимфоцитами, несущими тот или иной поверхностный антиген. Таким образом, на биочипе достигается высокая поверхностная концентрация клеток, и в то же время лимфоциты оказываются «рассортированными» по своим поверхностным антигенам.

В работе была исследована периферическая кровь 15 здоровых доноров. Показано, что относительная плотность заполнения лимфоцитами пятен биочипа с иммобилизованными антителами, специфичными к каждому из CD-антигенов, хорошо соответствует данным о нормальном содержании клеток с данными поверхностными антигенами, полученным методом проточной цитофлуориметрии.

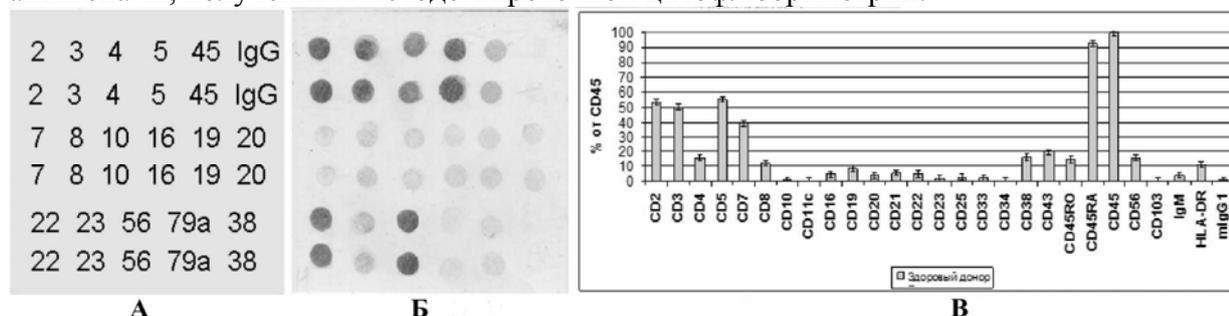


Рис.1 а) Схема расположения пятен антител на биочипе; б) Биочип с зафиксированными клетками; в) Иммунофенотип лимфоцитов, полученный с помощью клеточного биочипа.

Литература

1. Шишкин А.В., Шмырев И.И., Кузнецова С.А., Овчинина Н.Г., Бутылин А.А., Атауллаханов Ф.И., Воробьев А.И. Иммунологические биочипы для параллельного определения поверхностных антигенов и морфологического исследования клеток. (2008) Биологические мембраны, том 25, № 4, с. 277–284.
2. Belov L., de la Vega O., dos Remedios C.G., Mulligan S.P., Christopherson R.I. Immunophenotyping of Leukemias Using a Cluster of Differentiation Antibody Microarray (2001) Cancer Res 61, 4483-4489.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА СВЯЗЫВАЮЩИХ ЦЕНТРОВ АЛЬБУМИНА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С СОЛЬЮ ЕВРОПИЯ МЕТОДОМ ФЛУОРЕСЦЕНТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ.

Тихонова Т.Н.

Аспирантка

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: tikhonova@physics.msu.ru*

Взаимодействие белков с солями тяжелых металлов (ТМ) изучалось на протяжении многих лет. Обширность этих исследований обусловлена важной ролью, которую играют ТМ в организме человека: с одной стороны, они выполняют необходимые функции, например, участвуют в метаболизме, с другой стороны, токсичный эффект ТМ может привести к конформации, агрегации и денатурации различных белков и ферментов [1,2]. Европий является типичным представителем лантанидов и благодаря специфическим спектроскопическим характеристикам и способности к люминесценции, широко используется в качестве зонда для изучения биохимических процессов, которые происходят с белками и ферментами.

Метод флуоресцентной спектроскопии, который дает информацию об изменениях локального окружения триптофана, интенсивно используется для изучения связывания белков с солями ТМ [3]. Данный метод может дать информацию о конформационных изменениях, константах равновесия и числе центров связывания. Один из наиболее применяемых подходов – это метод тушения флуоресценции, в котором изучается зависимость интенсивности флуоресценции F от концентрации тушителя $[Q]$ (т.е.

концентрации ТМ), а точнее анализируется модернизированное уравнение Штерна-Фольмера [4]:

$$\log \frac{F_0 - F}{F} = \log K_A + n \log [Q], \quad (1)$$

где K_A – это константа связывания, n – число центров связывания, F_0 – интенсивность флуоресценции, когда концентрация тушителя $[Q] = 0$.

В данной работе определяется число связывающих центров белка бычьего сывороточного альбумина (БСА) при взаимодействии с солью европия двумя методами: методом тушения флуоресценции (рис. 1а) и по флуоресценции европия. Известно, что отношение пика на длине волны 594 нм и «гиперчувствительного» пика на длине волны 616 нм в спектре флуоресценции европия (рис. 1б) характеризует процесс связывания [5].

В данной работе эксперимент проводился для разных значений рН. По данным из спектров флуоресценции европия было получено, что число связывающих центров $n=4$ (рН=6,7) и $n=2$ (рН=4,5), в то время как из метода тушения флуоресценции получилось, что $n=1$ для обоих значений рН (рис.1). При анализе более 60 публикаций, которые были посвящены связыванию альбумина с совершенно различными веществами и в которых был использован метод тушения флуоресценции, было выявлено, что все они дают значение центров связывания равное $n=1$. Применяя другие методы, такие как диализ, калориметрия, потенциометрия и т.д. авторы получили значение центров связывания альбумина с тяжелыми металлами, превышающее единицу. Это указывает на то, что метод тушения флуоресценции не может корректно оценивать число связывающих центров белка при взаимодействии с ионами ТМ.

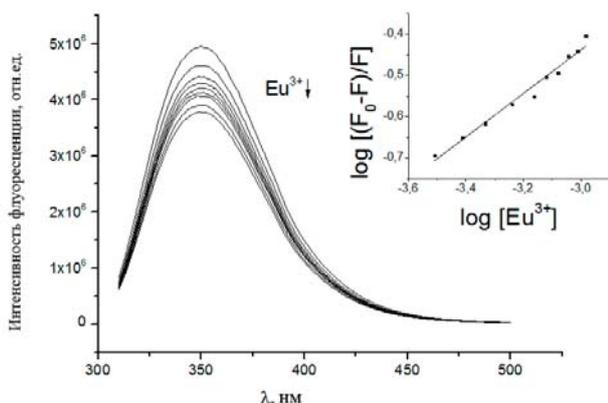


Рис. 1а. Спектр флуоресценции БСА при добавлении ионов европия. В правом углу изображен модифицированный график Штерна-Фольмера.

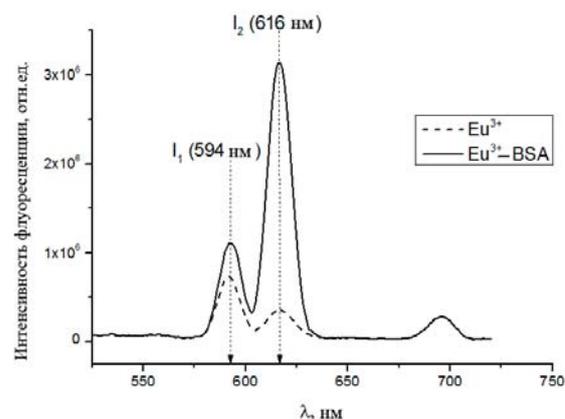


Рис. 1б. Спектр флуоресценции европия в водном растворе и при добавлении БСА.

Литература

1. A.I. Bush. Metals and neuroscience. *Current Opinion in Chemical Biology*. 4(2), 184-191, 2000.
2. G.P. Petrova, Yu.M. Petrusevich and A.N. Evseevicheva. Molecular Clusters in Water Protein Solutions in the Presence of Heavy Metal Ions. *Gen. Physiol. Biophys*, 17, 97-104, 1998.
3. J.R. Lakowicz. *Principles of Fluorescence Spectroscopy*. Third edition, 2010.
4. A. Belatik, S. Hotchandani, R. Carpentier, H.-A. Tajmir-Riahi, R.A. Goyer. Locating the Binding Sites of Pb(II) Ion with Human and Bovine Serum Albumins. *Plos One* 7, 1-9, 2012.
5. Martinus H. V. Wertsy, Ronald T. F. Jukes and Jan W. Verhoeven. The emission spectrum and the radiative lifetime of Eu^{3+} in luminescent lanthanide complexes. *Phys. Chem. Chem. Phys.* 4, 1542–1548, 2002.

Автор выражает благодарность д.ф.-м.н. проф. Петровой Г.П., д.ф.-м.н. проф. Фадееву В.В. и науч. сотр. Ширшину Е.А. за помощь в постановке задачи и полезные советы.

СУБМИКРОННЫЕ ЧАСТИЦЫ КАРБОНАТА КАЛЬЦИЯ ДЛЯ СОЗДАНИЯ СИСТЕМЫ ДОСТАВКИ ЛЕКАРСТВ

Трушина Дарья Борисовна

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: trushina.d@mail.ru

Микросферолиты карбоната кальция являются перспективными объектами для создания на их основе систем доставки лекарств с возможностью пролонгированного высвобождения. Инкапсулируя фармакологическое вещество в частицы различного размера, можно создавать контейнеры, предназначенные для целого ряда способов доставки в организм. Для интраназального введения системы (когда в центральную нервную систему попадает только лекарственное вещество, а микроконтейнер выводится из организма посредством мукоцилиарного клиренса) наиболее подходящий размер частиц-носителей составляет 2-7 мкм. Для получения частиц таких размеров пользуются широко известной методикой смешивания двух солей (Volodkin, 2004, 1962). Однако для других медико-биологических применений необходимы контейнеры, способные проникать в клетки, то есть имеющие, по крайней мере, субмикронные размеры. Синтез подобных частиц является трудоемкой и нетривиальной задачей, поскольку сферолиты с размером меньше некоторого критического становятся нестабильными, что приводит к быстрому и неизбежному процессу их перекристаллизации.

Целью работы является получение и исследование стабильных наноструктурированных пористых частиц карбоната кальция субмикронных размеров, а также исследование загрузки и релиза модельного соединения – фотосенсибилизатора, используемого в раковой терапии. Для уменьшения размеров частиц в реакционную смесь предлагается добавлять растворитель (этиленгликоль, глицерин), уменьшающий растворимость карбоната кальция и

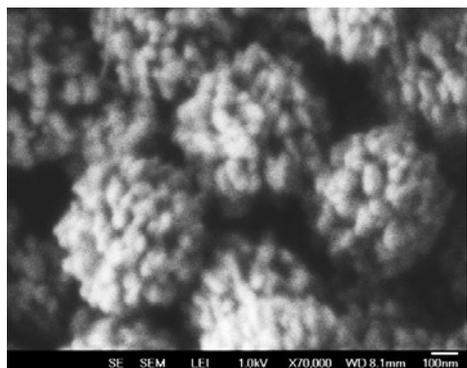


Рис.1 СЭМ-изображение субмикронных частиц карбоната кальция

инициирующий рост фазы ватерита (Rui-Juan Qi, 2006, 8303; Parakhonskiy, 2012, 1195). На рис.1 представлено СЭМ-изображение сферолитов карбоната кальция, полученных с помощью введения в реакционную смесь этиленгликоля в соотношении 5:1 к растворам солей. Время перемешивания смеси варьировалось от 30 с до 3 ч, стабильные сферолиты (дзета-потенциал -10 мВ) формировались, начиная с 30 мин перемешивания, дальнейшее увеличение времени не меняло характеристики частиц, средний размер которых составляет 450 ± 150 нм. Фазовый состав частиц исследован методом порошковой рентгеновской дифракции. По сравнению с микронными частицами (соотношение фаз ватерита и кальцита 70:30), в субмикронных частицах

доминирует фаза кальцита (38:62). Данный факт может свидетельствовать в пользу гипотезы формирования частиц из кристаллического зародыша и его роста за счет процесса кристаллизации (Andreassen, 2005, 260).

Для медико-биологического использования пористых частиц карбоната кальция большое значение имеет степень их загрузки функциональным веществом. Был исследован процесс адсорбции фотодитазина на микронные и субмикронные частицы. Проанализирована

зависимость эффективности инкапсуляции от размера частиц карбоната кальция и концентрации раствора фотодитазина. Максимальное количество загруженного в частицы вещества составило 3.2% весовых процента.

Кроме того была исследована динамика релиза вещества и показано, что выход фотодитазина из пор ватерита в раствор белка происходит существенно активнее, чем в воду. Данная тенденция может быть связана с влиянием «белковой короны», формирующейся вокруг частиц.

Литература

1. Andreassen Jens-Petter. Formation mechanism and morphology in precipitation of vaterite— nano-aggregation or crystal growth? // Journal of Crystal Growth. 2005, Vol. 274, pp. 256–264.
2. Volodkin Dmitry V., Larionova Natalia I., Sukhorukov Gleb B. Biomacromolecules Protein Encapsulation via Porous CaCO₃ // Microparticles Templating. 2004, Vol. 5, № 5, pp. 1962–1972.
3. Rui-Juan Qi and Ying-Jie Zhu. Microwave-Assisted Synthesis of Calcium Carbonate (Vaterite) of Various Morphologies in Water-Ethylene Glycol Mixed Solvents // J. Phys. Chem. B. 2006, Vol. 110, pp. 8302-8306.
4. Bogdan V. Parakhonskiy, Albrecht Haase, Renzo Antolini. Sub-micron Vaterite Containers: Synthesis, Substance Loading, and Release // Angew. Chem. Int. Ed. 2012, Vol. 51, pp. 1195–1197.

СИСТЕМА ИММОБИЛИЗАЦИИ ПАЦИЕНТА ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ПРОТОННОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ БОЛЬНЫХ СО ЗЛОКАЧЕСТВЕННЫМИ НОВООБРАЗОВАНИЯМИ ПОДЖЕЛУДОЧНОЙ ЖЕЛЕЗЫ.

Черных Алексей Николаевич

Инженер - физик

ФГБУ ГНЦ РФ Институт Теоретической и Экспериментальной Физики (ИТЭФ)

chernykh-aleksey@yandex.ru

Введение. В действующих Российских центрах протонной лучевой терапии (ПЛТ) для облучения больных применяются лучевые установки с фиксированными горизонтальными пучками протонов, первоначально предназначенными для физических исследований. Отсутствие возможности ротации пучка вокруг больного ограничивает выбор необходимых направлений облучения и уменьшает спектр локализаций злокачественных новообразований (ЗН), которые можно было бы облучать в случае возможности поворота пучка протонов вокруг больного. Широко используемые во всех зарубежных клинических центрах ПЛТ устройства поворота пучка – гантри [1] в действующих Российских центрах ПЛТ пока не применяется и, поэтому, приходится изыскивать альтернативные пути увеличения спектра облучаемых локализаций ЗН. Таким, хотя и обладающим недостатками путем, является создание для лучевых установок дополнительного позиционера, позволяющего осуществлять поворот больного вокруг verteбральной оси, что увеличивает количество возможных направлений подвода пучка протонов к мишени (ЗН).

Целью работы является создание позиционера лучевой установки, в частности, расположенной в процедурной №1 Центра ПЛТ ИТЭФ, для ПЛТ больных с ЗН, локализованными в абдоминальной области тела человека [2], обеспечивающего облучение пациента с его поворотом вокруг verteбральной (продольной) оси, а также позволяющего использовать индивидуальные средства иммобилизации больного, применяющиеся для проведения топометрических исследований на рентгеновском компьютерном томографе.

Выводы. Внедрение такого рода систем в процедуру проведения ПЛТ на фиксированных пучках позволит:

- повысить качество облучения,

- обеспечить многопольное облучение на фиксированном пучке протонов,
- применять специальные устройства иммобилизации как при топометрических исследованиях, так и при проведении ПЛТ,
- повысить комфорт пациента.

Так же, учитывая факт развития направления лучевой терапии ионами углерода и сложность реализации системы Гантри для ионного пучка, разработанная система, позволяющая обеспечивать многопольное облучение, может быть применена на фиксированном пучке углерода.

Список литературы.

1. Proton and Charged Particle Radiotherapy, 1st Edition, Delaney, Thomas F.; Kooy, Hanne M.
2. Proton therapy for gastrointestinal cancers, Ted C. Ling, Joseph I. Kang, Jerry D. Slater, Gary Y. Yang Department of Radiation Medicine, Loma Linda University Medical Center, Loma Linda, California, USA

КРЕМНИЕВЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ ДЛЯ УНИЧТОЖЕНИЯ ОПАСНЫХ ВИРУСОВ

Шевченко С.Н.

Студентка

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: shevchenko.s.msu@gmail.ru*

В настоящее время ученые стоят на пути к открытию новых, совершенно иных методов подавления активности вирусных инфекций – с помощью различных типов наночастиц. В первую очередь данные исследования направлены на изучение взаимодействия наночастиц с наиболее часто встречающимися и опасными вирусами. Так, по оценкам Всемирной Организации Здравоохранения, в конце 2008 года в мире насчитывалось около 33,4 миллиона человек с вирусом иммунодефицита человека (ВИЧ). В этом же году около 2,7 миллиона человек приобрели инфекцию и 2 миллиона человек, в том числе 280 000 детей, умерли от синдрома приобретенного иммунодефицита (СПИДа). Однако наиболее известные и часто встречающиеся у людей заболевания связаны с респираторными инфекциями. Одним из возбудителей таких инфекций является респираторно- синцитиальный вирус (РСВ). РСВ быстро передается от человека к человеку воздушно-капельным путем и вызывает инфекции верхних и нижних дыхательных путей. РСВ является наиболее частой причиной заболевания людей, и в особенности детей.

Следует отметить, что и ВИЧ относятся к ретро-вирусам. Данный тип вирусов обладает уникальным механизмом репродукции. Вскоре после проникновения в клетку-мишень, вирусный РНК переписывается в вирусную ДНК, которая проникает в ядро клетки и встраивается в структуру хромосомной ДНК клетки. После этого клетка начинает продуцировать вирусные РНК, которые, сливаясь с белками клетки, образуют новые вирусные частицы – вирионы. Данные частицы заражают новые клетки итд. Замедлить этот процесс могут противоретровирусные препараты.

Учеными-вирусологами различаются по определению два типа противовирусного действия лекарственных препаратов, в том числе и на основе наночастиц: это противовирусное действие – при котором препарат не дает зараженной клетке реплицировать вирус; и вирулицидное действие – при котором действие препарата направлено непосредственно на вирус, и препятствует вирионам заражать клетки.

В настоящей работе впервые продемонстрировано вирулицидное действие кремниевых наночастиц (SiNP) по отношению к ВИЧ и РСВ.

Использование SiNP обусловлено доказанными их свойствами биосовместимости и биodeградируемости [1, 2], доступностью их получения в масштабах, необходимых не только для проведения единичного эксперимента, но и для создания медицинских препаратов на их основе.

Водные суспензии SiNP были получены механическим измельчением пленок пористого и пластин кристаллического кремния в планетарной мельнице FRITSCH «Pulverisette 7 premium line». Пленки пористого кремния, в свою очередь, формировались стандартным методом электрохимического травления пластин кристаллического кремния (100) p++ 25 мОм•см в растворе HF(50%):C₂H₅OH. Размеры кремниевых наночастиц определялись на просвечивающем электронном микроскопе LEO912 AB OMEGA и сканирующем электронном микроскопе LiraTescan, также с помощью метода динамического рассеяния света на приборе Malvern Zetasizer Nano ZS. Показано, что суспензии SiNP представляют собой 20÷100 нм агломераты наночастиц меньших размеров. При этом площадь поверхности кремниевых наночастиц, определенная методом изотерм адсорбций, была огромна и составляла в среднем 400 м²/г.

Состав поверхностного покрытия SiNP определялся методом ИК- спектроскопии на Bruker IFS 66v/S. Показано, что частицы преимущественно покрыты кислородом, что обуславливает гидрофильные свойства их поверхности и существование стабильных водных суспензий.

Впервые в *in-vitro* экспериментах показано вирулицидное свойство кремниевых наночастиц по отношению к РСВ штамм «Long» и ВИЧ штамм «HIV-1BRU». Представлены данные, демонстрирующие снижение вирусной активности на 90-100% при концентрациях от 0,5 до 0,125 мг/мл (в зависимости от типа наночастиц). Следует особо отметить, что SiNP не проявляли цитотоксических свойств при данных концентрациях.

На основании данных *in-vitro*, а также данных микроскопических исследований взаимодействия вирусов и наночастиц, предложен механизм вирулицидного действия SiNP, согласно которому вирусы буквально облепляются наночастицами, теряя при этом способность к заражению клеток.

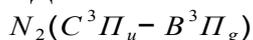
Отметим, что представленные результаты имеют как научное, так и социальное значение. Так, например, на основе SiNP могут быть созданы микробициды – препараты, способные снижать риск заболевания ВИЧ. А всевозможные полоскания и аэрозоли с кремниевыми наночастицами, возможно, предотвратят заражение и ускорят темп выздоровления при респираторных вирусных заболеваниях.

В заключении автор выражает благодарность своему научному руководителю — к.ф.м.н. Л.А. Осминкиной, отдельную благодарность проф. В.Ю. Тимошенко, а также Корнилаевой Г.В., проф. Карамову Э.В. (НИИ вирусологии им. Д.И.Ивановского) и Шиловскому И.П.(ФГБУ "ГНЦ Институт Иммунологии" ФМБА России).

1. Л.А. Осминкина, Е.Н. Лукьянова, М.Б. Гонгальский, А.А. Кудрявцев, А.Х. Гайдарова, Р.А. Полтавцева, П.К. Кашкаров, В.Ю. Тимошенко, Г.Т. Сухих "Влияние наноструктурированного кремния на процессы пролиферации стволовых и раковых клеток" Бюллетень экспериментальной биологии и медицины.- 2011.- Том 151.- No 1.- стр.91-95.
2. A.Durnev, A. Solomina, N. Daugel-Dauge, A. Janataev, E. Shreder, E. Nemova O. Shreder, V. Veligura, L. Osminkina, V.Yu. Timoshenko, S. Seredenin "Study on genotoxic and teratogenic activity of silicon nanoparticles in vivo" International Journal of Biomedical Nanoscience and Nanotechnology.- Vol. 1.- No. 1.- 2010.- pp. 70-86.

Подсекция «Молекулярная физика»

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЗОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ АЗОТНОЙ ПЛАЗМЫ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИМ МЕТОДОМ ВТОРОЙ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ



Волынец А.В.

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет,
Москва, Россия. E-mail: volynec@physics.msu.ru

Температура газа в плазме азота играет очень важную роль, косвенным образом влияя на процессы ассоциативной ионизации, играющих основную роль в ионизации азота. Поэтому знание газовой температуры является необходимым условием исследования процессов в азотной плазме.

В данной работе температура газа определяется спектроскопическим методом, а именно, в предположении равновесия между поступательными и вращательными степенями свободы молекул N_2 , находящихся в том и в электронно-возбужденных состояниях. В равновесии распределение молекул по вращательным состояниям определяется вращательной температурой, которую можно определить спектроскопическим методом [1], регистрируя спектр соответствующего электронно-колебательного перехода с необходимым спектральным разрешением. В силу того, что величина вращательного кванта невелика, энергообмен между вращательной и поступательной степенями свободы происходит особенно эффективно, и при достаточно высоком давлении, когда частота соударений намного превышает частоту радиационного распада излучающего состояния, вращательная температура близка к газовой.

В данной работе газовая температура определялась из сравнения измеренного и модельного спектров второй положительной системы молекулы азота, т.е. триплет - триплетного перехода $N_2(C^3\Pi_u - B^3\Pi_g)$. Данный переход хорошо известен, и уже применялся для спектроскопических исследований газовой температуры. Все необходимые для расчета константы известны и общедоступны [2,3]. Проведенные исследования в азотной плазме разряда постоянного тока при давлении 5-50 Тор показали полную применимость данного метода.

Литература

1. D. M. Phillips. Determination of gas temperature from unresolved bands in the spectrum from a nitrogen discharge states in a microwave nitrogen discharge. // 1976 J. Phys. D: Appl. Phys. 9 507.
2. Takeshi Sakamoto, Haruaki Matsuura, and Hiroshi Akatsuka. Spectroscopic study on the vibrational populations of $N_2 C^3\Pi$ and $B^3\Pi$ // Journal of applied physics **101**, 023307 2007
3. Alf Loftus, Paul Krupenie. The Spectrum of Molecular Nitrogen. // J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol.6, No.1, 1977.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ КОМПЛЕКСНЫХ СОЕДИНЕНИЙ СУРЬМЫ С АЗОТСОДЕРЖАЩИМИ ОРГАНИЧЕСКИМИ КАТИОНАМИ МЕТОДАМИ РФЭС И ТФП

Доценко А.А., Комиссаров А.А., Яшин В.А.

Аспирант

Дальневосточный федеральный университет, ШЕН,
Владивосток, Россия

E-mail: dotsenko.aa@e.dvfu.ru

Комплексные соединения $Sb(III)$ с органическими азотсодержащими катионами, являются перспективными объектами исследований, так как обладают ярко выраженными люминесцентными и термохромными свойствами, что позволяет использовать их в

современных энергоэкономичных люминесцентных лампах, плазменных дисплейных панелях, электронно-лучевых трубках, рентгеновских экранах.

Информация об электронной структуре исследуемых объектов позволяет определить энергию и структуру основных, переходных и возбужденных состояний, энергии связи, атомные заряды, потенциалы ионизации и т.д.. Полученные результаты исследований вносят вклад в развитие химии комплексных соединений р-элементов и открывают возможности направленного синтеза новых веществ с заданными свойствами.

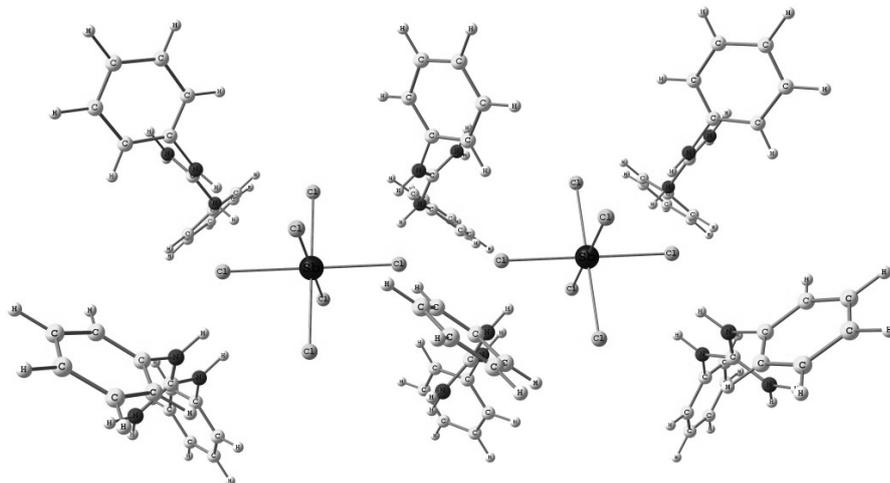


Рис.1 Структура комплекса $(\text{HDphg})_3\text{SbCl}_6$

Оптимизация полной геометрии и расчет энергетических характеристик комплексов Sb(III) выполнялись на суперкомпьютерном комплексе SMH11 (ИАПУ ДВО РАН), расчет проводился неэмпирическим квантовохимическим методом Теории Функционала Плотности (ТФП) с использованием программного комплекса GAMESS-US R2. В качестве используемого функционала был выбран гибридный обменно-корреляционный функционал третьего поколения B3LYP, в качестве базисных наборов использовались SVP и TZVP базисы Р. Ахлричса с добавлением поляризационных функций для всех атомов входящих в базисный набор и эффективного остоного потенциала для атомов Sb(III). Для калибровки шкалы энергии связи электронов был выбран уровень углерода C1s. Обработка спектров проводилась с использованием программы CASA XPS стандартными процедурами. Исследуемые комплексные соединения представляли собой порошки, наносимые на клейкую подложку слоем порядка нескольких мкм. При проведении эксперимента наблюдалась интенсивная люминесценция исследуемых объектов. Интерпретация спектров проведена на основе закономерностей в рентгеновских фотоэлектронных спектрах исследуемых и родственных соединений в сочетании с расчетными результатами.

ВЛИЯНИЕ ХИМИЧЕСКИ АКТИВНОГО АНТИПИРЕНА НА ГОРЮЧЕСТЬ ПОЛИЭТИЛЕНОВ РАЗЛИЧНОГО МОЛЕКУЛЯРНОГО ВЕСА

Гончикжапов Мунко Баторович^{1,2}

Магистрант 2 года обучения

E-mail: munko2010@yandex.ru

Палецкий Александр Анатольевич²

Старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук

Коробейничев Олег Павлович²

Главный научный сотрудник, доктор физико-математический наук, профессор

¹Новосибирский государственный университет, Физический факультет, кафедра

Химической и биологической физики, Новосибирск, Россия

²Институт химической кинетики и горения СО РАН им. Воеводского, Новосибирск, Россия

Горючесть полимеров является одним из самых важных аспектов в их применении. Одним из действенных способов снижения горючести полимеров является введение

химически активных антипиренов в их состав. Фундаментальным аспектом решения задачи является построение физико-химического механизма действия химически активных антипиренов на процесс разложения и горения полимеров. Однако эта задача не решена. Ранее в работах [1,2] было исследовано влияние трифенилфосфата (ТФФ), как антипирена, на термическое разложение и горение сверхвысокомолекулярного полиэтилена (СВМПЭ $MW=5 \cdot 10^6$). Было показано, что ТФФ является эффективным антипиреном для СВМПЭ. В данной работе объектом исследования стал полиэтилен низкого давления (ПЭНД) с меньшей молекулярной массой $MW=10^5$, где в качестве антипирена также был использован ТФФ.

Методами динамического масс-спектрометрического термического анализа (ДМСТА), термогравиметрии, микротермопар и видеосъемки были определены кинетические параметры процесса термического разложения порошков чистого ПЭНД и с добавкой 10% ТФФ по массе, а также скорость горения прессованных образцов и температуры их поверхности при горении в воздухе.

Показано, что при уменьшении молекулярного веса полиэтилена энергия активации термического разложения, температура начала разложения, температура поверхности и скорость горения прессованных образцов увеличиваются. Эффективность ТФФ на термическое разложение и горение полиэтилена возрастает с уменьшением молекулярной массы полиэтилена. Энергия активации ПЭНД с добавлением 10% ТФФ возрастает с 170 до 563 кДж/моль, а для СВМПЭ с 132 до 261 кДж/моль. Температура поверхности горящих образцов полиэтиленов с добавкой 10 % ТФФ подает на 45 °С для ПЭНД и всего лишь на 10 °С для СВМПЭ по сравнению с чистыми полиэтиленами. Таким образом, показано, что эффективность ТФФ, как антипирена, зависит от молекулярного веса полиэтилена

Литература

1. М. Б. Гончикжапов, А. А. Палецкий, Л. В. Куйбида, И. К. Шундрин, О. П. Коробейничев, "Снижение горючести сверхвысокомолекулярного полиэтилена добавками трифенилфосфата", Физика горения и взрыва, 2012, том 48, № 5, стр. 97-109
2. O.P. Korobeinichev, A.A. Paletsky, L.V. Kuibida, M.B. Gonchikzhapov, I.K. Shundrina, "Reduction of flammability of ultrahigh-molecular-weight polyethylene by using triphenyl phosphate additives", Proceedings of Combustion Institute, 34, 2012, 2699-2706.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИСПЫТАНИЙ МОДЕРНИЗИРОВАННЫХ СЕПАРАТОРОВ-ПАРОПЕРЕГРЕВАТЕЛЕЙ СПП-500-1 ТУРБОУСТАНОВКИ I БЛОКА СМОЛЕНСКОЙ АЭС

Егоров Михаил Юрьевич

Учебный мастер

*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
институт прикладной математики и механики, Санкт-Петербург, Россия*

E-mail: egorov12m2u@mail.ru

В состав турбоустановок АЭС, работающих на насыщенном паре, входят промежуточные сепараторы-пароперегреватели (СПП). Одним из основных требований, предъявляемых к СПП, является эффективная и надежная работа сепарационных устройств на всех режимах работы турбоустановки.

Цель модернизации – повысить надежность работы турбоустановки с РБМК-1000 путём изменения схемы движения влажного пара в СПП и замены отечественных пакетов жалюзи на жалюзийные пакеты "Powervane" фирмы "Balcke-Durr", Германия [1].

До модернизации имела место повышенная по сравнению с проектной влажность пара на выходе из сепарационных устройств (см. рис. 1, на котором влажность за сепарационными блоками на СМАЭС до модернизации сопоставлена с проектным её значением).

В работе представлены результаты испытаний модернизированных СПП-500-1 турбоустановки ТГ-1 I блока СМАЭС, проведенных в 2011 г. В ходе испытаний получены данные по распределению по периметру аппарата влажности отсепарированного пара.

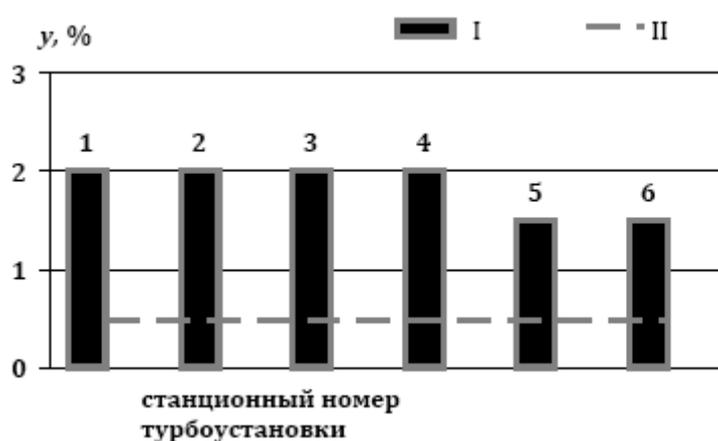


Рис.1. Влажность (y) за сепарационными блоками СПП-500-1 на турбоустановках (1–6) СМАЭС: I — значения до модернизации по данным работы [2]; II — проектное значение

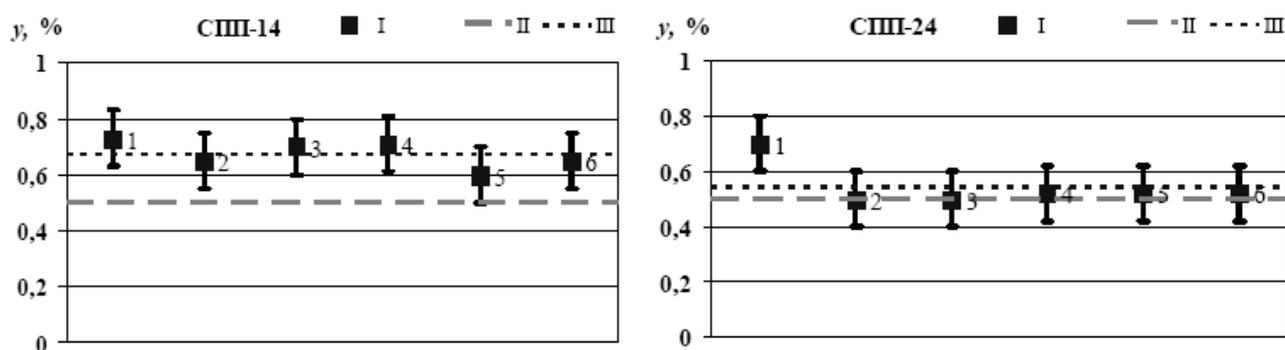


Рис.2. Результаты определения влажности: I—фактические значения, II—проектное значение, III—среднее фактическое значение: 1—отбор №6 у стенки, 2—отбор №4 у блока «Е», 3—отбор №5 у блока «D», 4—отбор №3 у блока «B», 5—отбор №2 у блока «C», 6—отбор №1 у блока «C»

Определение влажности. Для оценки работы сепарационных блоков была спроектирована, изготовлена и установлена на двух модернизированных СПП-500-1 (I блок СМАЭС) система измерения влажности нагреваемого пара на выходе из сепарационных блоков с помощью дроссель-калориметра конструкции НПО ЦКТИ, позволяющая измерять влажность отсепарированного пара в шести точках по периметру аппарата. Описание системы измерений представлено в работе [3].

Для определения влажности пара использовался метод дросселирования из двухфазной области в область перегретого пара.

В ходе испытаний были получены влажности отсепарированного пара СПП-500-1. На рис.2 представлены результаты для СПП-14 и СПП-24. Анализ полученных данных показывает, что распределение влаги по периметру аппарата в обоих СПП носит равномерный характер, величина влажности находится в интервале (0,5...0,7) %. Значения влажности у блока «С» на расстоянии 670 мм друг от друга по высоте (отборы №1, №2) показали также равномерное её распределение по высоте парового пространства. Отбор №6, расположенный вблизи стенки, не показал повышенной влажности, что свидетельствует об отсутствии стекающей жидкости. По результатам испытаний среднее значение влажности по обоим СПП составило ~0,6 % и близко к проектному.

Определение расхода. С помощью ультразвукового расходомера типа РТ 878 были определены расходы сепарата через общий для турбоустановки ТГ-1 сепаратосборник ~250 м³/ч, через общий для турбоустановки ТГ-2 сепаратосборник ~270 м³/ч. Расход конденсата греющего пара I ступени для ТГ-1 составил ~120 м³/ч, для ТГ-2 — ~140 м³/ч.

Испытания проводились на I блоке СМАЭС группой специалистов НПО ЦКТИ (М.Я. Беленький, М.А. Блинов), СМАЭС (В.И. Куприн, В.А. Соловьёв) с участием автора.

Сопоставление результатов испытаний на ЛАЭС с результатами испытаний на

СМАЭС. Аналогичные исследования СПП-500-1 были выполнены на IV блоке ЛАЭС [3]. Распределения влаги по периметру аппаратов, по высоте парового пространства на выходе из сепарационных блоков имеют равномерный характер как на СМАЭС (май 2011), так и на ЛАЭС (май-июнь 2010). Среднее значение влажности после сепарационных блоков на СМАЭС незначительно (на 0,1 %) больше, чем на ЛАЭС.

Полученные на СМАЭС значения расходов сепарата и конденсата греющего пара I ступени соответствуют результатам, полученным на ЛАЭС.

Выводы.

1. Результаты определения влажности свидетельствуют, что благодаря проведенной модернизации путем замены сепарационных блоков старой конструкции на блоки с жалюзийными пакетами "Powervane" и изменения схемы входа пара в сепарационные блоки удалось устранить неравномерность распределения влажности по периметру и высоте парового пространства за сепарационными блоками и довести её значения до величин, близких к проектным.

2. После модернизации значения влажности составляют (0,5...0,7) %, т.е. снизились в (3,0...3,5) раза, среднее значение влажности составило $y \sim 0,6$ % и приблизилось к проектному $y_{пр} \sim 0,5$ %.

3. Не обнаружено влияния на величину влажности особенностей сепарационных блоков.

4. Полученные на СМАЭС значения влажностей и расходов близки к полученным значениям на ЛАЭС, что подтверждает достоверность обеих групп результатов.

Литература

1. Гредасов П.О. Модернизация сепараторов-пароперегревателей СПП-500-1 турбоустановок Ленинградской АЭС/Международн. молодежн. научн. конференция «Полярное сияние», сборник тезисов докладов. — М.: МИФИ, 2009. — С. 63—66.
2. Давиденко Н.Н., Соломеев В.А., Кругликов П.А. и др. Совершенствование технико-экономических показателей технологического оборудования действующих АЭС // Теплоэнергетика. — 2008. — № 1. — С. 14—16.
3. Егоров М.Ю. Анализ результатов испытаний модернизированных СПП-500-1 турбоустановки IV блока ЛАЭС // Матер. Межд. молодежн. научн. форума «Ломоносов-2011». Физика. Молекулярная физика. — М., 2011. — 1 электронн. опт. диск.

РАСЧЕТ СИЛ ВАН-ДЕР-ВААЛЬСА В СВОБОДНЫХ И СМАЧИВАЮЩИХ ПЛЕНКАХ НА ОСНОВЕ МИКРОСКОПИЧЕСКОГО ПОДХОДА, УЧИТЫВАЮЩЕГО МНОГОТЕЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Емельяненко Кирилл Александрович

студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

emelyanenko.kirill@gmail.com

Исследование устойчивости наноразмерных смачивающих и свободных жидких пленок представляет собой одно из важнейших направлений в нанотехнологиях. Связано это с одной стороны с тем, что наноразмерные пленки являются удобным модельным объектом для изучения поверхностных сил. Такие исследования позволят лучше понять фундаментальные основы явлений, происходящих в наноразмерных системах, содержащих жидкие прослойки. С другой стороны, практически все нанокompозитные системы, функционирующие в атмосферных условиях, то есть при высокой влажности, содержат жидкие прослойки в том или ином виде, как неотъемлемый элемент системы. В результате функционирование нанокompозитной системы в целом во многом будет определяться поведением наноразмерных жидких прослоек.

В литературе обсуждение свойств и особенностей поведения свободных и смачивающих жидких пленок ведется очень интенсивно на протяжении многих лет, однако ряд задач по-прежнему требует решения. К таким задачам относится, например, установление законов

изменения поверхностных сил с толщиной прослойки для прослоек, толщины которых не превышают нескольких молекулярных диаметров. При этом на первый план выходит анализ влияния конечных латеральных размеров жидкой пленки на ее устойчивость. В данной работе будут проиллюстрированы возможности микроскопического подхода, учитывающего многотельные взаимодействия, для расчета Ван-дер-Ваальсовых сил в смачивающих и свободных пленках.

Мы покажем необходимость учета многотельных взаимодействий в дополнение к парным для корректного расчета избыточной энергии пленки в системах, содержащих наночастицу со смачивающей пленкой на ее поверхности. Будет детально обсуждено решение двух проблем, связанных с Ван-дер-Ваальсовыми взаимодействиями в прослойках неполярных жидкостей.

Во-первых, будет показано, что для наноразмерных жидких пленок с латеральной протяженностью в несколько десятков молекулярных диаметров расчет с использованием макроскопической теории ДПП по точным уравнениям дает значительно лучшее приближение к энергии Ван-дер-Ваальсовых взаимодействий, нежели расчеты на основе очень широко используемой Гамакерской аппроксимации обратных кубов. Кроме того, будет обсуждено влияние размеров наночастиц, на которых образуются смачивающие пленки, на удельную энергию Ван-дер-Ваальсовых взаимодействий в жидких пленках.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ, ИНДУЦИРОВАННОЙ ИМПУЛЬСНЫМ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ ЛАЗЕРОМ

Зотович А.И.

Студент

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

E-mail: zotovich@physics.msu.ru

Одним из главных этапов в производстве интегральных схем (ИС) для процессоров, памяти и проч. является литография. Задача литографии заключается в засвечивании фоторезистивного слоя, нанесенного на будущую ИС через фотошаблон, рисунок которого после травления будет перенесен на будущую ИС.

Для уменьшения размера элементов на ИС необходимо использовать излучение с меньшей длиной волны, так как принципиальным ограничением является дифракция. Дальнейшие шаги в оптической литографии связаны с переходом на EUV (extreme ultra violet) излучение. Для такой литографии необходима специальная многослойная оптика. Но она загрязняется под действием EUV-излучения и необходима ее очистка непосредственно во время работы литографа.

Был предложен метод очистки оптики H_2 плазмой, образованной EUV-излучением. Чтобы применять такую плазму для очистки зеркал необходимо знать параметры плазмы, так как они определяют потоки и спектр ионов, чистящих поверхность оптики. Для такой плазмы характерна низкая концентрация 10^8 - 10^{10} см⁻³ и существует такая плазма на коротких временах порядка микросекунд, что сильно уменьшает возможность применения различных диагностик измерения параметров плазмы.

Ионизация газа и образование плазмы под действием EUV излучения обусловлена ионизацией фотонами (энергия кванта 92 эВ) ионизацией электронами, вылетевшими с поверхности оптики за счёт фотоэффекта.

Проводились зондовые измерения параметров H_2 плазмы: температуры электронов, концентрации плазмы и плазменного потенциалов, образованной излучением УФ KrF лазера (энергия кванта 5эВ), выбивающего электроны с поверхности электрода, в пространстве и времени. При такой величине кванта нет фотоионизации газа и можно рассматривать образование плазмы только электронным ударом отдельно от процессов, связанных с фотоионизацией газа.

Литература

1. Боголюбов А.Н., Ерохин А.И., Могилевский И.Е. Математическое моделирование цилиндрического волновода с деформацией боковой поверхности // Вестник Моск. ун-та, Сер. 3. Физика. Астрономия. 2011. No 6. С. 127-130.
2. Назаров С.А., Пламеневский Б.А. Эллиптические задачи в областях с кусочно-гладкой границей. М., 1991.
3. Свешников А.Г., Могилевский И.Е. Математические задачи теории дифракции. М., 2010.
4. Сьярле Ф. Метод конечных элементов для эллиптических задач. М., 1980.
5. Mohamed Yahia, Jun W. Tao, Hafedh Benzina and Mohamed N. Abdelkrim. Ridged Waveguide Filter Optimization Using the Neural Networks and a Modified Simplex Method // International Journal of Innovation, Management and Technology. 2010. V. 1. No 3. P. 259-263. ISSN: 2010-0248
6. Santiago Cogollos, Stephan Marini, Vicente E. Boria, Pablo Soto, Ana Vidal Hector Esteban, Jose V. Morro, Benito Gimeno. Efficient Modal Analysis of Arbitrarily Shaped Waveguides Composed of Linear, Circular, and Elliptical Arcs Using the BI-RME Method // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2003. V. 51. No 12. P. 2378-2389.

ИССЛЕДОВАНИЕ БИС-В-ДИКЕТОНАТА Ni(II) МЕТОДАМИ ФОТОЭЛЕКТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ И КВАНТОВОХИМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Комиссаров Александр Андреевич

Аспирант

Дальневосточный федеральный университет, Школа естественных наук,

Владивосток, Россия

E-mail: bezceller@mail.ru

Комплексные соединения переходных d-металлов с β-дикетонатными лигандами представляют интерес из-за своих физико-химических свойств и широкой применимости – адсорбции на металлических поверхностях, кластерах, на биологических молекулах [1]; возможности использования в качестве медиаторов и катализаторов в полимеризации олефинов [2]; сложной природы связывания металл-лиганд [3]; применимости в промышленности. Большинство свойств соединений определяется строением их электронной структуры.

Несмотря на то, что β-дикетонатные комплексы d-металлов являются объектом многочисленных исследований, интерпретация спектров валентной зоны отличается значительной противоречивостью и неоднозначностью [1-4]. Авторы расходятся в установлении последовательности и значений энергий ионизации (ЭИ), а также и в определении их числа в анализируемых участках спектра. Это обусловлено сложной структурой спектров – в перекрывающиеся полосы в низкоэнергетической области дают вклад электроны восьми лигандных уровней, а также электроны d-уровней металла.

Для определения последовательности орбитальных ЭИ ультрафиолетового фотоэлектронного спектра комплекса Ni(acac)₂ были проведены квантовохимические расчеты. Фотоэлектронные HeI спектры Ni(acac)₂ измерены на электронном спектрометре ЭС 3201 по методике, описанной в [4]. Квантовохимическое моделирование, основанное на приближенном решении уравнения Шрёдингера, выполнено с использованием пакета программ Firefly 7.1.G [5] – модифицированной версии GAMESS-US; в методе DFT

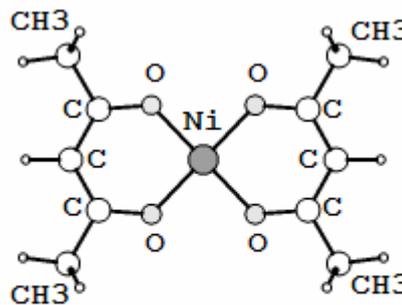


Рис. 1. Ацетилацетонат Ni(II)

использован гибридный обменно-корреляционный функционал B3LYP и базисный набор Ахлрича def2-TZVPP. Для установления влияния межлигандного взаимодействия на энергии π - и n -орбиталей был рассчитан комплекс $\text{H}(\text{acac})_2^-$ с геометрическими параметрами аналогичными $\text{Ni}(\text{acac})_2$.

Отнесение экспериментальных значений вертикальных ЭИ к рассчитанным энергиям орбиталей Кона-Шема выполнено в приближении расширенной теоремы Купманса $\text{ЭИ}_v(i) = -\varepsilon(i) + \delta(i)$, позволяющей при учете зависимости $\delta(i)$ от характера электронного уровня получить близкое соответствие расчетных энергий $\varepsilon(i)$ экспериментальным энергиям ионизации.

Электронная структура $\text{Ni}(\text{acac})_2$ (точечная группа симметрии D_{2h}) характеризуется совокупностью канонических молекулярных орбиталей (МО), представляющих собой комбинации атомных орбиталей (АО) металла: $d_{xy}(b_{1g})$, $d_{xz}(b_{2g})$, $d_{yz}(b_{3g})$, $d_{z^2}(a_g)$, $d_{x^2-y^2}(a_g)$ и лигандных орбиталей: $\pi_3(b_{3g}+b_{1u})$, $n_-(b_{3u}+b_{1g})$, $n_+(a_g+b_{2u})$, $\pi_2(b_{2g}+a_u)$, $\pi_1(b_{3g}+b_{1u})$. Расчетные и экспериментальные результаты показывают значительное смешивание АО металла с соответствующими им по симметрии лигандными МО. Согласно расчетам, в верхнюю заполненную π_3 -орбиталь $\text{Ni}(\text{acac})_2$ вклад соответствующей по симметрии $d_{xz}(b_{2g})$ орбитали металла составляет 28 %. Ниже в интервале от 6,5 до 7,6 эВ по расчетным результатам лежат четыре четные МО с преобладающим вкладом d-АО никеля и две нечетные лигандные МО $3b_{1u}(\pi_3)$ и $7b_{2u}(n_-)$, соответственно, без смешивания с d-уровнями металла. Нечетная π_3 -орбиталь локализована в основном на атомах γ -углерода (50 %) и на атомах кислорода (29%), а орбитали n_- и n_+ локализованы преимущественно на атомах O (70-76%). Орбитали π_2 локализованы на атомах O и C_β , вклады атомов кислорода составляют 62%. Далее в шкале энергии лежат три n и четыре π -орбитали, из которых значительный вклад d-орбиталей металла наблюдается только в двух четных n -орбиталях.

Энергии нечетных орбиталей комплекса $\text{Ni}(\text{acac})_2$ близки к энергиям соответствующих им по симметрии орбиталей модельного соединения $\text{H}(\text{acac})_2^-$. Совпадение в пределах 0,1 эВ энергий нечетных МО в $\text{H}(\text{acac})_2^-$ и $\text{Ni}(\text{acac})_2$ согласуется с незначительной заселенностью р-АО Ni (1–3 %) и нулевой заселенностью s-АО по расчетным результатам.

На основании полученной из квантовохимических расчетов последовательности МО предложено новое отнесение полос фотоэлектронного спектра $\text{Ni}(\text{acac})_2$. Наряду с экспериментальным спектром на рисунке 2 нанесены расчетные энергии МО, исправленные на величину усредненного значения дефекта Купманса δ_i , установленного из закономерностей в УФЭ спектрах ряда аналогичных хелатных комплексов металлов.

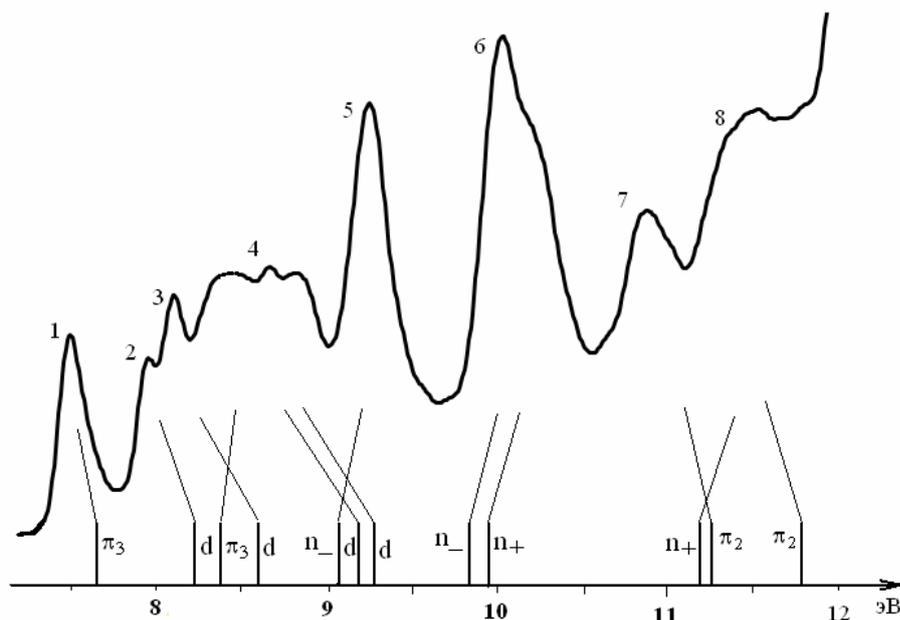


Рис. 2. УФЭ спектр комплекса $\text{Ni}(\text{acac})_2$ с отнесением полос.

Литература

1. C. Cauletti, M. de Simone, S. Stranges, M.N. Piancastelli, M.-Y. Adam, F. Cirilli, A. Ianniello - Gas-phase valence photoelectron spectra of Ni(II) acetylacetonate with synchrotron radiation // J. Electron Spectr. and Rel. Phen. 1995. N. 76. P. 277-281;
2. M. Radon, M. Srebro, and E. Broclawik - Conformational Stability and Spin States of Cobalt(II) Acetylacetonate: CASPT2 and DFT Study // J. Chem. Theory Comput. 2009, 5, 1237–1244;
3. I. Novak, B. Kovač - photoelectron spectroscopy of metal β -diketonato complexes // Journal of Organometallic Chemistry 692 (2007) 2299–2305
4. Устинов А. Ю., Короченцев В. В, Львов И. Б., Вовна В. И. // Коорд. хим., 1997. Т. 23. № 5. С. 376- 379.
5. Alex A. Granovsky, Firefly version 7.1.G, <http://classic.chem.msu.su/gran/firefly/index.html>.

ВЛИЯНИЕ ВНУТРЕННИХ ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛА НА ПОВЕДЕНИЕ КРУПНЫХ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ СФЕРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

Лиманская Анна Васильевна

Аспирант

*Белгородский государственный национальный исследовательский университет,
инженерно-физический факультет, Белгород, Россия.
e-mail: limanskayaanna@mail.ru*

В настоящее время все большее значение приобретают научные исследования по различным проблемам физики аэродисперсных систем. Это связано с ежегодным увеличением использования аэрозолей – в промышленности, технике, медицине, сельском хозяйстве и т.д. [1]. Одной из основных проблем физики аэродисперсных систем, активно разрабатываемой как в нашей стране, так и за рубежом, является проблема теоретического описания поведения взвешенных в газообразных средах частиц. Без знания закономерностей этого поведения невозможно математическое моделирование эволюции аэродисперсных систем и решение такого важного вопроса как целенаправленное воздействие на аэрозоли.

На аэрозольные частицы, входящие в состав реальных аэродисперсных систем, могут действовать силы различной природы, вызывающие их упорядоченное движение. Так, например, седиментация происходит в поле гравитационной силы [2]. В газообразных средах с неоднородным распределением температуры может возникнуть упорядоченное движение частиц, обусловленное действием сил молекулярного происхождения. Их появление вызвано передачей некомпенсированного импульса частицам молекулами газообразной среды. При этом движение частиц, обусловленное, например, внешним заданным градиентом температуры, называют термофорезом [3], или под действием неоднородно распределенных по ее объему внутренних источников тепла. Наличие источников тепла внутри частицы приводит к тому, что их средняя температура поверхности может существенно отличаться от температуры окружающей среды вдали от них. Нагрев поверхности оказывает существенное влияние на теплофизические характеристики окружающей газообразной среды, что влияет на распределение полей скорости, давления в окрестности частицы и в конечном итоге на ее поведение в окружающей газообразной среде. В частности, если движение частиц, обусловлено действием электромагнитным излучением, то такое движение называется фотофоретическим [4-5].

В данной работе в приближении Стокса проведено теоретическое описание стационарного движения крупной твердой аэрозольной частицы сферической формы, внутри которой действуют тепловые источники тепла произвольной природы, неоднородно распределенных по ее объему. Это позволяет получить выражения для силы и скорости ее упорядоченного движения в более общем виде.

При рассмотрении движения предполагалось, что средняя температура поверхности

частицы может существенно отличается от температуры окружающей ее газообразной среды. Решения уравнений газовой динамики в данной работе находятся непосредственно в виде обобщенных степенных рядов, что позволяет представить выражения для силы и скорости ее упорядоченного движения в компактной форме и существенно упростить численные расчеты для практических приложений.

В процессе решения газодинамических уравнений учитывался степенной вид зависимости коэффициентов переноса (вязкости и теплопроводности) и плотности газообразной среды от температуры. Расчеты показали, что сила и скорость нелинейно возрастают с увеличением средней температуры поверхности частицы. В случае малых перепадов температуры между поверхностью частицы и областью вдали от нее наблюдается линейный характер их зависимости, что совпадает с известными результатами, например [6,7].

Автор выражает благодарность профессору, д. ф. – м. н. Малаю Н. В.

Литература:

[1] Вальдберг А.Ю., Исянов П.М., Яламов Ю.И. Теоретические основы охраны атмосферного воздуха от загрязнения промышленными аэрозолями. Санкт-Петербург: Нииогаз-фильтр. 1993. 235 с.

[2] Малай Н.В., Щукин Е.Р., Стукалов А.А., Рязанов К.С. Гравитационное движение равномерно нагретой твердой частицы в газообразной среде // ПМТФ. 2008. № 1. С. 74 – 80.

[3] В.С. Галоян, Ю.И. Яламов Динамика капель в неоднородных вязких средах. Ереван: Луйс. 1985. 208 с.

[4] Н.В. Малай, Е.Р. Щукин Фотофоретическое и термодиффузиофоретическое движение нагретых нелетучих аэрозольных частиц //ИФЖ. 1988. Т. 54. № 4. С. 628 – 634

[5] Береснев С.А., Кочнева Л.Б. Фактор асимметрии поглощения излучения и фотофорез аэрозолей// Физика атмосферы и океана. 2003. Т. 16. № 2. С.134-141.

[6] Береснев С.А., Ковалев Ф.Д., Кочнева Л.Б., Рунков В.А., Суетин П.Е., Черемисин А.А. О возможности фотофоретической левитации частиц в стратосфере// Оптика атмосферы и океана. 2003. Т. 16. № 1. С. 52-57.

[7] Chyi-Yeou Soong, Wen-Ken Li, Chung-Ho, and Pei-Yuan Tzeng Effekt of thermal stress slip on microparticle photophoresis in gaseous media //Optics Letters. 2010. Vol. 35. NO. 5. P. 625-627

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СПИРАЛЕОБРАЗНОГО ТЕЧЕНИЯ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ДИОДАХ И ВИХРЕВОЙ ТУРБИНЕ

Москалев Игорь Владимирович

Аспирант

Московский Государственный Университет им. Н.Э. Баумана

E-mail: moskaleviv@gmail.com

Различные типы газодинамических диодов или клапанов без подвижных частей применяются в системах гидропневмоавтоматики, энергоустановках и других областях техники. Существуют конструкции весьма эффективных лопаточных клапанов, обеспечивающих "диодность" в десятки единиц (отношение расходов в прямом и обратном направлении при одинаковых перепадах давления). Примером такого диода является устройство в виде отрезка трубы, половина продольного сечения которой загромождена решеткой наклонных лопаток.

При течении против наклона лопаток формируется сложное винтообразное течение, которое существенно повышает гидродинамическое сопротивление в диоде. Если же труба клапана изогнута, то диодность устройства возрастет. Связано это с тем, что спиральный поток под действием центробежных сил отжимается в облопаченную часть канала, над внутренним радиусом трубки начинается образование отрывной зоны. В результате имеет

место дополнительное уменьшение расхода, т.е. эффективность диода возрастает.

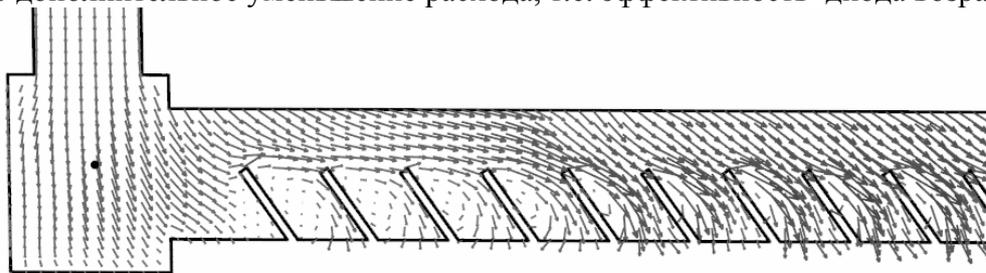


Рис.1. Векторы скорости в продольном сечении газодинамического клапана

Аналогичное спиралеобразное течение формируется также в вихревых турбинах, рабочий объем которых по сути представляет собой газодинамический изогнутый диод.

Спиралеобразное течение в различных устройствах исследовано не достаточно. Существуют резервы для совершенствования и оптимизации конструкции. В то же время, сложность течения и экспериментального исследования, в особенности, визуализации течения, с одной стороны, и развитие вычислительной техники и численных методов с другой стороны, открывают перед конструкторами широкие перспективы в исследовании и совершенствовании устройств со сложными газодинамическими процессами. Современные программные комплексы вычислительной гидродинамики позволяют моделировать течения любой сложности и предоставляют недоступные эксперименту детализацию и наглядность визуализации течения жидкости и газов.

В результате исследования предложена методика моделирования газодинамических диодов и вихревых турбин с помощью отечественного программного комплекса FlowVision. Продемонстрированы особенности спиралеобразного течения в различных конструкциях диодов и в вихревой турбине, проведено сравнение с экспериментами

Автор выражает благодарность научному руководителю профессору Ю.А. Гришину.

Литература

1. Turbine-powered engine starting systems. Pr. Of Ingersoll-Rand Company, 1990, 3p.
2. Introducing A New Way To Safety And Operating Efficiency Of Your Tractor Fleet. Diesel Equipment Superintendent, Sept. N9, 1992. p. 6.
3. Анохин В.Д., Богатырев А.Г. Теория и расчет вихревых турбомашин. – М.: Изд. ВЗМИ, 1986. -73 с.
4. Вихревые компрессоры. И.М. Виршубский, Ф.С. Рекстин, А.Я. Шквар. – Л.: Машиностроение. Ленингр. Отд-ние, 1998. -271 с.
5. Суперкомпьютер «ЛОМОНОСОВ»: [Электронный ресурс] // PARALLEL.RU – Информационно-аналитический центр по параллельным вычислениям. М., 2012. URL: <http://parallel.ru/cluster/lomonosov.html> . (Дата обращения: 17.05.2012).
6. S. V. Patankar: 'Numerical heat transfer and fluid flow'; 1980, New York, Hemisphere Publishing Corp. – p. 214.
7. Aksenov A., Dyadkin A., Pokhilko V., "Overcoming of Barrier between CAD and CFD by Modified Finite Volume Method", Proc 1998 ASME Pressure Vessels and Piping Division Conference, San Diego, ASME PVP-Vol 377-1, 1998
8. Ю.А. Гришин, И.В. Москалев, А.И. Лепеха. Численное моделирование течения в газодинамических диодах // Известия высших учебных заведений. Машиностроение, 2012, № 2. С. 13-18.
9. Воларович М.П. Работы Пуазейля о течении жидкости в трубах (К столетию со времени опубликования) // Известия Академии наук СССР. Серия физическая. 1947, Т. 11, № 1, С.7-18.
10. С.А.Чернавский. Проектирование механических передач. – М.: Изд. Машиностроение, 1976 - 608 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И ХАРАКТЕРИСТИК ИМПУЛЬСНОГО КОМБИНИРОВАННОГО РАЗРЯДА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ФРОНТОМ ПЛОСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Остапенко Ирина Юрьевна

Студентка

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: driadafantasy@mail.ru

Импульсный комбинированный разряд представляет собой процесс протекания тока в объёме между электродами длительностью несколько сотен наносекунд.

Ранее комбинированный разряд был исследован в неподвижном воздухе при импульсном напряжении 20-30 кВ, давлении 10-100 Торр [1]. Целью же настоящей работы было изучение взаимодействия такого разряда с фронтом плоской ударной волны при различных положениях ударной волны в разрядном объёме.

Развёртки свечения регистрировались электронно-оптической камерой K008 VIFO, диапазон спектральной чувствительности фотокатода 370-850 нм. Исследования проводились преимущественно на трёх режимах длительности развёртки: 200, 600 и 2000 нс. При этом размер щели был установлен 0,1 мм.

Были получены временные развёртки свечения, сопоставленные затем с осциллограммами тока разряда. Проанализирована пространственная структура излучения разряда, получены зависимости длительности разряда в целом, а так же его объёмной и поверхностной фаз от давления в разрядной камере и от величины импульса напряжения. Выявлена однородность объёмного разряда в различных направлениях. Результаты исследований в неподвижном воздухе позволяют считать импульсный комбинированный разряд удобным модельным приближением для изучения его взаимодействия с сильными газодинамическими разрывами, примером которых является ударная волна (УВ). В присутствии плоской ударной волны структура разряда изменяется: разряд инициируется перед фронтом волны, в области низкого давления. Излучение разряда имеет повышенную интенсивность вблизи фронта ударной волны (Рис. 1 а, б).

При сравнении развёрток свечения при этом взаимодействии на временах от 600 до 2000 нс с аналогичными данными в неподвижном воздухе, были обнаружены явные различия в длительности разряда, наиболее явно выраженные в объёмной фазе. Так, свечение имеет значительно большую длительность в присутствии фронта УВ, чем в неподвижном воздухе. Это, тем не менее, никак не отражается на осциллограммах тока, которые в обоих случаях имеют одинаковый вид (Рис. 1 в). Также выявлен пульсационный характер излучения в присутствии УВ.

Послесвечению разрядов в воздухе и азоте посвящены многие работы [2-3]. Этот эффект может быть связан с достаточно долгим временем существования (до 10 мкс) возбуждённых электронно-колебательных состояний азота [2] и с образованием сильных двойных электрических слоёв в области фронта ударной волны [3].

Литература

1. Архипов Н.О., Знаменская И.А., Мурсенкова И.В., Наумов Д.С., Остапенко И.Ю. Высокоскоростная регистрация излучения при формировании импульсного объёмного разряда. Тез. докл. XI Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС (Звенигород, 11-15 февраля 2013 г.). М., 2013. С. 242. ISBN 978-5-9903264-3-9. PACS 52.20-52.75
2. К.А.Верещагин, В.В.Смирнов, В.А.Шахатов Исследования колебательной кинетики молекул азота на стадиях горения и послесвечения импульсного разряда методом спектроскопии когерентного антистоксова рассеяния света. ЖТФ, 1997, том 67, №5. С. 34-42.
3. Bletzinger P., Ganguly B. N., Garscadden A. Influence of dielectric barrier discharges on low Mach number shock waves at low to medium pressures. J. Appl. Phys. 97, 2005. 113303-(1-6)

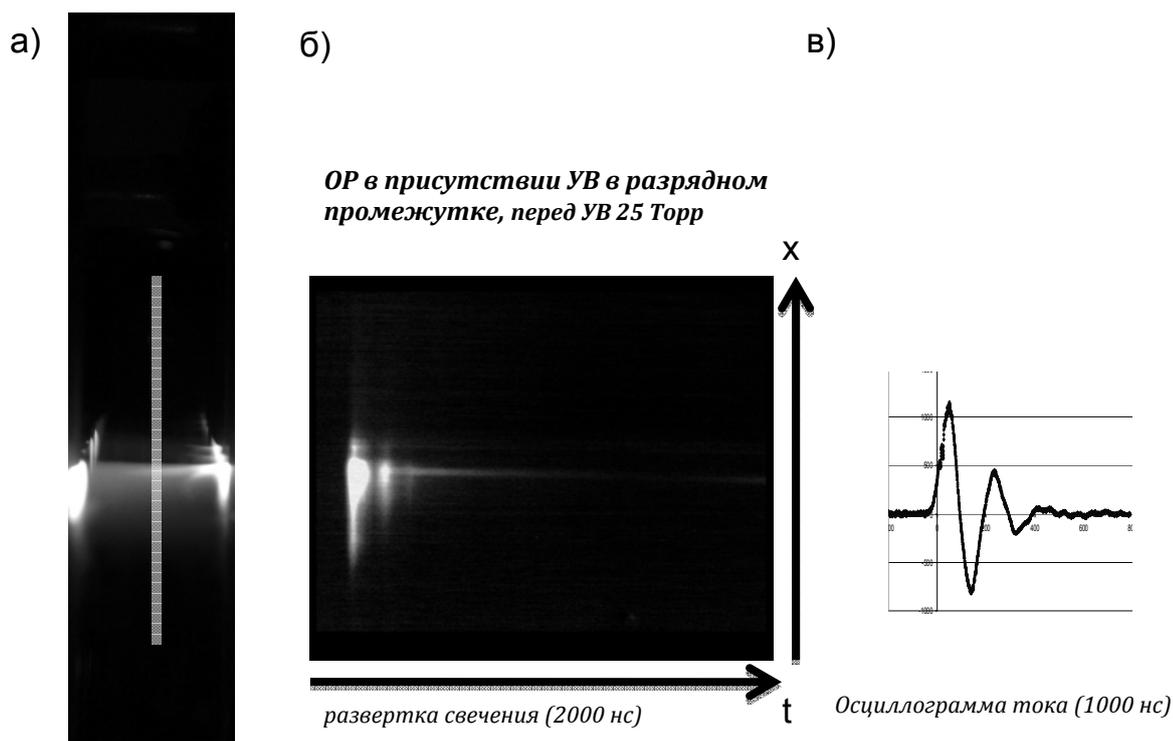


Рис. 1.

- а) интегральное свечение комбинированного разряда;
 б) развёртка свечения разряда по времени;
 в) осциллограмма тока, соответствующее свечению.

Работа выполнена с использованием оборудования, приобретённого за счёт средств Программы развития Московского университета.

РАЗРАБОТКА МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ НА ОСНОВЕ НОВОЙ ИНФОРМАЦИИ О СТРУКТУРЕ ПОТОКА

Панич Дмитрий Олегович

Аспирант

*Одесская государственная академия строительства и архитектуры,
институт инженерно-экологических систем, Одесса, Украина*

E-mail: spellkiller@gmail.com

Современное оборудование, работа которого связана с движением жидкостей и газов (насосы, турбины, котлы, трубопроводы повороты, теплообменники, и др.), имеет низкую эффективность из-за больших затрат энергии на преодоление гидравлических сопротивлений. Перечисленные недостатки обусловлены несовершенством (нередко даже примитивностью) геометрии проточных частей, которые часто выполняются исходя только из простоты технологии изготовления оборудования. Нами представлена “Flow Structure Technology” - технология проектирования проточных частей, которая основана на методе визуализации дискретных структур потоков. Метод визуализации позволяет получать неизвестную ранее информацию о закономерностях организации структуры турбулентности.

Литература

1. Brian J.Cantwell. Organised motion in turbulent flow – Ann. Rev. Fluid Mech. 1981, v.13, Pp.457-515.
2. Арсірій В.А. Метод візуалізації дискретних структур потоків – основа FST–технології.// Ринок інсталяційний, — № 8, 1999, Стр. 17–19.

3. Пат. PST 5.812.423 USA Method of determining for working media motion and designing flow structures for same // Maisotsenko V. S., Arsiri V. A.. — Publ. 22.09.1998.
4. Пат. PST 5.838.587 USA Method of restricted space formation for working media motion. // Maisotsenko V. S., Arsiri V. A. — Publ. 07117.1998.
5. Арсирый В.А. Олексова Е.А. Голубова Д.А. Расчет эффективности гидравлической системы. // Холодильна техника і технологія. — № 4 (78), 2002, Стр. 48 – 51.

ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ СПЕКТРЫ И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА АЦЕТИЛАЦЕТОНАТОВ С РАЗЛИЧНЫМИ КОМПЛЕКСООБРАЗОВАТЕЛЯМИ, СОДЕРЖАЩИМИ АТОМ БОРА

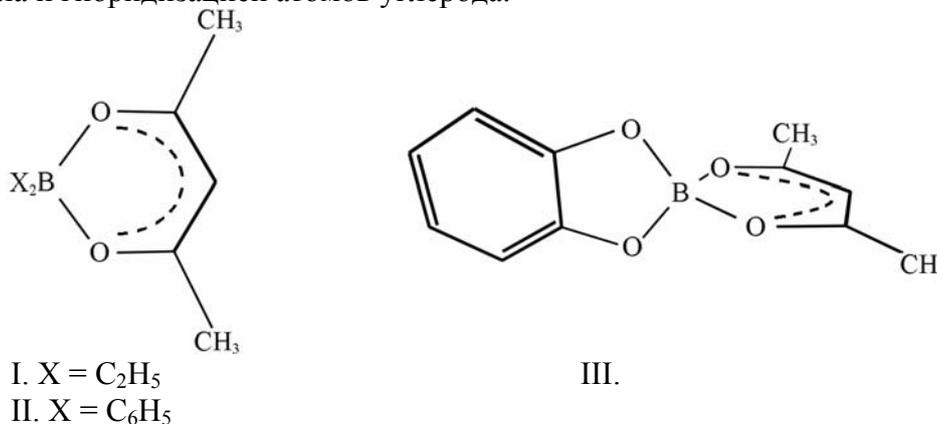
Тихонов Сергей Александрович

Инженер

*Дальневосточный федеральный университет, школа естественных наук, Владивосток,
Россия*

E-mail: allser@bk.ru

Наличие связи физико-химических свойств комплексов с их электронной структурой определяет актуальность исследований электронного строения рядов комплексных соединений, обладающих определенными потребительскими свойствами. Например, высокая биологическая активность комплексов дифенила бора (II), может стать основой применения этих веществ в качестве противовирусных препаратов [6]. Методы теории функционала плотности (ТФП) и ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии (УФЭС) дают обширную информацию об электронной структуре соединений I-III. Этот ряд позволяет определить эффективность смешивания молекулярных орбиталей (МО) n - и π -орбиталей β -дикетонатного цикла с σ - и π -орбиталями заместителей X, отличающихся геометрическим положением относительно хелатного цикла и гибридизацией атомов углерода.



УФЭ спектры паров соединений I-III были получены и кратко обсуждались ранее в [1], однако расчеты в полуэмпирических приближениях не позволили получить удовлетворительное согласие теоретических и экспериментальных результатов. В данной работе применялся метод ТФП (программа Firefly 7.1.G [5]), с использованием гибридного обменно-корреляционного функционала B3LYP5 и базисного набора TZVPP [7]. Выбор базиса и функционала обусловлен тестовыми расчетами ацетилацетонатных комплексов металлов в [2-3]. Для проверки соответствия оптимизированных структур точкам локального минимума на поверхности потенциальной энергии, проводились расчеты Гессииана.

Результаты, полученные с помощью метода ТФП, хорошо согласуются с экспериментом, это дало возможность однозначно определить порядок следования электронных уровней. При анализе взаимодействия π -МО хелатного цикла и заместителей, в I и II обнаружено значительное смешивание орбиталей π_3 и n_- . В таблице приведены значения орбитальных вкладов, максимумов гауссианов и расчетные энергии (с учетом декта Купманса $\bar{\delta}_i$ [4]) для пяти верхних МО соединений I-III.

Таблица. Локализация электронной плотности (%), экспериментальные и рассчитанные ЭИ соединений I-III (AA=O-C(CH₃)-C(H)-C(CH₃)-O).

МО №, характер	Локализация МО (%)			$-\square_i + \bar{\delta}_i$	ЭИ _g
	B	AA/2O	2X*		
Соединение I					
34, $b_1 (\pi_3^{\beta} - \sigma_{\text{CVC}})$	15	47/21	38	8,40	8,50
33, $b_1 (\pi_3^{\beta} + \sigma_{\text{CVC}})$	10	52/10	38	9,84	9,79
32, $a_1 (\text{XBX})$	19	10/6	71	10,09	10,14
31, $b_2 (n_-)$	4	83/54	13	10,44	10,42
30, (2X)	7	3/2	90	10,78	10,75
Соединение II					
50, $b_1 (b_1^-)$	1	0	99	8,30	8,36
49, $a_2 (a_2^-)$	0	0	100	8,64	8,59
48, $b_2 (a_2^+)$	0	0	100	8,78	8,73
47, $a_1 (b_1^+)$	2	2/2	96	8,80	8,83
46, $b_1 (\pi_3^{\beta} - a_1^-)$	9	61/26	30	9,12	9,07
Соединение III					
41, $b_2 (\pi_5^x)$	2	1/1	97/22	7,55	7,56
40, $a_2 (\pi_4^x)$	0	1/0	99/12	8,39	8,47
39, $b_1 (\pi_3^{\beta})$	1	94/30	5/4	9,93	9,76
38, $b_2 (\pi_3^x)$	2	12/8	86/20	10,74	10,63
37, $a_1 (\sigma^x - n_+^x)$	4	0	96/24	10,87	10,95

*Для комплекса III, 2X= C₆H₄O₂.

Полученные результаты могут быть использованы для определения зависимости физических свойств исследованных соединений от электронного строения, что даст возможность вести направленный синтез новых функциональных материалов.

Литература

1. Борисенко А.В. Дис. ... канд. хим. наук. Владивосток: ДВГУ физико-технический институт, 1990. С. 203.
2. Вовна В.И., Короченцев В.В., Доценко А.А. Электронное строение и фотоэлектронные спектры бис-β-дикетонатов Z(II). // Координационная химия, 2011. Т. 37. №12. С. 2082.
3. Вовна В.И., Тихонов С.А., Львов И.Б. Фотоэлектронные спектры и электронная структура ацетилацетоната, бензоилацетоната и его производных. // Журнал физической химии, 2011. Т. 85. №11. С. 2082-2088.
4. Чижов Ю. В. Молекулярная фотоэлектронная спектроскопия и расчеты методом теории функционала плотности π - комплексов хрома и железа: Дисс. ... докт. физ.- мат. наук. Уфа: ИФМК УНЦ РАН, 2009. С. 337.
5. Alex A. Granovsky, Firefly version 7. 1. G <http://classic.chem.msu.su/gran/firefly/index.html>.
6. Stephen J. Baker et al «Identification of a novel boron-containing antibacterial agent (AN0128) with anti-inflammatory activity, for the potential treatment of cutaneous diseases» Bioorganic & Medicinal Chemistry Letters 16 (2006) 5963–5967.
7. Schäfer A., Huber C. and Ahlrichs R. Fully optimized contracted Gaussian-basis sets of triple zeta valence quality for atoms Li to Kr. // J. Chem. Phys. 1994. V. 100. P. 5829-35.

СПЕЦИФИЧЕСКИЙ ИОННЫЙ ЭФФЕКТ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ ГАЛОГЕНИДОВ КАЛИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ И КОНЦЕНТРАЦИЯХ

Шагиева Фарида Маратовна

студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

shagieva.farida@physics.msu.ru

Одним из первых специфический ионный эффект наблюдал Ф. Хофмайстер при исследовании степени осаждаемости белка в водных растворах солей одной концентрации, различающихся анионом. В последующие годы эффект Хофмайстера обнаружен в ряде объемных и поверхностных параметров водных растворов электролитов – поверхностном натяжении, коэффициентах активности, рН буферных растворов [1] и др.

В данной работе исследовалось специфическое влияние галоген-аниона на диэлектрические свойства водных растворов галогенидов калия. Для этого проводились измерения дисперсии показателей преломления водных растворов KCl, KBr и KI в видимой области спектра, и рассчитывалась зависимость диэлектрической проницаемости в функции мнимой частоты.

Показатели преломления измерялись на цифровом мультиволновом термостатируемом Аббе-рефрактометре DR-M2 в широком диапазоне температур (10-50°C) и концентраций (0,01-3 моль/литр) для семи селективных длин волн падающего монохроматического излучения (450, 480, 486, 546, 589, 644, 656 нм).

Проявление специфического ионного эффекта было отчетливо выявлено как в дисперсии показателей преломления, так и в спектрах диэлектрической проницаемости для ультрафиолетовой части спектра. Было проанализировано влияние типа иона, температуры и концентрации на данные величины. Также была предложена модель, позволяющая анализировать изменение эффективной динамической поляризуемости ионов по поведению динамической диэлектрической проницаемости. На основе предложенной модели проанализировано влияние типа иона и концентрации раствора на величину и знак эффективной динамической поляризуемости в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Полученные результаты свидетельствуют о том, что специфический ионный эффект в диэлектрических свойствах является результатом коллективных ионных взаимодействий

Литература

W. Kunz, Specific ion effects in liquids, in biological systems and at interfaces, Pure Appl. Chem., 2006, Vol. 78, No. 8, p. 1611–1617.

ИЗУЧЕНИЕ КОМПЛЕКСОВ АЦЕТИЛАЦЕТОНАТОВ МЕТАЛЛОВ Al, Sc, Ga, In МЕТОДОМ ТФП

Шурыгин Антон Владимирович

Студент

Дальневосточный федеральный университет, школа естественных наук, Владивосток,

Россия. E-mail: solid.valid@gmail.com

Интерес к β-дикетонатам металлов обусловлен уникальными физико-химическими свойствами этих соединений, что определило их широкое применение в науке, технике и технологиях. Ацетилацетонаты переходных металлов интересны в фундаментальных исследованиях. В частности, замена металла комплексообразователя позволяет получать полезные данные при оценке взаимодействия металл-лиганд, влиянию заселённости *p*- и *d*-уровней и мультиплетности на электронное строение. В последнее время особый интерес в

исследованиях ацетилацетонатов алюминия, хрома и кобальта обуславливается их участием в построении олиго- и поликремнийорганических соединений. Материалы, основанные на $[\text{RSiO}_{1,5}]_n$, обладают высокой гидрофобностью, цветопрочностью, высоким коэффициентом преломления и другими особыми оптическими свойствами.

В рамках данной работы проведено теоретическое изучение ацетилацетонатов (акас) *p*-металлов Al, Ga, In и комплекса скандия с конфигурацией d^0 методом функционала плотности. В качестве расчетной программы использовался пакет FireFly 7.1G с использованием функционала B3LYP. Точечная группа симметрии соединений D_{3h} . Оптимизация геометрии и расчет энергий уровней проведен в базисе def2-SVP.

В таблице приведены значения энергий молекулярных орбиталей и указан процентный вклад электронов атома металлов в электронную плотность уровней. Так же были исследованы фотоэлектронные спектры и проведено соотнесение полос.

Таблица энергий уровней и заселенности

МО	Al		Sc		Ga		In	
	$-\varepsilon_i$, эВ	p , %	$-\varepsilon_i$, эВ	d , %	$-\varepsilon_i$, эВ	p , %	$-\varepsilon_i$, эВ	p , %
$a_2 (\pi_3)$	6,05	1	5,91	0	6,12	1	7,1	0
$e (\pi_3)$	6,17	1	6,11	2	6,19	1	6,84	0
$e (n_-)$	7,04	3	6,90	3	6,94	2	7,47	2
$a_2 (n_-)$	7,06	3	6,60	0	7,2	3	8,8	3
$e (n_+)$	8,23	4	7,80	0	8,19	5	8,39	1
$a_1 (n_+)$	8,41	6	7,87	0	8,62	7	8,2	5
$e (\pi_2)$	9,18	0	9,11	1	9,24	0	9,94	0
$a_2 (\pi_1)$	9,61	0	9,62	0	9,57	1	9,96	0
$a_1 (\pi_2)$	9,63	1	9,27	1	9,67	0	10,37	0
$e (\pi_1)$	9,89	1	9,83	0	9,88	1	10,29	1

Получены новые данные о геометрическом строении, энергетике остовных и валентных электронных уровней, распределении электронной плотности, химических состояниях атомов и других, электронных и энергетических характеристиках комплексов.

Исследование выполнено при поддержке Программы «Научный фонд» ДВФУ.

ИССЛЕДОВАНИЕ СУЛЬФЕНИЛХЛОРИДА АЦЕТИЛАЦЕТОНАТА Cr(III) С ПРИСОЕДИНЕННЫМИ ГРУППАМИ ВИНИЛТРИМЕТИЛСИЛАНА МЕТОДАМИ РФЭС И ТФП

Яшин Вячеслав Анатольевич

Аспирант

Дальневосточный федеральный университет, ШЕН,

Владивосток, Россия. E-mail: yashin.va@e.dvfu.ru

Ацетилацетонаты металлов представляют большой интерес в фундаментальных исследованиях, а материалы полученные на их основе используются в качестве покрытий обладающие особыми физико-химическими свойствами. В последнее время интересно применение таких комплексов в качестве структурных звеньев в кремнийорганических соединениях.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования методом РФЭС и квантовохимические расчеты сульфенилхлорида ацетилацетоната хрома $\text{Cr}(\text{AcacSCl})_3$ и его соединения с винилтриметилсиланом $\text{ViSi}(\text{CH}_3)_3$.

Исследования электронной структуры соединений проводили методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии с помощью сверхвысоковакуумного фотоэлектронного спектрометра фирмы Omicron (Германия) с полусферическим электростатическим анализатором (радиус кривизны 125 мм). Расчет проводился с помощью программного комплекса Firefly 7.1G в приближении ТФП с использованием функционала B3LYP и базисного набора 6-311G для Cr, O, C, H и 6-311++G для S, Cl, Si, без симметрии (C1).

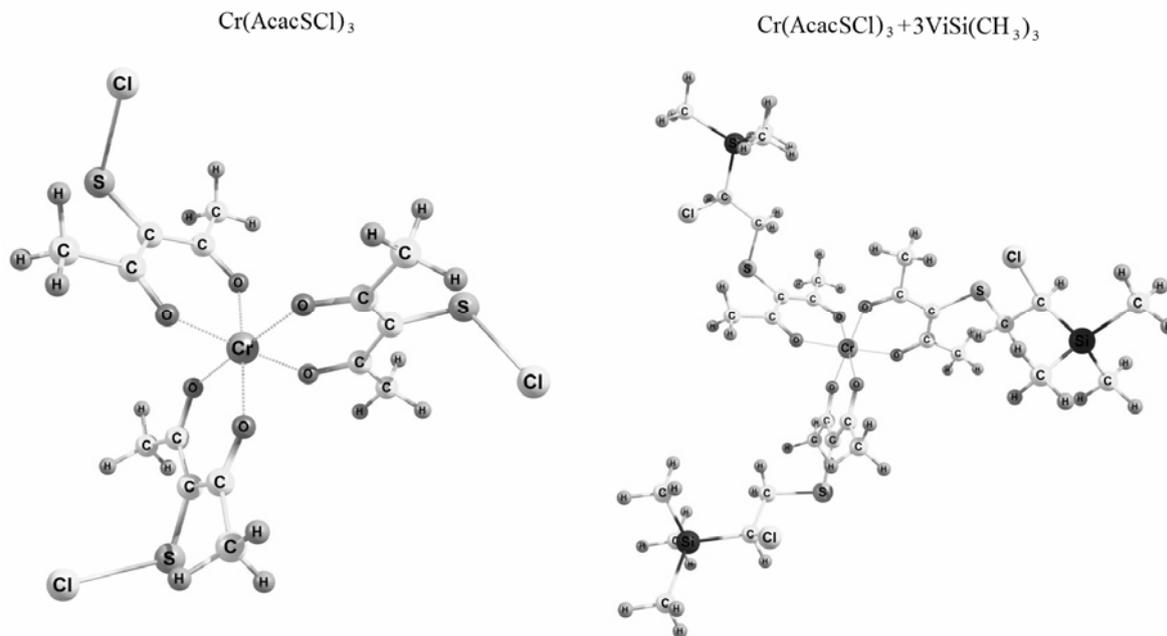


Рис. 1. Структура молекул

Исследования позволяют изучить взаимодействие сульфенилхлорида ацетилацетоната хрома с винилтриметилсиланом. Оценено влияние присоединения молекулы $\text{ViSi}(\text{CH}_3)_3$ на геометрию, эффективные заряды и энергию молекулярных орбиталей $\text{Cr}(\text{AcacSCl})_3$. Как показывают полученные результаты присоединение молекулы винилтриметилсилана приводит к дестабилизации уровней валентной области.

Исследование выполнено при поддержке Программы «Научный фонд» ДВФУ

Подсекция «Нелинейная оптика»

ЯВЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ НУТАЦИИ НА ЭКСИТОНАХ

Васильев Виталий Васильевич

Преподаватель

Приднестровский государственный университет имени Т.Г. Шевченко

физико-математический факультет, Тирасполь, Молдова

E-mail: vasscorp@mail.ru

Явление оптической нутации относится к явлениям когерентного взаимодействия света с веществом. Оно состоит в периодическом изменении начального состояния системы под действием поля электромагнитной волны, которое приводит к соответствующей модуляции излучения среды. Прямое наблюдение квантового когерентного явления оптической нутации на экситонах возможно путем зондирования состояния экситонов при условии, что время дефазировки экситонов больше периода нутации. При низких уровнях возбуждения среды в пределах линейной кристаллооптики частота нутации определяется константой экситон-фотонного взаимодействия, т.е. не зависит от амплитуды поля волны, а при высоких уровнях возбуждения она начинает зависеть от плотности экситонов. Отметим, что детальное исследование особенностей оптической нутации и нелинейного поведения её частоты от уровня возбуждения до сих пор отсутствует.

Нами рассмотрено явление оптической нутации в системе когерентных фотонов и экситонов в полупроводниках под действием ультракоротких импульсов резонансного лазерного излучения. Предполагается, что длительность импульсов τ_p на много меньше времени релаксации экситонов τ_{rel} . В этом случае процессами релаксации можно пренебречь, так как они не успевают срабатывать за время действия импульса. Будем считать, что все фотоны и экситоны в кристалле являются когерентными, имеют одни и те же волновые вектора, энергии, поляризации и фазы, а их амплитуды макрорелики. Явление нутации рассматривается при больших уровнях возбуждения кристалла, когда возникает необходимость учёта нелинейных процессов взаимодействия в системе экситонов и фотонов. В этих условиях основной нелинейностью является упругое экситон-экситонное взаимодействие. Поэтому далее явление оптической нутации в экситонной области спектра рассматривается при учёте экситон-фотонного и упругого экситон-экситонного взаимодействий.

Гамильтониан однородно распределённых в кристалле когерентных экситонов и фотонов без учёта антирезонансных членов запишем в виде:

$$\frac{1}{\eta} H = \omega_0 \hat{a}^+ \hat{a} + \omega \hat{c}^+ \hat{c} + g(\hat{a}^+ \hat{c} + \hat{c}^+ \hat{a}) + \frac{1}{2} \nu \hat{a}^+ \hat{a}^+ \hat{a} \hat{a}, \quad (1)$$

где $\hat{a}(\hat{c})$ – оператор уничтожения экситона (фотона), ω_0 – собственная частота фотона, g – константа экситон-фотонного взаимодействия, ν – константа упругого экситон-экситонного взаимодействия. Используя приближение среднего поля (mean field approximation), из (1) получаем систему нелинейных дифференциальных уравнений, описывающую временную эволюцию амплитуд материального и электромагнитного полей:

$$i\dot{a} = \omega_0 a + gc + \nu a^* a a, \quad i\dot{c} = \omega c + ga. \quad (2)$$

Систему уравнений (2) дополним начальными условиями $a_{/t=0} = a_0 e^{i\varphi_0}$, $c_{/t=0} = c_0 e^{i\psi_0}$, где каждая функция характеризуется своей начальной амплитудой (a_0, c_0) и фазой (φ_0, ψ_0).

Введём далее в рассмотрение плотности экситонов $n = a^* a$ и фотонов $f = c^* c$, а также функции $Q = i(a^* c - c^* a)$ и $R = a^* c + c^* a$. Используя (2), получаем следующую систему нелинейных уравнений:

$$\dot{n} = gQ, \quad \dot{f} = -gQ, \quad \dot{Q} = -(\Delta - \nu n)R + 2g(f - n), \quad \dot{R} = (\Delta - \nu n)Q, \quad (3)$$

где $\Delta = \omega - \omega_0$ – расстройка резонанса. Начальные условия для введенных функций можно представить в виде: $n_{/t=0} \equiv n_0 = |a_0|^2$, $f_{/t=0} \equiv f_0 = |c_0|^2$, $Q_{/t=0} \equiv Q_0 = 2\sqrt{n_0 f_0} \sin \Theta_0$, $R_{/t=0} \equiv R_0 = 2\sqrt{n_0 f_0} \cos \Theta_0$, где $\Theta_0 = \psi_0 - \varphi_0$ – начальная разность фаз. Далее введем следующие нормировки $N = n/(n_0 + f_0)$, $F = f/(n_0 + f_0)$, $\tau = gt$, $\delta = \Delta/g$, $N_0 = n_0/(n_0 + f_0)$, $F_0 = f_0/(n_0 + f_0)$, $\alpha = v(n_0 + f_0)/g$.

Тогда основное уравнение, описывающее временную эволюцию нормированной плотности экситонов $N(t)$, можно записать в виде $\left(\frac{dN}{d\tau}\right)^2 + W(N) = 0$, где

$$W(N) = -4N(1-N) + \left[\delta(N - N_0) - \frac{\alpha}{2}(N^2 - N_0^2) + 2\sqrt{N_0 F_0} \cos \Theta_0 \right]^2.$$

Рассмотрим случай, когда в начальный момент времени имеются только экситоны с плотностью n_0 ($N_0 = 1, F_0 = 0$). Уравнение $W(N) = 0$ в этом случае имеет два действительных корня N_M и N_m , и два комплексно сопряженных корня $N_{1,2} = u \pm iv$.

Особенности временной эволюции системы представлены на рис.1. Видно, что плотность экситонов периодически изменяется в пределах от $N = 1$ до $N = N_m$ (рис.1 а). Максимальная плотность экситонов N_M не зависит от параметра нелинейности α , тогда как минимальная плотность N_m монотонно растёт с ростом α (рис.1 б). Из рис.1 а, б видно, что с ростом параметра нелинейности α амплитуда A_0 и период T колебаний плотности экситонов монотонно убывают. При больших α амплитуда колебаний оказывается на много меньше единицы и, как следует из рис.1 а, б, плотность экситонов испытывает малоамплитудные колебания, подобные мелкой ряби, относительно начальной плотности экситонов. Эти особенности эволюции объясняются фиолетовым сдвигом экситонного уровня с увеличением плотности экситонов и возникновением расстройки резонанса в динамическом режиме, которая и определяет уменьшение амплитуды и периода колебаний.

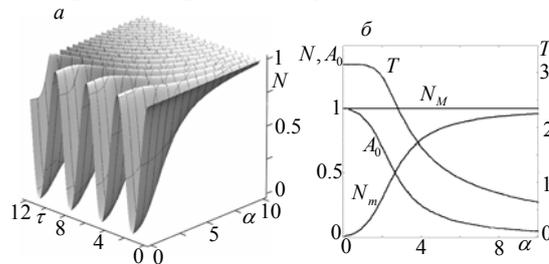


Рис.1. а) Временная эволюция, б) максимальная N_M и минимальная N_m плотности экситонов, амплитуда A_0 и период T колебаний плотности экситонов $N(\tau)$ в зависимости от величины параметра нелинейности α при начальном условии $N_0 = 1, F_0 = 0$ и нулевой расстройке резонанса.

ДИНАМИКА ТУННЕЛИРОВАНИЯ БОЗЕ–КОНДЕНСИРОВАННЫХ АТОМОВ В ДВУХЪЯМНОЙ ЛОВУШКЕ

Васильева Ольга Федоровна

Старший преподаватель

Приднестровский государственный университет имени Т.Г. Шевченко

физико-математический факультет, Тирасполь, Молдова

E-mail: florina_of@mail.ru

В настоящее время проводятся интенсивные исследования явления туннелирования материальных частиц через классически непроницаемый барьер при учете процессов

коллективного нелинейного туннелирования наряду с процессом линейного одноатомного туннелирования. Учет процесса парного туннелирования может привести к радикальному изменению динамики туннелирования. Поэтому исследование особенностей временной эволюции системы при одновременном учете обоих механизмов туннелирования является актуальной задачей.

Нами изучено явление туннелирования бозе-конденсированных атомов в двухъямной ловушке между идентичными ямами 1 и 2. Ямы разделены потенциальным барьером, который допускает возможность туннелирования атомов из одной ямы в другую. Будем считать, что имеют место как одноатомный, так и корреляционный двухатомный процессы туннелирования, которые характеризуются константами κ и μ соответственно. Гамильтониан взаимодействия, в соответствии с [1–2], можно записать в виде:

$$H = \eta\kappa(\hat{a}_1^+\hat{a}_2 + \hat{a}_2^+\hat{a}_1) + \eta\mu(\hat{a}_1^+\hat{a}_1^+\hat{a}_2\hat{a}_2 + \hat{a}_2^+\hat{a}_2^+\hat{a}_1\hat{a}_1). \quad (1)$$

Здесь \hat{a}_i ($i=1,2$) – оператор уничтожения атома в яме i . Используя гамильтониан (1), легко получить систему гайзенберговских уравнений для операторов \hat{a}_1 и \hat{a}_2 , которая в приближении среднего поля (mean field approximation) примет вид:

$$i\dot{a}_1 = \kappa a_2 + 2\mu a_1^* a_2 a_2, \quad i\dot{a}_2 = \kappa a_1 + 2\mu a_2^* a_1 a_1. \quad (2)$$

Далее вводя плотности частиц в ямах $n_i = |a_i|^2$ ($i=1,2$) и две компоненты «поляризации» $Q = i(a_1^* a_2 - a_2^* a_1)$ и $R = a_1^* a_2 + a_2^* a_1$, и используя (2), получим систему нелинейных дифференциальных уравнений:

$$\dot{n}_1 = -\dot{n}_2 = -(\kappa + 2\mu R)Q, \quad \dot{Q} = 2\kappa(n_1 - n_2) + 2\mu(n_1 - n_2)R, \quad \dot{R} = 2\mu(n_1 - n_2)Q. \quad (3)$$

Начальные условия для введенных функций представим в виде: $n_{1|t=0} = n_{10}$, $n_{2|t=0} = n_{20}$, $Q_{|t=0} \equiv Q_0 = 2\sqrt{n_{10}n_{20}} \sin \psi_0$, $R_{|t=0} \equiv R_0 = 2\sqrt{n_{10}n_{20}} \cos \psi_0$. Вводя далее разность населенностей ям $n = n_1 - n_2$ с начальным условием $n_{|t=0} \equiv n_0 = n_{10} - n_{20}$, систему уравнений (3) можно записать в виде:

$$\dot{n} = -2(\kappa + 2\mu R)Q, \quad \dot{Q} = 2n(\kappa + \mu R), \quad \dot{R} = 2\mu n Q. \quad (4)$$

Из (4) легко получить еще два независимых интеграла движения

$$Q^2 + R^2 + n^2 = N_0^2, \quad n^2 + 2R\left(R + \frac{\kappa}{\mu}\right) = n_0^2 + 2R_0\left(R_0 + \frac{\kappa}{\mu}\right). \quad (5)$$

В общем случае ($\kappa \neq 0, \mu \neq 0$) не удастся сразу получить решение для разности населенностей $n(t)$. Вместо этого удобнее сначала найти решение уравнения

$$\frac{dR}{dt} = \pm 2\mu \sqrt{n_0^2 + 2R_0\left(R_0 + \frac{\kappa}{\mu}\right) - 2R\left(R + \frac{\kappa}{\mu}\right)} \sqrt{N_0^2 - n_0^2 - 2R_0\left(R_0 + \frac{\kappa}{\mu}\right) + R\left(R + 2\frac{\kappa}{\mu}\right)} \quad (6)$$

для функции $R(t)$, а затем, используя (5), найти $n(t)$. В общем случае вид решения уравнения (6) определяется параметрами α , β и ψ_0 . Если уравнение (6) представить в виде $(dR/dt)^2 + W(R) = 0$, где $W(R)$ играет роль потенциальной энергии нелинейного осциллятора, то корни уравнения $W(R) = 0$ определяют характер поведения функции $R(t)$. Упорядочиваем корни следующим образом: $y_M > y_m > y_1 > y_-$, где $y_M = \frac{1}{2}\left(\sqrt{(\alpha + 2r_0)^2 + 2\beta^2} - \alpha\right)$,

$y_- = -y_M - \alpha$, $y_m = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + 2r_0(r_0 + \alpha)} - 1 - \alpha$, $y_1 = -y_m - 2\alpha$, а $r_0 = \sqrt{1 - \beta^2} \cos \psi_0$.

На рис. 1а, б представлена временная эволюция разности населенностей атомов в ямах при различных значениях начальной разности фаз ψ_0 . Видно, что существуют области значений параметра ψ_0 в пределах от нуля до 2π с различной периодической эволюцией, разделенные значениями ψ_0 , при которых периодическая эволюция переходит в аperiodическую. Вблизи значений ψ_0 , где имеет место аperiodическая эволюция, период

колебаний T быстро растет и обращается в бесконечность. Количество бифуркаций и значений параметра ψ_0 , при которых возникает аperiodическая эволюция, определяется значениями параметров α и β . Из рис. 1с можно заметить симметрию в расположении особенностей временной эволюции и периодов эволюции относительно точки $\psi_0 = \pi$, так что $n(\psi_0) = n(2\pi - \psi_0)$.

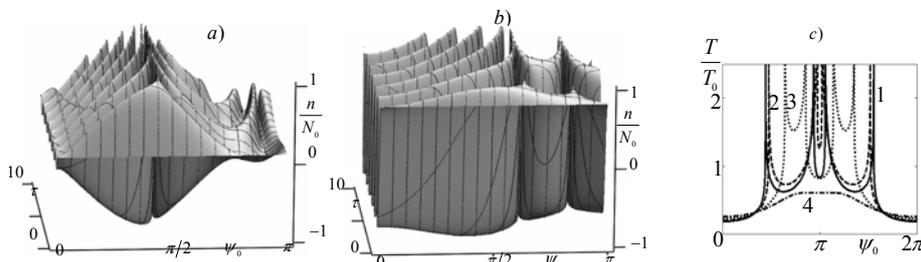


Рис.1. Временная эволюция разности населенностей n в зависимости от начальной разности фаз ψ_0 при фиксированных значениях параметров $\alpha = 0.8$ и β а) 0.1 и б) 0.8. Здесь $\tau = \kappa t$; в) период T колебаний разности населенностей n в зависимости от начальной разности фаз ψ_0 и фиксированных значениях параметра нелинейности $\alpha = 0.8$ и нескольких значениях параметра β : 1 (0.1), 2 (0.5), 3 (0.8), 4 (0.9). Здесь $T_0 = \pi/\kappa$.

Самой важной бифуркацией здесь является равенство двух средних корней: $y_m = y_1$. При этом период колебаний функции $y(\tau)$ обращается в бесконечность при $y_m = y_1$. Вдали от точки бифуркации период колебаний монотонно изменяется. Таким образом, можно утверждать, что по мере приближения корней y_m и y_1 друг к другу период колебаний монотонно растет. В точке бифуркации решение для $y(\tau)$ становится аperiodическим. В условиях, когда $y_m > y_1$, решение уравнения (6) является осциллирующим и функция $y(\tau)$ колеблется в пределах от y_m до y_M . Таким образом, имеет место как периодический, так и аperiodический режимы эволюции населенностей ям, причем период колебаний плотности атомов в ямах существенно зависит от начальных условий (начальной разности населенностей ям и разности фаз). Зависимость периода колебаний от начальной разности фаз свидетельствует о возможности фазового управления динамикой системы без изменения начальной разности населенностей.

Литература

1. I. Fuentes–Schuller, P. Barberis–Blostein, J. Phys. **A40**, F601 (2007).
2. P. Barberis–Blostein, I. Fuentes–Schuller, Phys. Rev. **A78**, 013641 (2008).

ОБРАЗОВАНИЕ ГОМОЯДЕРНЫХ МОЛЕКУЛ В РЕЖИМЕ САМОЗАХВАТА В УСЛОВИЯХ БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОЙ КОНДЕНСАЦИИ

Зинган А.П.

Аспирантка

*Приднестровский Государственный Университет им. Т.Г. Шевченко,
физико-математический факультет, Тирасполь, Молдова*

E-mail: fmfdekan@spsu.ru

Первые эксперименты, в которых наблюдалась бозе-эйнштейновская конденсация (БЭК) разреженных паров щелочных металлов при сверхнизких температурах, стимулировали дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования этого явления. Исследуем явление самозахвата системы в процессе стимулированной рамановской атомно-молекулярной конверсии с образованием гомоядерной молекулы как единого, одноступенчатого процесса. Рассмотрим трёхуровневую энергетическую Λ – схему (рис.1). Один из уровней соответствует основному состоянию двух свободных атомов с энергией $2\eta\omega_0$, а другой – основному состоянию двухатомной молекулы с энергией $\eta\Omega_0$. Третий

уровень соответствует возбуждённому состоянию молекулы E_u . Возникновение молекулы из пары атомов приводит к поглощению кванта света с энергией $\eta\omega_1$ и излучению кванта света $\eta\omega_2$. Используем гамильтониан взаимодействия H_{int}

$$H_{int} = \eta g (\hat{a}\hat{a}\hat{b}^+\hat{c}_1\hat{c}_2 + \hat{a}^+\hat{a}^+\hat{b}\hat{c}_1^+\hat{c}_2) + \frac{1}{2}\eta\nu_1\hat{a}^+\hat{a}^+\hat{a}\hat{a} + \frac{1}{2}\eta\nu_2\hat{b}^+\hat{b}^+\hat{b}\hat{b} + \eta\nu\hat{a}^+\hat{a}\hat{b}^+\hat{b}, \quad (1)$$

где \hat{a} и \hat{b} – бозонные операторы уничтожения атомного и молекулярного состояний соответственно, \hat{c}_1 и \hat{c}_2 – операторы уничтожения фотонов с частотами ω_1 и ω_2 , g – константа атомно-молекулярной конверсии, а ν_1, ν_2, ν – константы межатомного, межмолекулярного и атомно-молекулярного взаимодействий соответственно.

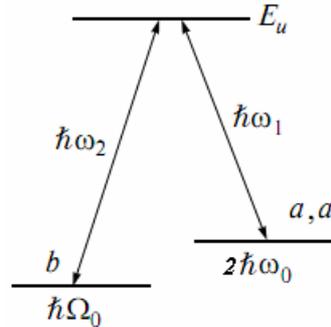


Рис.1 Энергетическая схема и квантовые переходы в трёхуровневой Λ – схеме

Вводя в рассмотрение плотности частиц $n = |a|^2$, $N = |b|^2$, $f_{1,2} = |c_{1,2}|^2$ и две компоненты «поляризации» $Q = i(aab^*c_1c_2^* - a^*a^*bc_1^*c_2)$ и $R = aab^*c_1c_2^* + a^*a^*bc_1^*c_2$, получаем систему уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{n} &= 2gQ, \quad \dot{N} = -gQ, \quad \dot{f}_1 = gQ, \quad \dot{f}_2 = -gQ, \\ \dot{Q} &= -(\Delta + (2\nu_1 - \nu)n + (2\nu - \nu_2)N)Q, \\ \dot{R} &= (\Delta + (2\nu_1 - \nu)n + (2\nu - \nu_2)N)R + 2gn((4N - n)f_1f_2 + Nn(f_2 - f_1)), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\Delta = 2\omega - \Omega + \omega_1 - \omega_2$ – расстройка резонанса. Основное уравнение, описывающее временную эволюцию плотности молекул N , удобно представить в виде уравнения колебаний нелинейного осциллятора

$$(dN / dt)^2 + W(N) = 0, \quad (3)$$

где $W(N) = V(N) + U(N)$, $V(N) = 16N(1/2 - N)^2(N_0 - N + f_{10})(N_0 - N - f_{20})$,

$$U(N) = (N - N_0)^2((\Lambda_2/2 - \Lambda_1)(N + N_0) + \Lambda_1 + \delta)^2. \quad (4)$$

Здесь $\delta = \Delta / g$, $\Lambda_1 = (2\nu_1 - \nu) / g$, $\Lambda_2 = (2\nu - \nu_2) / 2g$ – нормированные расстройка резонанса и коэффициенты межчастичного взаимодействия соответственно, $(dN/dt)^2$ и $W(N)$ играют роль «кинетической» и «потенциальной» энергий осциллятора.

Найдено соотношение между константами, которое определяет существование явления самозахвата в системе. Приравнивая производную функции $\frac{dW}{dN}$ к нулю, находим некоторое критическое значение N_c , соответствующее максимуму функции $U(N)$ равное $N_c = -\beta / 2\alpha$,

где $\alpha = \Lambda_2/2 - \Lambda_1$, $\beta = \Lambda_1 + \delta$. Значение функции $U(N_c)$ должно быть меньше значения

$V(N_c)$ для того, чтобы при неравных нулю константах взаимодействий ν_1, ν_2, ν система эволюционировала периодически без явления самозахвата. Найдя значения этих функций, получаем приближенное соотношение в виде

$$\left(\alpha N_0 + \frac{\beta}{2}\right)^2 \leq \frac{2\beta(\alpha + \beta)^2}{\alpha^3} \left(\frac{f_{10}}{N_0 + \frac{\beta}{2\alpha}} + 1\right) \left(\frac{f_{20}}{N_0 + \frac{\beta}{2\alpha}} - 1\right).$$

При таком соотношении параметров эволюция системы представляет собой колебательный режим с ростом амплитуды при увеличении параметра $\frac{N_0}{f_{20}}$. Причем, такой режим достигается при изменении только константы атомно–молекулярного взаимодействия (например, ν), а остальные параметры остаются неизменными, что дает возможность контроля эволюции системы (рис. 2).

Изучим далее динамику атомно – молекулярной конверсии с учетом процессов межчастичных взаимодействий при расстройке резонанса равной нулю. В этом случае возможно явление самозахвата в системе. При неравных нулю константах межатомного, межмолекулярного и атомно-молекулярного взаимодействий наблюдается самозахват (рис.2). При равных нулю константах взаимодействия этого явления быть не может. При нормированной начальной концентрации молекул, равной нулю, эволюция системы является периодической. При малых значениях $\frac{N_0}{f_{20}}$ нормированная плотность молекул периодически изменяется в пределах от нуля до $\frac{N_0}{2}$. Далее с ростом $\frac{N_0}{f_{20}}$ наблюдается явление резкого роста амплитуды колебаний, что соответствует проявлению явления самозахвата в системе. Далее с ростом $\frac{N_0}{f_{20}}$ эволюция системы снова становится периодической, но с большей амплитудой, которая растёт с ростом $\frac{N_0}{f_{20}}$. Таким образом, найдены бифуркационные значения параметров системы, определяющие возникновение явления самозахвата при отличных от нуля параметров взаимодействия. Обоснована возможность контроля эволюции системы путем изменения одного из параметров межчастичного взаимодействия.

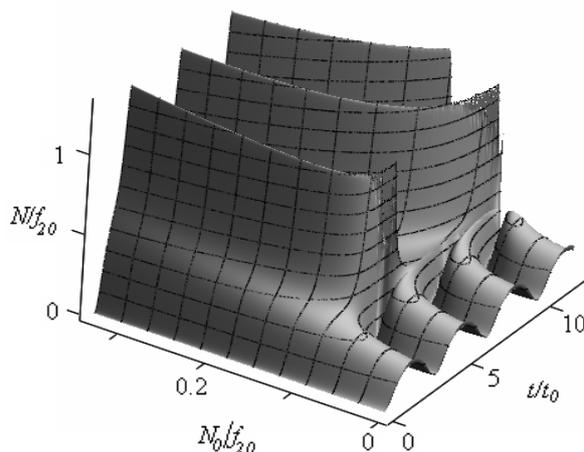


Рис.3 Временная эволюция нормированной плотности молекул N/N_0 в зависимости от значений параметра N_0/f_{20} при $\frac{\nu_1}{f_{20}} = 0.4, \frac{\nu_2}{f_{20}} = 1, \nu = 0.8, \nu_1 = 1.1, \nu_2 = 1.3$

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ ТЕРМИЧЕСКИ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК

*Ксенофонтов Д.М.¹, Ивочкин А.Ю.¹, Капильный А.Г.², Карабутов А.А.¹,
Трофимов А.Д.¹*

Аспирант

*1. Московский Государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет,
Москва, Россия*

2. Объединенный Институт Высоких Температур РАН

E-mail: ksenofontov@physics.msu.ru

В настоящей работе предложен экспериментальный метод исследования термодинамических состояний металлов с температурами ~ 10 кК и давлениями ~ 10 кбар (около- и сверхкритическая область фазовой диаграммы) при воздействии лазерных импульсов наносекундной длительности с интенсивностью до 10^9 Вт/см² на механически нагруженную поверхность металла.

Мишень представляла собой тонкую металлическую фольгу, передняя и задняя поверхности которой были нагружены прозрачным диэлектриком (оптическим стеклом К-8). Использование «зажатой» геометрии приводит к значительному повышению эффективности нагрева и генерации давления и предотвращает формирование плазменного факела, что позволяет измерять температуру нагретой поверхности по ее тепловому излучению методами оптической пирометрии [1-3].

Толщина металлического образца выбиралась таким образом, чтобы толщина скин-слоя в металле была существенно меньше толщины образца (образец не прозрачен), а длина диффузии тепла за время лазерного воздействия превышала толщину слоя металла (образец термически тонок). В этом случае к моменту окончания лазерного воздействия металлическая фольга будет однородно прогрета по толщине, что позволяет определить динамику изменения плотности образца, измеряя давление в нем.

В ходе данной работы была создана экспериментальная установка, позволяющая проводить одновременные измерения температуры, давления, плотности и отражательной способности в процессе лазерного нагрева металла с наносекундным временным разрешением.

Предложенный метод был использован для изучения импульсного лазерного нагрева металлических пленок алюминия (толщина ~ 200 нм), зажатых между пластинами из оптического стекла. При умеренных интенсивностях лазерного излучения ~ 1 ГВт/см² были получены термодинамические состояния с максимальным уровнем давления ~ 4 кбар и температур ~ 10 кК (сверхкритическая область фазовой диаграммы алюминия).

Литература

1. Ivochkin A.Yu., Karabutov A.A., Kaptilniy A.G., Ksenofontov D.M. Laser Opto-acoustic Study of Phase Transitions in Metals Confined by Transparent Dielectric // Laser Physics Vol. 22, № 7, 2012.
2. Ивочкин А.Ю., Карабутов А.А., Капильный А.Г., Ксенофонтов Д.М. «Методика определения температуры исследуемых объектов до 10^5 К с наносекундным временным разрешением при специальной калибровке оптического тракта пирометра», Методика ГСССД № МЭ 179-2011.
3. Ивочкин А.Ю., Карабутов А.А., Капильный А.Г., Ксенофонтов Д.М. «Методика исследования Р-Т диаграмм металлов в широком диапазоне параметров», Методика ГСССД № МЭ 193-2012

ИЗМЕРЕНИЕ КВАНТОВОГО ВЫХОДА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ТОНКИХ ПЛЁНОК ОРГАНИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ МЕТОДОМ ИНТЕГРИРУЮЩЕЙ СФЕРЫ

Кудряшова Людмила Геннадьевна

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: lucinda11@mail.ru

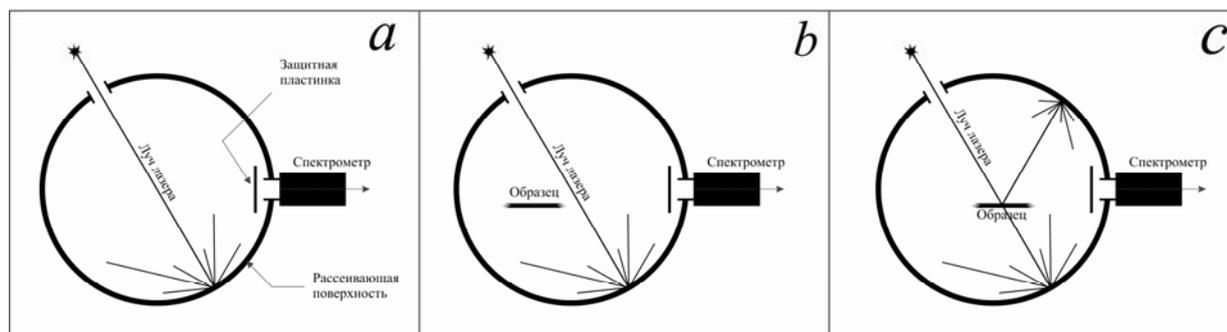
Стремительное развитие органической электроники сегодня требует всестороннего изучения оптических свойств органических полупроводников. Одной из наиболее значимых характеристик тонких плёнок органических полупроводников является внешний квантовый выход фотолюминесценции (ВКВ ФЛ).

Определение квантового выхода люминесценции тонких кристаллических плёнок является сложной экспериментальной задачей. Неравномерное пространственное распределение излучения, волноводный эффект, отражение от гладкой поверхности кристалла и другие особенности образцов делают неприемлемыми стандартные методы измерения ВКВ ФЛ, широко применяемые для растворов. Поэтому для твёрдых образцов была разработана особая экспериментальная методика [2], позволяющая получать корректные значения ВКВ ФЛ.

В данной работе была реализована методика [2]. Она применялась для измерения ВКВ ФЛ перспективных для органической электроники тонких кристаллических плёнок полупроводящих фенилен-тиофеновых олигомеров [1].

В эксперименте используется небольшая (~ 10 см в диаметре) сферическая полость с хорошо рассеивающим свет внутренним покрытием (в качестве рассеивающего покрытия был выбран оксид магния MgO [3]). Во входное отверстие сферы направляется пучок лазера (см. рисунок). Выходное отверстие сферы прикрыто защитной пластинкой, которая предотвращает прямое попадание лазерного луча в спектрометр. Излучение в такой интегрирующей сфере распространяется равномерно по всем направлениям.

Для определения ВКВ ФЛ кристалла необходимо провести в сферической полости серию из трёх измерений [2]. Сначала производится опорное измерение интенсивности лазерного излучения в отсутствие образца (эксперимент *a*). Затем образец размещается внутри сферы, сначала в стороне, а затем – непосредственно на пути лазерного луча (измерения *b* и *c* соответственно).

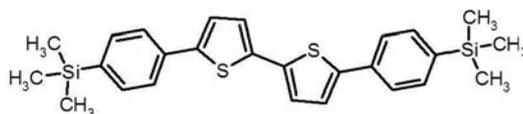


В результате получаем три спектральных зависимости, из которых путём несложных расчётов ВКВ ФЛ выражается по формуле:

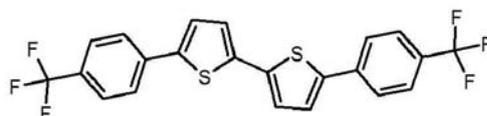
$$\eta = \frac{P_c - \frac{L_c}{L_b} \cdot P_b}{I_{\text{ex}} \left(1 - \frac{L_c}{L_b}\right)}$$

Здесь введены обозначения: P – площадь под спектром фотолюминесценции, L – площадь под спектром лазерного излучения (в пересчёте на число фотонов) для экспериментов *a*, *b* и *c* (в соответствии с индексами).

Разработанная методика интегрирующей сферы применена для лабораторных исследований кристаллических плёнок новых фенилен-тиофеновых олигомеров RN29 и MAF377, структурные формулы которых приведены на рисунке. Эксперименты характеризуются высокой точностью (погрешность не превышает 10%).



RN29



MAF377

Производились оценки ВКВ ФЛ кристаллов RN29 и MAF377. Показано, что кристаллические плёнки данных веществ могут обладать рекордными значениями ВКВ ФЛ

среди известных аналогов, излучающих в видимом диапазоне. В частности, были получены значения ВКВ ФЛ $(39 \pm 3)\%$ и $(50 \pm 4)\%$ для кристаллических образцов RN29 и MAF377 соответственно, а также $(79 \pm 7)\%$ для кристалла MAF377, измельченного в порошок. Анализируется роль эффектов реабсорбции ФЛ и связь ВКВ ФЛ со структурой кристаллов. Обсуждаются перспективы использования RN29 и MAF377 для органической оптоэлектроники, в том числе для создания светоизлучающих транзисторов и инжекционных органических лазеров.

Это позволяет рассматривать RN29 и MAF377 как перспективные материалы органической оптоэлектроники.

Литература

1. Igor F. Perepichka, Dmitrii F. Perepichka, *Handbook of Thiophene-based Materials: Applications in Organic Electronics and Photonics*. Wiley, 2009.
2. John C. de Mello, H.F.W., Richard H. Friend, *An Improved Experimental Determination of External Photoluminescence Quantum Efficiency*. *Advanced Materials*, 1997. 9: p. 230-232.
3. Rodney A. J. Borg, *Diffuse Reflectance Spectra of Energetic Material*. DSTO Aeronautical and Maritime Research Laboratory, 1994.

ДИНАМИКА ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В ОБЪЕМЕ ДИЭЛЕКТРИКОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНОГО ОСТРОСФОКУСИРОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ: ОТ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ПОДСИСТЕМЫ ДО ФОРМИРОВАНИЯ МИКРОМОДИФИКАЦИИ.

Мареев Е.И.

Студент

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

E-mail: mareev.evgeniy@physics.msu.ru

1. Введение. При фокусирование фемтосекундного лазерного излучения в объем диэлектриков на временах порядка длительности импульса за счет многофотонной, туннельной и лавинной ионизации возникает лазерно-индуцированная плазма, электроны которой эффективно нагреваются полем лазерного излучения[2]. В жидкостях наблюдаются процессы генерации ударных волн и образования кавитационных пузырьков [1,4]. В кристаллических диэлектриках происходит перераспределение энергией между электронами плазмы и фононной подсистемой, и, как результат, возбуждение фононной подсистемы и образование остаточной микромодификации[2].

Для наблюдения процессов энергопереноса чаще всего используются методика зондирования пробным импульсом, техника теневой и щелевой фотографии, интерференционные техники [1]. Для увеличения чувствительности эксперимента в методике зондирования пробным импульсом может использоваться его третья гармоника, что и было сделано в нашем эксперименте[3]. Лучше всего среди процессов, происходящих при взаимодействии фемтосекундного лазерного излучения с диэлектриками, исследованы начальные стадии образования плазмы и процессы, происходящие на масштабах сотен наносекунд. Ввиду одновременного влияния многих факторов на процессы, проходящие на временном масштабе от пикосекунд до десятков наносекунд, до сих пор нет полной картины динамики взаимодействия лазерного излучения с диэлектриком в этом интервале времен. Так, при фокусировки фемтосекундного излучения в объем жидкости, начиная с 20 пс, наблюдается аномально быстрое увеличение объема лазерно-индуцированной плазмы[4]. В кристаллических диэлектриках процессы энергопереноса между электронами плазмы и фононной подсистемой также исследованы недостаточно полно. Таким образом, целью нашей работы являлось заполнить существующие пробелы в исследованиях динамики взаимодействия лазерного излучения с диэлектриками, особенно на временах от сотен фемтосекунд до десятков наносекунд. Для этого была использована

высококчувствительная методика зондирования пробным импульсом, дополненная каналом регистрации третьей гармоники, генерируемой из плазмы или от фронта ударной волны.

2.Результаты. Во всех экспериментах результатом лазерного воздействия на диэлектрик являлось образование микромодификации. Спектральный анализ сигнала третьей гармоники пробного импульса в кристалле BaF_2 подтверждает наличие двух квазигармонических составляющих в сигнале с постоянными частотами 1 ТГц и ~ 67 ГГц (ошибка по спектру 20 ГГц)(Рис.1а). В эксперименте обнаружено, что в кристалле BaF_2 наблюдается существенное увеличение амплитуды колебаний в сигнале третьей гармоники пробного импульса, возникающая для значений времен задержек больше 15 пс, связанное с передачей энергии от электронов плазмы в фононную подсистему. В кристалле CaF_2 в сигнале третьей гармоники присутствует низкочастотные колебания с частотой 100 ± 20 ГГц, характерной для акустических фононов (Рис.1б). На фоне низкочастотных колебаний присутствуют высокочастотные колебания с частотой 1ТГц. В результате анализа спектра сигнала третьей гармоники было показано, что создание микроплазмы в объеме кристалла LiF приводит к возбуждению сразу нескольких фононных волн, являющихся гармониками основной частоты 0,38 ТГц (Рис.1в) . Также наблюдалась перекачка энергии из одной фононной моды в другую. Это возможно только в режиме сильного возбуждения, когда колебания ионов становятся ангармоническими из-за большего удельного энерговклада вследствие релаксации плазмы [5]. В кристаллическом кварце на временном интервале от 0,5 до 6 пс наблюдается возбуждение фононной подсистемы и её релаксация одновременно с увеличением частоты фононной моды, далее наблюдается скачкообразное изменение частоты фононной моды, связанное с тем, что эффективность преобразования во вторую гармонику падает и проявляется основная частота, и пикообразное поведение сигнала третьей гармоники, связанное с локальным разрывом связей, так как после этого колебания исчезают (Рис.1г).

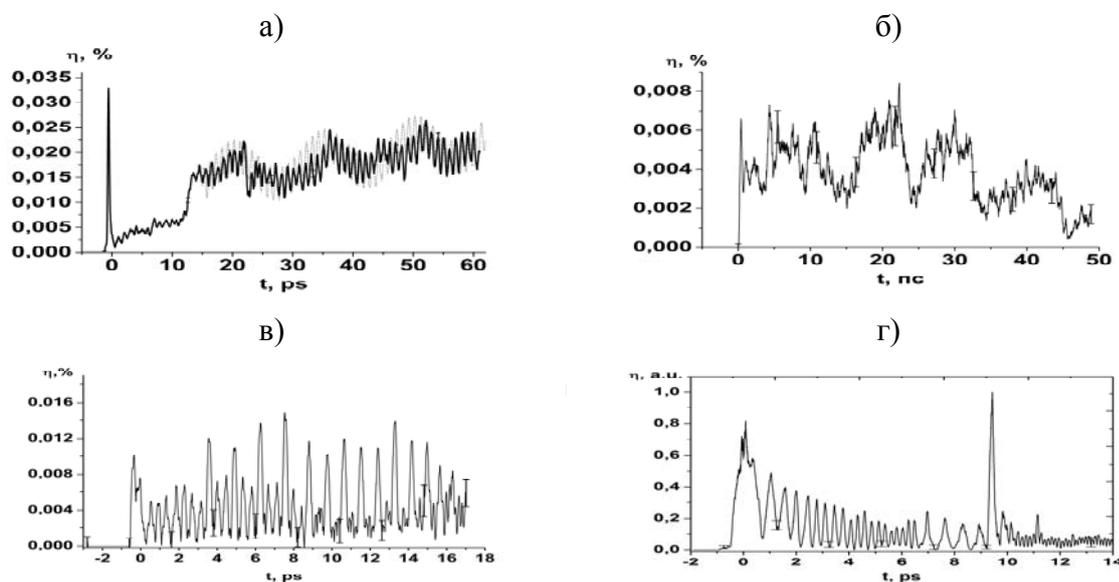


Рис. 1 Эффективность ГТГ \square пробного импульса в кристаллах: а) BaF_2 энергия накачки 2 мкДж б) CaF_2 энергия накачки 4 мкДж в) LiF энергия накачки 3,6 мкДж г) кварца энергия накачки 3,2 мкДж как функция задержки между импульсом накачки и пробным импульсом.

3.Закключение. В ходе работы было показано существенное влияние плазмы на процессы возбуждения и релаксации когерентных фононов в объеме кристаллических диэлектриков. Впервые в регистрируемых сигналах третьей гармоники пробного импульса в образцах BaF_2 , CaF_2 наблюдаются временные задержки существенного увеличения амплитуды фононных волн. В кристалле LiF наблюдается обмен энергией между фононными модами, который возможен только в режиме ангармонизма колебаний фононных волн. В кристалле кварца обнаружено сильное линейное изменение частоты мягкой фононной моды

(от 1,4 ТГц до 4,1 ТГц), связанное с локальным сверхбыстрым изменением температуры микрообъема от 300 К до температуры фазового перехода 841 К. Для исследования динамики взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с жидкими диэлектриками, были проведены эксперименты с помощью методов теневой фотографии и зондирования пробным импульсом. Результаты будут представлены в ближайшее время.

Литература

- [1] Kennedy K., "Laser-induced breakdown in aqueous media" vol. 21, no. 3, pp. 155–248, 1997.
- [2] Mao S.S. et.al. "Dynamics of femtosecond laser interactions with dielectrics," Applied Physics A, vol. 79, pp. 1695–1709, 2004.
- [3] Potemkin F.V. and Mikheev P.M., "Efficient generation of coherent THz phonons with a strong change in frequency excited by femtosecond laser plasma formed in a bulk of quartz," The European Physical Journal D, vol. 66, no. 9, p. 248.
- [4] Schaffer C., Nishimura N., Glezer E., Kim A., and Mazur E., "Dynamics of femtosecond laser-induced breakdown in water from femtoseconds to microseconds," Optics express, vol. 10, no. 3, pp. 196–203, Feb. 2002. 2012.
- [5] Taylor P. and Loudon R., Advances in Physics The Raman effect in crystals, 2006, pp. 424–473.

УСИЛЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЭКСИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Д.А. Марков

Старший преподаватель

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко

MD-3300 Тирасполь, Молдова

e-mail: dmitriy.markoff@gmail.com

Проблемы генерации терагерцового излучения в размерно-ограниченных полупроводниковых структурах привлекают в последние годы всё больший интерес. Терагерцовое излучение наблюдалось при квантовых переходах в асимметричных связанных квантовых ямах, в сверхрешётках, в отдельно взятой квантовой яме как результат квантовых биений между экситонами с лёгкими и тяжелыми дырками. Было показано, что важную роль в процессе генерации терагерцового излучения могут играть экситонные состояния, особенно когда накачка действует в экситонной области спектра. Также наблюдалась генерация терагерцового излучения в поляритонных спектрах благодаря ультрабыстрой модуляции частоты перехода между модой микрорезонатора и экситонным уровнем и поглощение этого излучения экситонными поляритонами в квантовых дотах.

Проведено теоретическое изучение нового механизма генерации (усиления) терагерцового излучения в объемных либо размерно-ограниченных полупроводниках с использованием экситонного и биэкситонного состояний. Пусть падающий на полупроводник импульс резонансного лазерного излучения с частотой, равной частоте экситонного перехода ω_1 , возбуждает экситоны из основного состояния кристалла. Считаем экситонное состояние макрозаполненным. Вместе с ним макрозаполненным является также и двухэкситонное состояние на частоте $2\omega_1$. Эти состояния могут играть важную роль в процессе генерации терагерцового излучения. Поскольку биэкситонное состояние расположено ниже двухэкситонного состояния на величину, соответствующую энергии связи биэкситона, то между ними в условиях однофотонного возбуждения экситонов из основного состояния кристалла возникает инверсия населенностей. Поэтому если запустить в кристалл слабый импульс терагерцового излучения с частотой ω_2 , то такое излучение будет усиливаться благодаря индуцированному сбросу инверсии.

Из гамильтониана взаимодействия волн с частотами ω_1 и ω_2 с экситонами и биэкситонами были получены гайзенберговские уравнения для амплитуд экситонной биэкситонной волн. Решая эти уравнения в стационарном режиме, можно найти эти амплитуды и затем определить восприимчивости среды для областей частот экситонного уровня и двухэкситон-биэкситонной конверсии. Обе восприимчивости содержат как

дисперсионную (действительную), так и абсорбционную (мнимую) компоненты, причем, при любых расстройках резонанса мнимая компонента восприимчивости на частоте экситонного перехода положительна, а мнимая компонента восприимчивости на частоте двухэкситон-биэкситонного перехода отрицательна. Следовательно, при распространении в среде излучение на частоте ω_2 будет усиливаться, а на частоте ω_1 – ослабляться.

В случае точного резонанса, из укороченных волновых уравнений для полей в приближении медленно меняющихся в пространстве огибающих получен интеграл движения, связывающий интенсивности обеих волн в любой точке кристалла. Из него видно, что интенсивность волны на частоте ω_2 , распространяющейся вглубь среды, сначала быстро растет с ростом координаты, затем скорость роста постепенно уменьшается, так что на больших расстояниях интенсивность этой волны насыщается, принимая максимальное значение, тогда как интенсивность волны накачки экспоненциально убывает.

Таким образом, показано, что при накачке в экситонное состояние возникает инверсия населенностей между двухэкситонным и биэкситонным состояниями, на переходе между которыми возможна генерация терагерцового излучения. Интенсивность волны терагерцового излучения экспоненциально растет с ростом интенсивности накачки.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ ГЕНЕРАЦИИ ТРЕТЬЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ В СЕТЧАТЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ

Охлопков К.И., Шорохов А.С.

Студент, аспирант

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

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

Оптическими метаматериалами называют искусственно созданные наноструктуры, которые обладают оптическими свойствами, обусловленными их геометрической структурой и не встречающимися в природе. Показано, что такие структуры могут быть использованы для создания так называемых суперлинз, которые позволяют преодолеть дифракционный предел разрешения обычной оптики [1].

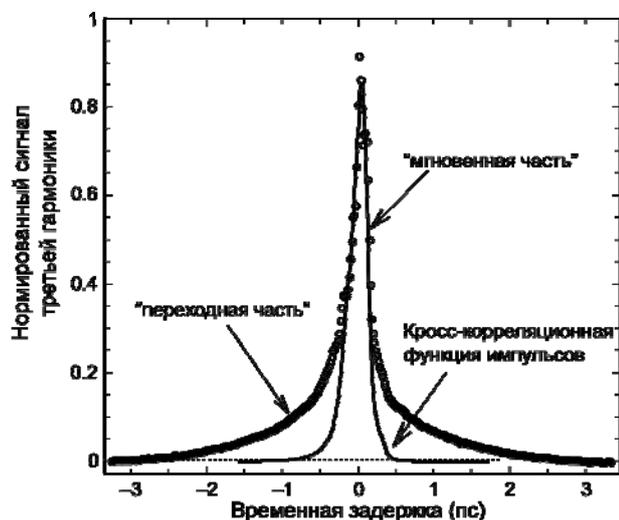


График зависимости нормированного сигнала третьей гармоники от времени задержки между импульсами

Несмотря на то, что линейно-оптические свойства метаматериалов уже достаточно подробно изучены, их нелинейно-оптические свойства изучены слабо [2,3]. В данной работе экспериментально исследуется фемтосекундная динамика нелинейно-оптических свойств метаматериалов. В качестве исследуемого образца использован сетчатый метаматериал с характерным периодом наноструктурирования 500 нм, представляющий собой в поперечном сечении трёхслойную структуру Au-MgO-Au толщинами 20-35-20 нм, соответственно. Для исследования временной динамики процессов генерации третьей гармоники в сетчатом метаматериале была собрана оптическая установка, основанная на методике «накачка-зонд» с использованием фемтосекундного лазера с длиной волны 1,56 мкм и длительностью импульса 180 фс. Лазерный луч

разбивался поляризационным светоделителем на 2 канала, в одном из которых была предусмотрена возможность изменять интенсивность и контролировать состояние поляризации с помощью полуволновой пластины и призмы Глана, а в другом – изменять оптическую длину хода при помощи механизированной линии задержки. После этого

лазерные лучи попадали через двухчастотный прерыватель на объектив, фокусирующий их на образец. Излучение генерации третьей гармоники детектировалось с помощью фотоэлектронного умножителя.

Основным экспериментальным результатом является зависимость нормированного сигнала третьей гармоники от временной задержки между импульсами, представленная на рисунке. Вклад в сигнал третьей гармоники для резонансного случая можно разделить на две составляющие. Первая составляющая, так называемая «мгновенная часть», повторяет форму кросс-корреляционной функции, полученной с помощью нелинейного кристалла бета-бората бария. Она описывает процессы когерентного волнового смешения и не является следствием фотоиндуцированных нестационарных процессов, протекающих в метаматериале. Вторая составляющая, так называемая «переходная часть», заметная на временах от 0,5 до 2 пс, может быть связана со сверхбыстрыми электрон-фононными релаксационными процессами в металлических частях метаматериала, на что указывают схожие времена релаксации из литературных данных для релаксационных процессов в металлических плёнках и наночастицах [4,5].

Литература

1. J.B. Pendry, Negative refraction makes a perfect lens// Phys. Rev. Lett.- 2000.- Vol. 85, p. 3966.
2. E. Kim, F. Wang, W. Wu, Z. Yu, Y.R. Shen, Nonlinear optical spectroscopy of photonic metamaterials// Phys. Rev. B- 2008.- Vol. 78, p.113102.
3. J.Reinhold, M.R. Scherbakov, A. Chipouline, V.I. Panov, C. Helgert, T. Paul, C. Rockstuhl, F. Lederer, E.-B. Kley, A. Tunnerman, A.A. Fedyanin, T. Pertsch, The contribution of the magnetic resonance to the third harmonic generation from a fishnet metamaterial// Phys. Rev. B- 2012.- Vol. 86, p. 115401.
4. C.-K. Sun, F. Vallee, L. Acioli, E.P. Ippen, J.G. Fujimoto, Femtosecond investigation of electron thermalization in gold// Phys. Rev. B- 1993.- Vol. 48, p. 12365.
5. N. Del Fatti, F. Vallee, Ultrafast optical nonlinear properties of metal nanoparticles// Appl. Phys. B- 2001.- Vol. 73, p. 383.

КВАНТОВАЯ ОПТИКА ДВУХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ В ПРИСУТСТВИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ НАНОСФЕРЫ

Пастухов Владимир Михайлович

Аспирант

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

E-mail: pastukhov@physics.msu.ru

В настоящее время одним из наиболее интересных направлений развития современной науки является изучение физических явлений на наноразмерных масштабах, вплоть до одиночных атомов и молекул. Наноплазмоника – одно из таких направлений, в котором изучаются явления, связанные с колебаниями электронов проводимости в металлических наноструктурах и наночастицах и взаимодействием этих колебаний со светом, атомами и молекулами, с целью создания сложных оптических наноустройств [1, 2].

Металлические наночастицы также называют наноантеннами, поскольку они, по аналогии с радиоантеннами, преобразуют дальнее электромагнитное поле в ближнее [1, 2]. Таким образом, наноантенны позволяют эффективно концентрировать энергию падающего излучения в нанометровой области и управлять процессами излучения квантовой системы, расположенной вблизи наночастицы [2].

Современные нанотехнологии позволяют синтезировать наночастицы практически произвольной формы и состава [1]. Металлическая сферическая наноантенна (мы полагаем, что наносфера сделана из серебра $\epsilon = -15.37 + i 0.231$; радиус $a = 20$ нм; длина волны падающего лазерного излучения $\lambda = 632.8$ нм) является простейшим примером наноантенны, для которой возможно аналитическое решение [3-5].

Квантовые свойства излучения атома (интенсивность и спектр резонансной флуоресценции, явление антигруппировки фотонов, сжатие излучения, статистика

флуоресцентных фотонов) зависят от величины и поляризации падающего электромагнитного поля, от скорости спонтанной релаксации атома, частоты перехода [6,7]. Ключевым является тот факт, что наноантенна существенно изменяет как величину и поляризацию локального поля вблизи своей поверхности, так и скорость релаксации атома и частоту перехода. Для изучения влияния наноантенны на квантовые свойства атома проведен расчет распределения величины и поляризации поля, создаваемого серебряной наносферой, помещенной в однородное внешнее поле, скорости спонтанной релаксации и частоты перехода атома в зависимости от его положения относительно наноантенны. Дипольный момент двухуровневого атома принимается сонаправленным с направлением вектора напряженности электромагнитного поля в данной точке [8].

Исследованы зависимости спектра резонансной флуоресценции, антигруппировки фотонов, сжатия излучения и статистики флуоресцентных фотонов от положения атома относительно наноантенны, отстройки падающего излучения от резонанса, ширины линии лазерного излучения [8].

Литература.

1. Palash Bharadwaj, Bradley Deutsch, and Lukas Novotny. "Optical Antennas". В: Adv. Opt. Photon. **13**, 438–483, (2009).
2. L. Novotny and N. van Hulst, Nat. Photonics **5**, 83 (2011).
3. V V Klimov, M Ducloy, and V S Letokhov. "Spontaneous emission of an atom in the presence of nanobodies". В: Quantum Electronics **31**, 569 (2001).
4. Климов В.В. Наноплазмоника. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2009.
5. Климов В.В. "Наноплазмоника" УФН 178 875–880 (2008)
6. H. J. Kimble and L. Mandel, Phys. Rev. **A13**, 2123 (1976).
7. B. R. Mollow, Phys. Rev. **178**, 1969 (1969).
8. Yu.V. Vladimirova, V.V. Klimov, V.M. Pastukhov, V.N. Zadkov, Phys. Rev. **A85**, 053408 (2012).

METHOD FOR THE SIMULTANEOUS CALCULATION OF RADIUS OF THE BEAM WAIST AND THE NONLINEAR ABSORPTION COEFFICIENT ACCORDING TO THE Z-SCAN

Gerasimenko Alexandr Yur'evich, Saveliev Mikhail Sergeyevich

*Senior researcher, candidate of physico-mathematical sciences; postgraduate
National Research University of Electronic Technology, Faculty of Electronics and Computer
Technology, Zelenograd, Russia
E-mail: sm-s88@mail.ru*

Development of laser technology has penetrated into all spheres of human activity, what has led to seeking for ways to reduce the harmful effects of high-power optical radiation on the eye and sensitive optical instruments.

The main demands for optical limiters are their low transmission at high intensity laser radiation. The material can be a variety of limiter nonlinear physical mechanisms: absorption, refraction, light scattering, etc. and combinations thereof.

Passing of pulsed light through a medium with nonlinear absorption $\mu(I)$ can be described with the equation of radiative transfer (ERT) [1]. In this paper we take into account the first two terms: $\mu(I) = \alpha + \beta I$, where the coefficients α (cm^{-1}) - linear and β ($\text{cm} \cdot \text{W}^{-1}$) - nonlinear absorption. The actually involved mechanisms of interaction of laser pulses with a nonlinear medium are not concretized when using the ERT, and the radial profile of the laser beam, the shape of the pulse in time and the thickness of the layer of material limiter can be taken into consideration.

The technique of Z-scan [2] was used for determination of the nonlinear characteristics. For this scheme, the beam radius $w(z)$ the displacement z sample relative to the beam waist: $w^2(z) = w_0^2 (z_0^2 + z^2) / z_0^2$, where $z_0 = \pi w_0^2 / \lambda$, λ - laser wavelength, and w_0 ($\text{cm} \cdot \text{GW}^{-1}$) - beam

radius at the waist. The sample is considered to be thin, if the condition $d \leq \pi w_0^2 / \lambda$ is satisfied, where d (cm) - width of the layer of the working substance.

Total energy output pulse (the result of Z-scan) at an arbitrary point z for a gaussian input laser pulse in space and time is

$$U(z, d) = U_0 \exp(-\alpha d) \text{Is}\left(2\beta U_0 [1 - \exp(-\alpha d)] / (\alpha \tau w^2(z) \pi^{3/2})\right). \quad (1)$$

where U_0 (μJ) - the total energy of the input pulse (in front of the lens), and the function $\text{Is}(x)$ was introduced:

$$\text{Is}(x) = \frac{2}{x\sqrt{\pi}} \int_0^{+\infty} \ln(1 + x \exp(-t^2)) dt. \quad (2)$$

The values of the function (2) can be tabulated with the help of the numerical integration and used as a known special function. The graph of $\text{Is}(x)$ is shown in fig. 1. According to the results of measurements (1) it is necessary to find the value β at any point z , for example, at $z=0$. Thus, if the value w_0 is determined not accurately, then the value β will be determined with an error.

We suggest to determine the two parameters w_0 and β at several points z , simultaneously, both for refining their values and for verifying the published data. The beam radius at the waist w_0 and nonlinear absorption coefficient β were simultaneously determined according to the Z-scan of all working substances. The results are shown in tab. 1.

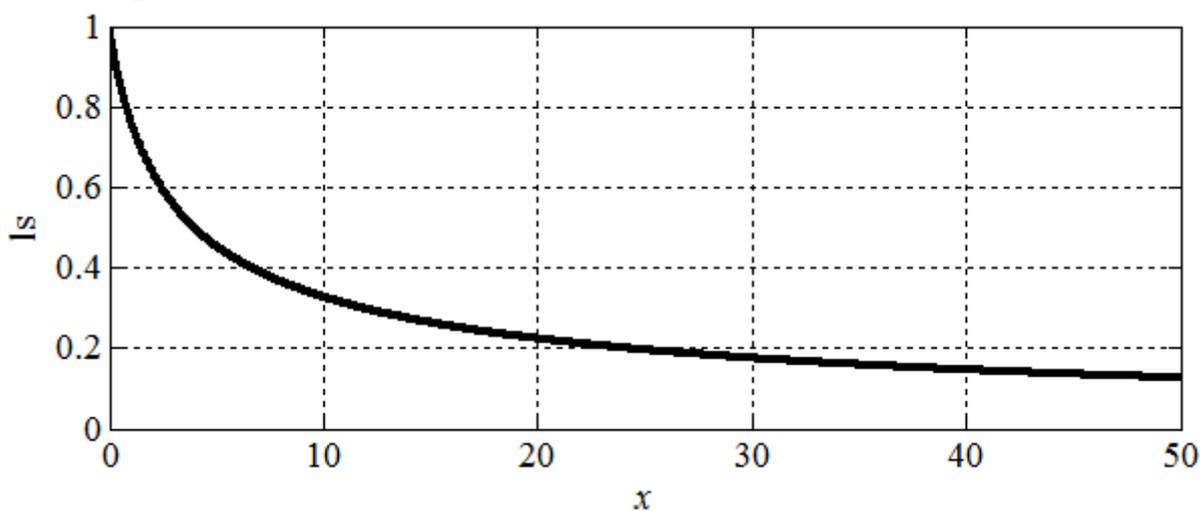


Fig. 1. The function $\text{Is}(x)$

Table 1 Calculation of the nonlinear absorption coefficient and the beam radius at the waist according to the results of Z-scan

№	Вещество	U_0	τ	d	α	w_0	β
1.	ZnSe	0,1	0,03	0,27	0,27	26	5,9
2.	Polyethylene oxide-MWNT in DMF	145	7	1	0,69	32	17,0
3.	Fullerene-graphene	7	5	0,1	2,87	21	132
4.		15				20	241
5.		25				21	259
6.		50				20	442
7.	Porphyrin-graphene	7	5	0,1	2,87	21	90
8.		15				21	117
9.		25				20	144
10.		50				20	214

Note: τ (ns) - duration of the output pulse.

Different values of received non-linear absorption coefficient correspond to different values of the input pulse energy for working substances based on graphene. This effect can be explained not only by the unreported process of radiation scattering, but by substantially non-linear dependence of the absorption coefficient on the intensity of the radiation for which it is not sufficient the approximation with two terms of the Taylor series expansion.

The study was supported by The Ministry of education and science of Russian Federation, project 14.132.21.1789.

References

1. Терещенко С.А., Подгаецкий В.М. Определение характеристик ограничителя интенсивности оптического излучения на основе нестационарного уравнения переноса излучения в нелинейной среде // Квантовая электроника. 2011. No. 1. С. 26-29.
2. Герасименко А.Ю., Савельев М.С. Исследование нелинейных характеристик полиметиновых, пирановых и дифталоцианиновых красителей методом Z-сканирования // Биомедицинская радиоэлектроника. 2013. No. 1. С. 81-82.

РЕЗОНАНСНАЯ ФЛЮОРЕСЦЕНЦИЯ ДВУХУРОВНЕВОЙ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ, РАСПОЛОЖЕННОЙ ВБЛИЗИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ВЫТЯНУТОГО НАНОСФЕРОИДА

Чубчев Евгений Дмитриевич

Студент

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

E-mail: chubchev.evgeniy@physics.msu.ru

Одним из наиболее интересных направлений современной физики является изучение явлений на наноразмерных масштабах, вплоть до отдельных атомов и молекул. Изучение оптических явлений, обусловленных откликом металлических наночастиц, составляет область наноплазмоники и представляет интерес благодаря возможности управления оптическим излучением на масштабах порядка длины волны [1,2].

Особенно интересно взаимодействие атомов и молекул с плазмонными наноструктурами. Было показано, что плазмонные наноструктуры работают не только как оптические антенны, позволяющие локализовать энергию падающего излучения, но и то, что такие частицы могут изменять время жизни возбуждённого состояния квантового излучателя, расположенного вблизи наночастицы [3].

Спектр резонансной флюоресценции атома вблизи наночастицы определяется изменёнными наночастицей падающим электромагнитным полем и временем жизни состояния атома. В случае сильного внешнего поля, когда частота Раби больше чем изменённая радиационная скорость распада, спектр резонансной флюоресценцией двухуровневой системы состоит из трёх линий, ширина и положение которых содержит новую ценную информацию об атоме и всей изучаемой системе. Следует отметить, что общая теория резонансной флюоресценции [5,6] может быть использована в этом случае.

В работе исследуется изменение спектра резонансной флюоресценции двухуровневого атома, расположенного вблизи плазмонной наночастицы, имеющей форму вытянутого сфероида, в зависимости от параметров сфероида, поляризации внешнего поля и расположения атома относительно наносфероида. Влияние наносфероида учитывается использованием эффективных значений частоты Раби и времён жизни в выражениях для спектра флюоресценции. Показано, что можно управлять спектром, меняя отношение полуосей сфероида и положение атома относительно наносфероида. Эти параметры определяют усиление поля и изменение времени жизни состояния атома, что приводит к изменению спектра флюоресценции (сдвиг частот сателлитов в триплете Моллоу, изменение ширины линий и спектральной интенсивности) по сравнению со спектром свободного атома.

При расчётах учитывается как радиационная, так и нерадиационная скорости распада. Показано, что на расстояниях меньше 5 нм от поверхности сфероида наблюдается тушение флуоресценции, выражающаяся в уширении и резком уменьшении интенсивности спектральных компонент. Следовательно, изменение параметров нерадиационного распада позволяет управлять переходом от резонансной флуоресценции к её тушению. Известно, что распределение полей вблизи сфероида имеют более сложную структуру, чем в случае наносферы. Изменение отношения полуосей наносфероида позволяет управлять интенсивностью флуоресценции.

Ссылки:

- 1.L.Novotny, B.Hecht. Principles of Nano-Optics. Cambridge University Press. 2006.
- 2.V. V. Klimov, Nanoplasmonics: Fundamentals and Applications (Pan Stanford, Singapore, 2012).
- 3.V.V. Klimov, M. Ducloy, V.S. Letokhov, European Physical Journal, D20 (2002)
- 4.Yu.V. Vladimirova, V.V. Klimov, V.M. Pastukhov, V.N.Zadkov, Phys. Rev. **A85**, 053408 (2012).
- 5.B. R. Mollow, Phys. Rev. 178, 1969 (1969).
- 6.H. J. Kimble and L. Mandel, Phys. Rev. A13, 2123 (1976).

Подсекция «Оптика»

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОРАЗМЕРНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОРОШКОВ YPO_4 , АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Er^{3+}

Антошкина С.А.¹, Рябочкина П.А.¹, В.М. Кяшкин¹, А.С. Ванецев²,
О. М. Гайтко²

Аспирант, доцент кафедры общей физики, доцент кафедры твердого тела, старший научный сотрудник, студентка.

¹Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, институт физики и химии, Саранск, Россия

²Институт общей и неорганической химии имени Н. С. Курнакова РАН, лаборатория химической синергетики, Москва, Россия

E-mail: anabel-2005@yandex.ru

Соединения, активированные редкоземельными (РЗ) ионами характеризуются люминесценцией в различных диапазонах спектра, что обуславливает их широкое применение во многих областях науки, техники и медицины. Несмотря на то, что эти материалы являются давно известными, изучение их физических свойств актуально и в настоящее время. Особый интерес для исследований представляют наноразмерные кристаллические материалы с РЗ ионами.

Соединения на основе ортофосфатов и ортованадатов иттрия, активированные РЗ ионами, характеризуются морфологической однородностью и одновременно эффективной люминесценцией в определенном диапазоне длин волн. Высокая интенсивность излучения и эксплуатационная стойкость позволяют использовать данные материалы в качестве кристаллофосфоров в оптических приборах, а сравнительно простые методы синтеза, высокая фотостабильность по сравнению с органическими соединениями делают возможным их использование в качестве биологических меток [1].

В настоящей работе приводятся результаты исследования наноразмерных кристаллических порошков $\text{YPO}_4:\text{Er}$ ($C_{\text{Er}}=5$ ат. %) с тетрагональной структурой (образец 1) и $\text{YPO}_4 \cdot 0,8\text{H}_2\text{O}:\text{Er}$ ($C_{\text{Er}}=5$ ат. %) с гексагональной структурой (образец 2). Для уточнения фазового состава синтезированных нанопорошков был проведен РФА. Анализ дифрактограмм для образцов 1 и 2, выполненный с помощью базы данных PDF2 1911, показал, что образец 1 соответствует фазе ортофосфата иттрия с тетрагональной структурой ксенотима, а образец 2 - гексагональной рабдофанитоподобной фазе состава $\text{YPO}_4 \cdot 0,8\text{H}_2\text{O}$.

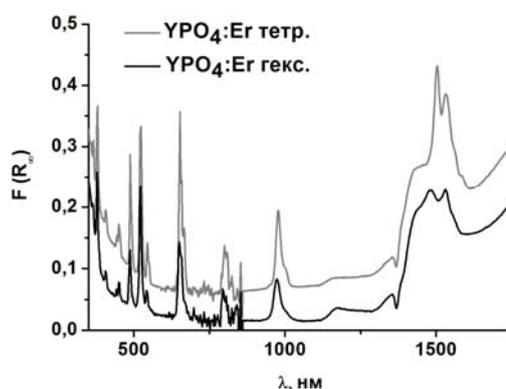


Рисунок 1 – Спектры отражения порошков $\text{YPO}_4:\text{Er}$: а) с тетрагональной кристаллической решеткой, б) с гексагональной кристаллической решеткой

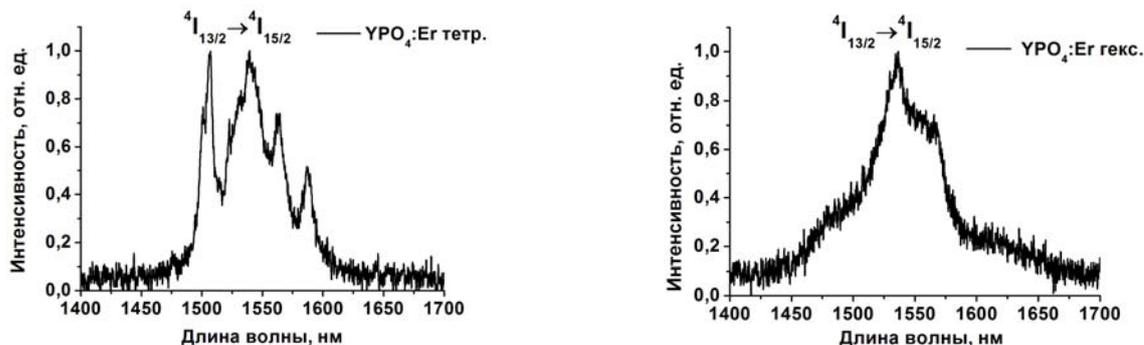
На рисунке 1 представлены спектры диффузного рассеяния образцов YPO_4 и $\text{YPO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}:\text{Er}$, преобразованные в соответствие с функцией Кубелки-Мунка:

$$F(R_\infty) = \frac{(1 - R_\infty)^2}{2R_\infty} = \frac{k}{S},$$

где k – коэффициент поглощения, S – коэффициент рассеяния, R_{∞} – относительное диффузное отражение образца, отнесенное к непоглощающему стандарту MgO.

В спектрах присутствуют линии поглощения, обусловленные переходами из основного состояния $^4I_{15/2}$ на возбужденные мультиплеты $^4I_{13/2}$, $^4I_{11/2}$, $^4I_{9/2}$, $^4F_{9/2}$, $^4S_{3/2}$, $^2H_{11/2}$, $^4F_{7/2}$, $^4F_{5/2}$, $^4F_{3/2}$, $^2H_{9/2}$, $^4G_{11/2}$ ионов Er^{3+} .

Для исследуемых образцов получены спектры люминесценции, обусловленные переходом $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ ионов Er^{3+} при их возбуждении на уровень $^4I_{11/2}$, для наноразмерных кристаллов $YPO_4:Er$ и $YPO_4 \cdot 0,8H_2O:Er$, соответственно. Спектры представлены на рисунке 2 (а,б).



а)

б)

Рисунок 2 – Спектр люминесценции порошков $YPO_4:Er$: а) с тетрагональной кристаллической решеткой, б) с гексагональной кристаллической решеткой

Литература

1. Casanova, D. et al. Counting the Number of Proteins Coupled to Single Nanoparticles// J. of the Am. Chem. Soc. 2007, V. 129, № 42, Pp. 12592-12593.

СИСТЕМА ПРОСТРАНСТВЕННОГО ФОТОМЕТРИРОВАНИЯ РАССЕЯННОГО БИОЛОГИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Вонсевич Константин Петрович

студент

Безуглая Наталья Васильевна

ассистент

*Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт»,
03056, Украина, Киев, проспект Победы, 37, корпус 1*

E-mail: myhkam@rambler.ru

Представление о характере рассеяния света биологическими объектами (БО) позволяет определять клинически важные показатели, сопряженные с изменением оптических свойств БО. Индикатриса одноактового рассеяния, моделируемая в численном эксперименте различными фазовыми функциями (в основном Penyeu-Greenstein), может быть получена путем аппроксимации индикатрисы многоактового рассеяния в рамках реального эксперимента, что может существенно снизить погрешности в определении оптических параметров различных БО. Проведенный авторами анализ существующих гонио- и гониоспектро- фотометрических средств не выявил реализованный механизм одновременной пространственной регистрации рассеянных БО световых потоков в широком телесном угле. Потому была предложена система (Безугла Н.В., 2012) параллельного пространственного фотометрирования рассеянного биологическими объектами излучения. Суть ее функционирования состоит в следующем. Коллимированный пучок оптического излучения падает на БО и, отражаясь от него в разных направлениях, попадает на n -е количество фотоприемников, размещенных на одинаковых расстояниях от БО. Равность расстояний обеспечивают посредством размещения фотоприемных устройств на двух полусферических поверхностях. Радиус полусфер зависит от предварительно определенного расстояния фотометрирования конкретной биологической структуры.

Эффективность предложенной системы напрямую зависит от типа и количества фотоприемных устройств, сочетанное использование которых на ограниченных сферических поверхностях сопряжено с рядом особенностей. В данной работе проанализированы наиболее приемлемые с функциональной точки зрения решения по выбору фотоприемных устройств.

Бесспорные преимущества фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), как то высокое усиление по фототоку, большой динамический диапазон при незначительном стабильном шуме, что немаловажно в биомедицинском приложении, тем не менее, не позволили авторам применить их в разрабатываемой системе, требующей использования большого количества ФЭУ. Это, прежде всего, объясняется необходимостью существенного охлаждения для уменьшения темнового тока, включения делителя напряжения для стабильного сообщения высокого потенциала каждому эмиттеру, а также использование стабилизированного высоковольтного источника питания (Ишанин Г.Г., 1991).

Возможность применения лавинных фотодиодов, которые обладают достаточным усилением фототока и максимальной чувствительностью фотокатода, а также высоким быстродействием, ограничена их относительно высокой стоимостью, вызванной, преимущественно, необходимостью повышения температурной чувствительности коэффициента умножения путем включения системы термостабилизации.

Наиболее рациональным вариантом для обозначенных авторами объектов исследования при многоэлементной фотометрии является построение измерительной системы на основе фотодиодов. Данный тип фотоприемников не имеет особых сложностей включения, но требует дальнейшего усиления выходного сигнала, что подразумевает наличие дополнительных операционных усилителей.

Конструктивное исполнение и небольшие размеры фотодиодов позволит увеличить количество принятых входных сигналов, что частично компенсирует их низкую интенсивность и позволит построить достаточно точную индикатрису распределения рассеянного БО света в пространстве.

Литература

1. Безугла Н.В., Чмир Ю.В., Кузьменко О.В., Безуглий М.О., Спосіб визначення фазової функції біологічних середовищ, Патент №75382 України, 2012.
2. Ишанин Г.Г., Панков Э.Д., Андреев А.Л., Польщиков Г.В. Источники и приемники излучения: Учебное пособие для студентов оптических специальностей вузов. СПб.: Политехника, 1991.

ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ РОДАМИНА 6Ж В МАТРИЦЕ ПОЛИВИНИЛОВОГО СПИРТА В ПРИСУТСТВИИ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА

Горлов Р.В.

Аспирант

*Калининградский государственный технический университет, Калининград, Россия,
vslezhkin@mail.ru*

Металлические наноматериалы привлекают значительное внимание в результате их уникальных физических и химических свойств [1-3]. Среди них наночастицы серебра обладают уникальными оптическими свойствами, обусловленными поверхностным плазмонным резонансом (ППР), который имеет практическое применение в наноплазмонике и нанофотонике. За последнее десятилетие много усилий было приложено к созданию синтетических методов подготовки металлических наноструктур с различными формами. Полученные наноструктуры используются для усиления флуоресценции красителей. В частности имеются сведения [4], что с увеличением количества наночастиц золота на поверхности кремнезема интенсивность спектра поглощения родамина 6Ж увеличивается более чем в 2 раза. В настоящей работе была поставлена задача получить гидрозоли серебра [5] с различными размерами наночастиц и исследовать их влияние на флуоресценцию молекул родамина 6Ж (Р6Ж) и эозина.

Синтез дисперсий серебра в водном растворе осуществлялся методом контролируемой одноструйной кристаллизации. Метод основан на восстановлении нитрата серебра восстановителем (он же стабилизатор) - цитратом натрия. В 250 мл дистиллированной воды растворяли 22,5 мг AgNO_3 . Раствор доводили до кипения при интенсивном перемешивании, после чего быстро по каплям добавляли 4,5 мл водного раствора цитрата натрия с концентрацией 1%, что соответствовало молярному соотношению $\text{AgNO}_3/\text{Na}_3\text{C}_6\text{H}_5\text{O}_7\cdot\text{H}_2\text{O}$, равному 1:1,029. Сразу после смешения реагентов раствор принимал желто-зеленую окраску. Поскольку частицы серебра получали при некотором избытке восстановителя, то можно считать, что все исходное серебро восстанавливается до металлического состояния.

Спектры поглощения гидрозолей серебра регистрировали на спектрофотометре СФ-2000, используя кюветы толщиной 10 мм; в луч сравнения помещали кювету с дистиллированной водой. Методом фотонной корреляционной спектроскопии были определены средние размеры и коэффициенты диффузии полученных частиц. Спектры флуоресценции исследовали на спектрофлуориметре «Флюорат-02-Панорама». Образцы располагали так, что световой поток был направлен к нормали поверхности под углом 45° . Возбуждение осуществлялось неполяризованным излучением ксеноновой лампы высокого давления монохроматора спектрофлуориметра.

На спектре поглощения, зарегистрированном через 1 ч после синтеза, имелся интенсивный пик плазмонного поглощения наночастиц серебра на $\lambda = 426$ нм с оптической плотностью $D = 1,94$. В процессе старения в течение 14 сут происходит незначительное изменение свойств гидрозоля: уменьшение оптической плотности до значения $D = 1,85$, вследствие некоторого оседания частиц, и смещение пика плазмонного резонанса в область больших длин волн, который соответствовал $\lambda = 433$ нм. Как известно, положение максимума плазмонного резонанса зависит от окружающей среды и размера частиц. В нашем случае средний размер частиц серебра составлял 35 нм. Типичные спектры флуоресценции представлены на рис. 1 и 2, из которых следует, что наибольшая интенсивность наблюдается при наличии наночастиц серебра в матрице поливинилового спирта (ПВС).

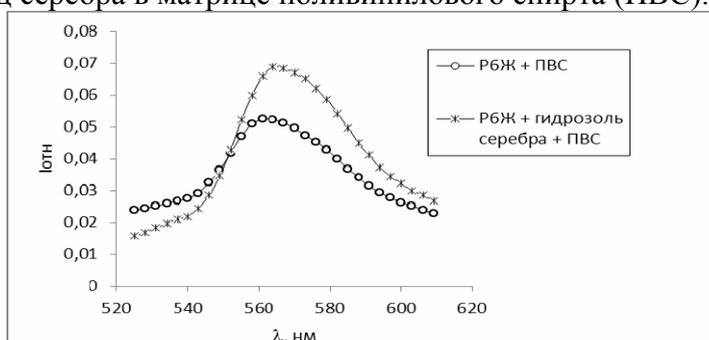


Рис.1 Спектры флуоресценции молекул родамина 6Ж ($C = 1,5 \cdot 10^{-3}$ М) в пленке ПВС на гладком стекле; толщина слоя ПВС 100 мкм, длина волны возбуждения 400 нм.

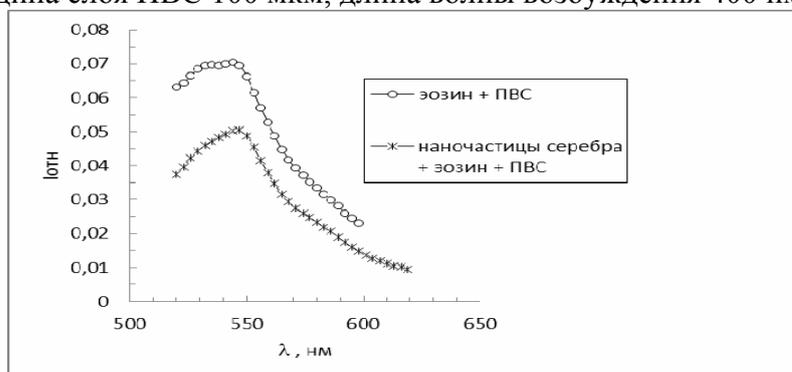


Рис.2 Спектры флуоресценции молекул эозина ($C = 0,75 \cdot 10^{-3}$ М) в пленке ПВС на гладком стекле; толщина слоя ПВС 100 мкм, длина волны возбуждения 450 нм.

Таким образом, синтезированный коллоидный раствор наночастиц серебра в воде, обладающий устойчивостью, позволяет наблюдать плазмонный резонанс, т.е. возникновение специфической полосы поглощения раствора обусловленной малостью размера частиц на двух длинах волн и $\lambda=433$ нм. Наличие в матрице поливинилового спирта красителей родамина 6Ж и эозина в присутствии наночастиц серебра приводит к усилению флуоресценции молекул красителей примерно на 40%.

Литература

1. Климов В.В. Наноплазмоника.- М.: Физматлит. - 2010.- С.480.
2. Нанонаука и нанотехнологии. Энциклопедия систем жизнеобеспечения /Редактор Е.Е. Демидова//М.,Изд-во "МАГИСТР-ПРЕСС".-2009.-992 с.
3. Durr M. Adsorption /-desorption-limited diffusion of porphyrin molecules in nano-porous TiO₂ networks / M. Durr, M. Obermaier, A. Yasuda, G. Nelles // Chem. Phys. Lett. 2009. 467. № 4, P.358-360.
4. Муха Ю.П., Еременко А.М., Смирнова Н.П., и др.. Усиление поглощения и флуоресценции молекул родамина 6Ж вблизи наночастиц золота в матрице SiO₂ // Химия, физика и технология поверхности. 2011. 2(3). С. 284–288.
5. Брюханов В.В., Тихомирова Н.С., Горлов Р.В., Слежкин В.А. Взаимодействие поверхностных плазмонов наночастиц серебра на силихроме с электронно-возбужденными адсорбатами молекул родамина 6Ж // Известия КГТУ. - 2011. - № 23. - С.11-17.

ЭФФЕКТ ТИНДАЛЯ И ЕГО ПРИЛОЖЕНИЕ К ДИСКРИМИНАЦИИ ИСТИННЫХ И КОЛЛОИДНЫХ РАСТВОРОВ

Деренко В.Н.

Студент

Воронежский государственный университет, физический факультет, г. Воронеж

VioLetta213@mail.ru

Предмет исследования: условия реализации эффекта Тиндаля в коллоидных растворах.

Актуальность: необходимость систематического исследования факторов, влияющих на прохождение света через коллоидный раствор, для дискриминации коллоидных растворов.

Гипотеза: если эффект Тиндаля обусловлен дифракцией света на элементах структурной неоднородности среды, то должна наблюдаться зависимость условий его реализации от некоторых факторов.

Цель: исследование факторов, определяющих прохождение видимого света через коллоидный раствор.

Задачи:

1. Исследование влияния частоты проходящего света, размера и концентрации частиц на реализацию эффекта Тиндаля.
2. Сравнительное исследование золь с различного рода наночастицами, прохождения света через среды со смесями частиц.

Выводы:

1. Для коллоидных систем наиболее характерны рассеяние и абсорбция света.
2. Изучая оптические свойства коллоидных систем, можно установить размер, форму и строение наночастиц.
3. При равных условиях сильнее рассеивается свет большей частоты.
4. Для частиц данного размера интенсивность рассеянного света прямо пропорциональна концентрации золя.
5. При боковом освещении белым светом бесцветные коллоидные системы обнаруживают синеватую окраску, в проходящем свете - красноватый цвет.
6. Дискриминацию золь и истинных растворов можно провести, наблюдая эффект Тиндаля.
7. Существует порог рассеяния по Тиндалю.

8. При падении луча света на дисперсную систему могут наблюдаться следующие явления:

- прохождение света через систему;
- преломление света частицами дисперсной фазы;
- отражение света частицами дисперсной фазы;
- рассеяние света (это явление проявляется в виде опалесценции);
- абсорбция (поглощение) света дисперсной фазой с превращением световой энергии в тепловую.

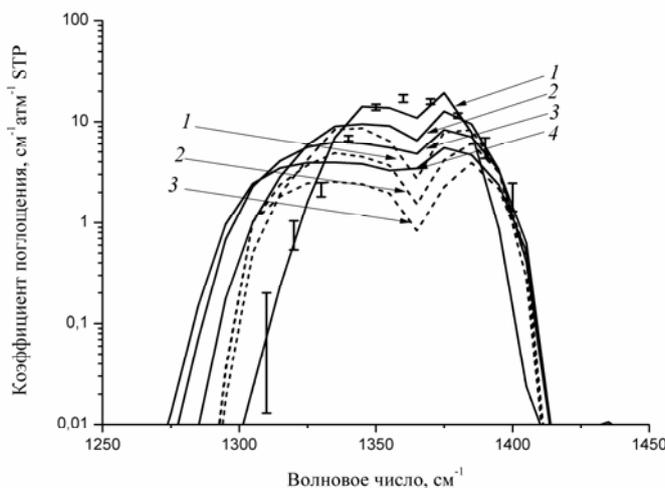
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ СПЕКТР ПОГЛОЩЕНИЯ МОЛЕКУЛЫ SO₂ В ОБЛАСТИ 7.3 МКМ

Егоров Олег Викторович

студент

*Национальный исследовательский Томский государственный университет, радиофизический факультет, Томск, Россия
E-mail: egorovolegv@mail.ru*

В настоящее время актуальным является разработка методов бесконтактного контроля процессов техногенного и природного характера, протекание которых сопровождается выделением нагретых газовых потоков. Реализация этой методики на основе дистанционного зондирования предполагает использование спектроскопических данных по газам, входящих в состав таких потоков. Параметры спектральных линий (ПСЛ), содержащиеся в известных базах данных [3,4,5,6], могут быть использованы, за исключением [6], для расчета по прямой



методике (line-by-line) спектральных характеристик, достоверных только при нормальных температурах. В свою очередь, получение соответствующих характеристик при высоких температурах основано на знании ПСЛ «горячих» переходов, населенности энергетических уровней которых несущественны при нормальных условиях. Отсутствие в [6] ПСЛ таких газов как H₂S, SO₂ и NO₂, являющихся типичными загрязнителями атмосферы и присутствующих в выхлопах двигателей внешнего и внутреннего сгорания, свидетельствует о

необходимости их нахождения для решения указанных задач. В данной работе представлены результаты расчета ПСЛ SO₂ в области полосы с максимальным поглощением - ν_3 (7.3 мкм), которая, несмотря на локализацию на границе окна прозрачности атмосферы 8-12 мкм, является перспективной для зондирования в ИК диапазоне.

Расчет уровней энергии молекулы SO₂, относящейся к классу асимметричных волчков, осуществлялся с помощью численной диагонализации матрицы эффективного колебательно-вращательного гамильтониана [1], эмпирические параметры которого брались из доступных экспериментальных работ. Значение интенсивности линий определялось как произведение величины интегральной интенсивности полосы ν_3 на силу линии, пропорциональной вероятности перехода между уровнями вращательной энергии.

На рисунке представлена спектральная зависимость коэффициента поглощения SO₂ для секвенции полос с $\Delta\nu_3=1$, рассчитанная по модели S/D с шагом 10 см⁻¹. Непрерывные кривые — расчет в данной работе: 1 — T = 300° K, 2 — T = 600° K, 3 — T = 900° K, 4 — T = 1200° K; пунктирные кривые — расчет с использованием ПСЛ БД HITRAN [5] 1 — T = 600° K, 2 — T = 900° K, 3 — T = 1200° K; вертикальные линии — эксперимент при T = 300° K [2]. Из

полученных результатов следует, что теоретическая зависимость при $T = 300^\circ \text{K}$ попадает в доверительные интервалы экспериментальных значений. Наблюдаемое возрастание поглощения в крыльях полосы является теоретически правильным, так как связано с увеличением населенности высоковозбужденных уровней энергии при высоких температурах, что повышает вероятности переходов между ними и как следствие величину соответствующей им интенсивности линии.

Таким образом, из сравнения результатов расчета коэффициента поглощения SO_2 в области полосы ν_3 с использованием ПСЛ низкотемпературной БД HITRAN со значениями, полученными в данной работе, следует, что «горячие» переходы дают существенный вклад в его величину при высоких температурах.

Литература

1. Быков А.Д., Макушкин Ю.С., Улеников О.Г. Колебательно-вращательная спектроскопия водяного пара. Новосибирск: Наука. 1989, 296 с.
2. Chan S.H., Tien C.L. Infrared Radiation Properties of Sulfur Dioxide // Journal of Heat Transfer. 1971. V. 93. P. 172-178.
3. Jacquinet-Husson N., Crepeau L., Armante R., et al. The 2009 edition of the GEISA spectroscopic database // JQSRT. 2011, V 112. p. 2395-2445.
4. Pickett H.M., Poynter R.L., Cohen E.A., et al. Submillimeter, Millimeter, and Microwave Spectral Line Catalog // JQSRT. 1998, V 60. p. 883-890.
5. Rothman L.S., Gordon I.E., Barbe A., et al. The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database // JQSRT. 2009, V 110. p. 533-572.
6. Rothman L.S., Gordon I.E., Barbe A., et al. HITRAN, the high-temperature molecular spectroscopic database // JQSRT. 2010, V 111. p. 2139-2150.

ТОЧЕЧНАЯ ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МИКРОЧИП-ЛАЗЕРА YAG:Nd С ПАССИВНЫМ ЗАТВОРОМ.

Кийко В.В., Кондратьев В.А.

Аспирант

*Учреждение Российской Академии наук Институт общей физики
им. А.М.Прохорова РАН (ИОФРАН), Москва, Россия*

E-mail: vladkondr-88@mail.ru

Микрочип лазеры с пассивной модуляцией добротности широко применяются в качестве компактных источников когерентного излучения высокой пиковой мощности. Микрочип-лазер представляет собой активный элемент YAG:Nd^{3+} диффузно-соединенный с пассивным затвором YAG:Cr^{4+} . Входное и выходное зеркала нанесены на торцевые грани активного элемента и затвора, соответственно [2].

Цель представленных исследований – разработка математической модели микрочип-лазера с пассивным затвором, в рамках которой в излучении генерации учитывается спонтанное излучение, которое распространяется вдоль оптической оси резонатора и после кругового обхода резонатора суммируется с когерентным излучением. Это позволяет достаточно точно рассчитывать время выхода в генерацию и учесть ослабление коэффициента усиления среды за счет спонтанного излучения. В работе представлены результаты теоретических расчетов и экспериментальных исследований микрочип-лазера с пассивным затвором с мощностью излучения генерации 50 мВт и частотой следования импульсов ~ 100 Гц.

Основные характеристики излучения микрочип-лазера рассчитывались на основе полученной системы из трех дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dI}{dt} = (k_{aэ} - \beta_{aэ} - \beta_{вых} - \beta_{дифр} - \beta_{юст} - \frac{L_{ПЗ}}{L_{aэ}} \beta_{ПЗ} - \frac{L_{ПЗ}}{L_{aэ}} \kappa_{ПЗ}) \cdot V \cdot I + \frac{Q_{нас}^{aэ} \cdot (k_{aэ} + \chi) \cdot V}{\tau_{21}} \cdot \mu \\ \frac{dk_{aэ}}{dt} = -\frac{I \cdot k_{aэ}}{Q_{нас}^{aэ}} + (\chi - k_{aэ}) \cdot W_p - \frac{k_{aэ} + \chi}{\tau_{21}} \\ \frac{dk_{ПЗ}}{dt} = -\frac{I \cdot k_{ПЗ}}{Q_{нас}^{ПЗ}} + \frac{\chi_{ПЗ} - k_{ПЗ}}{\tau_{жс}} \end{cases} \quad (1)$$

где: I – плотность мощности генерируемого излучения; $k_{aэ}$ – коэффициент усиления активного элемента (АЭ); $\beta_{aэ}$ – пассивные потери, связанные с поглощением в АЭ; $\beta_{вых}$ – прозрачность по мощности выходного зеркала; $\beta_{дифр}$ – резонаторные дифракционные потери излучения; $\beta_{юст}$ – потери; вследствие разъюстировки оптических элементов резонатора; $\beta_{ПЗ}$ – потери в пассивном затворе (ПЗ); $L_{ПЗ}$ – длина ПЗ; $L_{aэ}$ – длина АЭ; $\kappa_{ПЗ}$ – коэффициент поглощения ПЗ; V – скорость света в среде; $Q_{нас}^{aэ}$ – плотность энергии насыщения АЭ; χ – предельный коэффициент усиления АЭ; τ_{21} – время жизни рабочего перехода; μ – коэффициент учитывающий вклад спонтанного излучения в лазерное, $\mu \approx \frac{a^2}{8L_{aэ}^2}$; W_p – скорость накачки,

$$W_p = \left(P \cdot (T_p \cdot (1 - e^{-B_p \cdot C \cdot L_{aэ}}) + (1 + R_p \cdot e^{-B_p \cdot C \cdot L_{aэ}})) \cdot \frac{\lambda_p}{\lambda_g} \cdot N_q \right) / \left(Q_{нас}^{aэ} \cdot S_{aэ} \cdot L_{aэ} \cdot \chi \right); \quad (2)$$

P – мощность накачки; T_p – коэффициент пропускания излучения накачки входной гранью АЭ; B_p – сечение перехода для излучения накачки; C – концентрация активатора; λ_p – длина волны излучения накачки; λ_g – длина волны излучения, генерируемого микрочип-лазером; N_q – квантовая эффективность; $S_{aэ}$ – площадь сечения пятна накачки на входной грани АЭ; $Q_{нас}^{ПЗ}$ – плотность энергии насыщения поглощения ПЗ; $\chi_{ПЗ}$ – начальный по мощности коэффициент пропускания ПЗ; $\tau_{жс}^{ПЗ}$ – время жизни верхнего уровня ПЗ.

Первое уравнение системы (1) описывает динамику мощности выходного излучения микрочип-лазера; второе и третье – динамику коэффициента усиления активной среды и коэффициента поглощения ПЗ, соответственно. В отличие от модели, рассмотренной в работе [1], представленные соотношения учитывают спонтанное излучение АЭ (последние слагаемые в первом и втором уравнениях), возникающее вследствие спонтанных переходов с метастабильного уровня на основной. Коэффициент μ учитывает часть спонтанного излучения, которая распространяется вдоль оптической оси резонатора и после кругового обхода резонатора суммируется с когерентным излучением. Для подтверждения результатов теоретических расчетов было проведено экспериментальное исследование (рис.1-2).

Из анализа рис.1 следует, что время задержки генерации и период следования импульсов уменьшаются с увеличением мощности накачки. Объясняется это тем, что время достижения порогового коэффициента усиления обратно пропорционально P (второе уравнение системы (1)). В тоже время, зависимость длительность импульсов генерации (рис.2) от мощности накачки выражена заметно слабее.

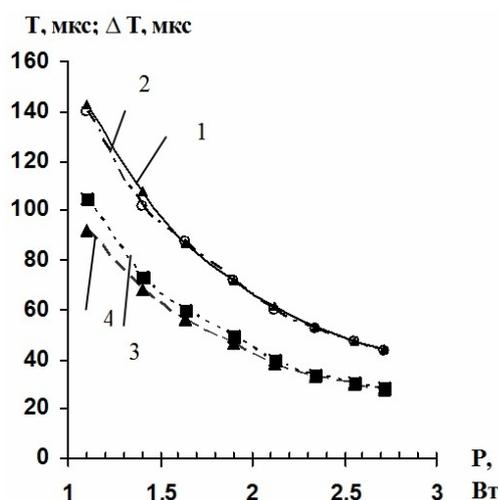


Рис.1. Задержка начала генерации $T(1,2)$ и зависимость периода следования генерации $\Delta T(3,4)$ от мощности накачки (1, 4 – экспериментальные данные; 2, 3 – расчетные данные)

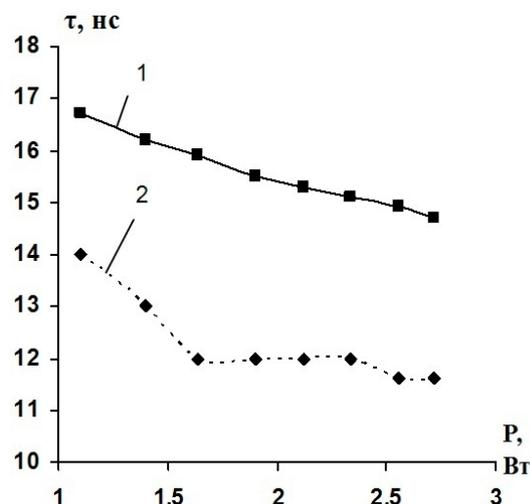


Рис.2. Зависимость длительности импульса τ от мощности накачки (1 – расчетные данные, 2 – экспериментальные данные).

При исследовании формы импульса на его заднем фронте были зарегистрированы осцилляции, которые не возникали при численном моделировании. Осцилляции не исчезали при изменении мощности и поперечного сечения пучка накачки. Возможные причины этих осцилляций – многомодовый характер генерации (число Френеля для резонатора ≈ 4), не учитываемый моделью (1). Результаты расчетов в рамках представленной модели микроциплазера находятся в хорошем согласии с результатами экспериментальных исследований, однако, данная модель требует уточнений учитывающих многомодовый характер излучения.

Литература

1. Гречин С.Г., Рождествин В.Н., Созинов Б.Л. и др. Усиление и генерация импульсного излучения в твердотельных лазерах. 145 с.
2. О.Звелто. Принципы лазеров: Лань, 2008, 720 с.

ФОТОННО-СИЛОВАЯ МИКРОСКОПИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ВОЛНОВОДНОЙ МОДЫ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

Любин Евгений Валерьевич

аспирант

Соболева Ирина Владимировна

ассистент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

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

Фотонно-силовая микроскопия – это методика измерения сил с помощью оптического пинцета. Принцип работы оптического пинцета основан на возможности создания оптической ловушки вблизи перетяжки жестко сфокусированного лазерного луча для микрообъектов, чей показатель преломления выше, чем у среды [1]. В случае смещений захваченной частицы из центра ловушки на эту частицу действует возвращающая сила, поэтому систему из оптической ловушки и захваченной в нее частицы можно использовать как динамометр на микромасштабах. Высокая чувствительность фотонно-силовой микроскопии позволяет применять данную методику для изучения характеристик электромагнитного поля. Например, этим способом измерены силы, действующие со стороны экспоненциально затухающей компоненты электромагнитного поля вблизи границы

раздела двух диэлектрических сред, на которой лазерное излучение испытывает полное внутреннее отражение [4], а также силы, действующие со стороны электромагнитного поля поверхностного плазмон-поляритона [3]. Измерение сил в обоих случаях позволило определить степень локализации поля вблизи поверхностей. Поверхностные электромагнитные волны и волноводные моды фотонного кристалла также могут обладать существенной локализацией электромагнитного поля вблизи поверхности фотонного кристалла [2], в результате чего они будут воздействовать на расположенную вблизи фотонного кристалла частицу с отличным от среды показателем преломления.

В данной работе проведена фотонно-силовая микроскопия волноводной моды одномерного фотонного кристалла. В качестве фотонного кристалла использовалась структура, состоящая из 11 пар слоев ZrO_2 и SiO_2 с показателями преломления 1,95 и 1,46, полученная методом послойного термического напыления на стеклянную подложку с показателем преломления 1,53. Толщина одной пары слоев составляет 225 нм. Для возбуждения волноводной моды используется метод нарушенного полного внутреннего отражения в геометрии Кречманна. Оптический контакт подложки и стеклянной призмы достигается с помощью иммерсионной жидкости. В частотно-угловых спектрах коэффициента отражения фотонного кристалла в геометрии Кречманна наблюдается минимум, соответствующий возбуждению волноводной моды, при угле падения 74° ТЕ-поляризованного излучения лазера с длиной волны 532 нм из подложки на фотонный кристалл.

Для создания оптической ловушки использовалось излучение инфракрасного лазера с длиной волны 980 нм. Излучение фокусировалось высоко-апертурным иммерсионным объективом в герметичную ячейку, образованную покровным стеклом и образцом фотонного кристалла. В ячейку помещалась суспензия полистироловых флуоресцентных пробных частиц диаметром 1 мкм. Мощность лазерного излучения в ловушке составляла от 1 до 2 мВт. Визуализация микрообъекта в оптической ловушке и волноводной моды осуществлялась с помощью видеокамеры. Волноводная мода фотонного кристалла возбуждалась излучением Nd:АИГ-лазера с длиной волны 532 нм и интенсивностью 1 кВт/см^2 . Рассеянное частицами излучение инфракрасного лазера регистрировалось с помощью квадрантного фотодиода, сигнал с которого пропорционален смещению захваченной микрочастицы. Это позволило определять смещение частицы из ловушки с нанометровой точностью, а силу – с фемтоньютонной.

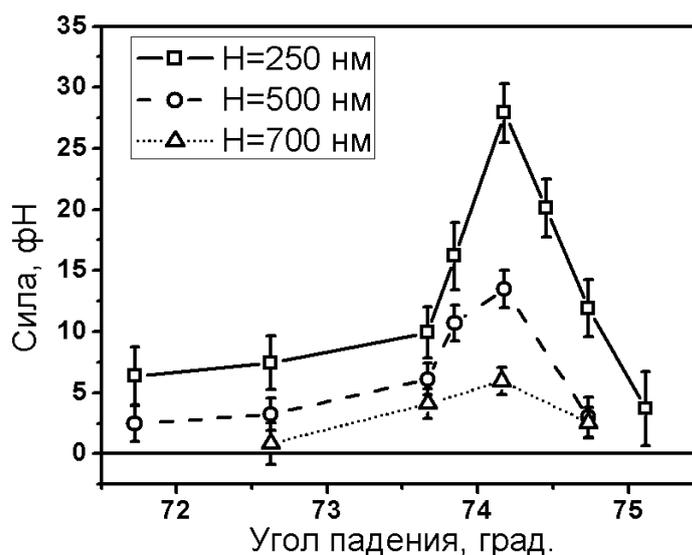


Рис.1. Угловая зависимость силы, действующей на пробную частицу со стороны электромагнитного поля волноводной моды фотонного кристалла. Квадратные точки на графике соответствуют расположению частицы на расстоянии 0,25 мкм от поверхности фотонного кристалла, круглые – 0,5 мкм, треугольные – 0,7 мкм.

Экспериментальные результаты по измерению силы, действующей на частицу со стороны электромагнитного поля волноводной моды фотонного кристалла, показаны на рисунке. Сила, действующая на пробную частицу диаметром 1 мкм, возрастает вблизи резонанса возбуждения волноводной моды фотонного кристалла. Серия измерений показывает, что при приближении пробной частицы к поверхности фотонного кристалла сила также увеличивается, и в случае расположения частицы на расстоянии 0,25 мкм от фотонного кристалла достигает величины около 0,03 пН.

Литература

1. Ashkin, A. Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure // Physical Review Letters. 1970, V. 24(4). pp. 156-159.
2. Robertson, W.M., May, M.S., Surface Electromagnetic Wave Excitation on One-Dimensional Photonic Band-Gap Arrays // Applied Physics Letters. 1999, V. 74(13). pp. 1800–1802.
3. Volpe, G., Quidant, R., Badenes, G. and Petrov, D. Surface Plasmon Radiation Forces // Physical Review Letters. 2006, V. 96. p. 238101.
4. Wada, K., Sasaki, K. and Masuhara, H. Optical Measurement of Interaction Potentials between a Single Microparticle and an Evanescent Field // Applied Physics Letters. 2000, V. 76(20). pp. 2815–2817.

ОБРАБОТКА ВИДЕОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Молодыко Руслан Александрович

студент

Попов Роман Яковлевич

студент

*Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт»,
03056, Украина, Киев, проспект Победы, 37, корпус 1
E-mail: molodyko13@gmail.com*

Одним из наиболее простых и точных методов регистрации пространственного распределения оптического излучения является видеофотометрия (Кирилловский, 2008). В зависимости от области применения используют тот или иной тип камер. Так КМОП (CMOS) камеры имеют большее количество функций на одном кристалле, что существенно уменьшает габариты регистрирующей системы. В биомедицинских исследованиях, где качество изображения играет большую роль, используют ПЗС (CCD) камеры, с помощью которых можно добиться более качественного изображения по шумам и квантовой эффективности.

Камеры (датчики) регистрируют уровень освещенности данного изображения и могут оцифровывать его и переводить в эквивалентный ему уровень серого. Для определения точной зависимости между степенью освещенности и уровнем серого (калибровки камеры) используют устройство, для которого известен закон ослабления светового потока (фотометрический клин). Используют множество видов фотометрических клиньев и способов их получения, основными среди которых являются следующие:

1) клин, состоящий из двух поляризованных пластин, которые можно поворачивать друг относительно друга на определенный угол. Меняя угол поворота пластины, по закону Малюса меняется интенсивность светового потока;

2) клин в виде двух треугольных призм, одна из которых используется именно для ослабления светового потока, а вторая – для компенсации отклонения лучей;

3) плоскопараллельная пластина или просто пленка с изменяющейся по определенному закону степенью затемнения;

4) дифракционный метод, в основе которого лежит прохождение направленного пучка лазера через микроотверстие на детекторной матрице. В зависимости от размеров отверстия, можно менять уровень интенсивности светового потока.

В данной работе для калибровки видеофотометрических камер (видео-окуляров DCM-500 и DCM-35) применялся метод, основанный на законе Малюса.

Компьютерная обработка изображений предполагает обработку цифровых изображений с помощью компьютеров или специализированных устройств, построенных на цифровых сигнальных процессорах. При этом под обработкой изображений может пониматься не только улучшение зрительного восприятия изображений, но и классификация объектов, выполняемая при анализе изображений.

Компьютерная обработка изображений возможна после преобразования сигнала изображения из непрерывной формы в цифровую форму. Эффективность обработки зависит от адекватности модели, описывающей изображение, необходимой для разработки алгоритмов обработки. При этом необходимо учитывать влияние передающей и приемной систем и канала связи на сигнал изображения.

Цветовые характеристики несут информацию об отражательных свойствах объекта. Различие отражательной способности объекта в разных участках спектрального диапазона обеспечивает возможность извлечения важной диагностической информации об объекте. Понятие цвета базируется на восприятии глазами человека электромагнитных волн в определенном диапазоне частот. Основными цветовыми моделями, согласно В.Т. Фисенко (2008) являются: цветовая модель RGB и цветовая система CIE XYZ.

В данной работе авторами реализован метод преобразования изображения в бинарный текстовый файл, содержащий информацию о цвете каждого пикселя в системе цветов RGB. Полученная информация о цвете посредством программной реализации математического аппарата «RGB куб» преобразуется в уровень серого, на основании которого с использованием графического редактора или САПР (например, Mathcad) строится пространственная зависимость для последующего анализа распределения уровня серого в изображении. Также разработанная программа может производить простейшие арифметические операции с несколькими графиками, которые характеризуют различные стадии проведенного эксперимента, например вычитание при относительных измерениях.

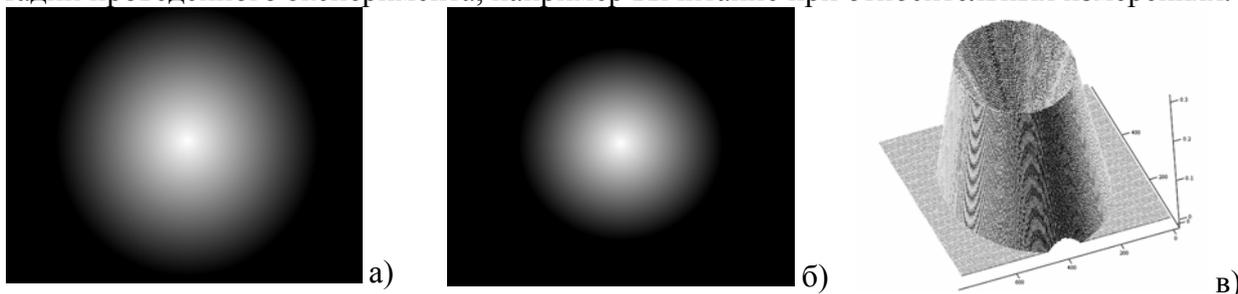


Рисунок 2. Пример функции вычитания: а) фотография высокого уровня серого; б) фотография низкого уровня серого; в) результат вычитания

Представленный механизм обработки видеометрических изображений и разработанное на его основе программное обеспечение применялось при определении шероховатости металлических поверхностей и определении оптических свойств биологических тканей методом зеркальных фотометрических эллипсоидов вращения, разработанным М.А. Безуглым (2012).

Авторы выражают признательность доценту, к.т.н. Безуглому М.А. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. В.К. Кирилловский, Ле Зуи Туан. Оптические измерения. Часть 6. Инновационные направления в оптических измерениях и исследованиях оптических систем, СПб, ГУ ИТМО, 2008.- 131 с.
2. Компьютерная обработка и распознавание изображений: учеб. пособие / [В.Т. Фисенко, Т.Ю. Фисенко]. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2008. – 192 с.
3. М. А. Безуглый, А. В. Ярыч, Д. В. Ботвиновский, О возможности применения зеркального эллипсоида вращения для определения оптических свойств биологических тканей // Оптика и спектроскопия, 2012, том. 113, №. 1, с. 104–110.

LUMINESCENT PROPERTIES OF $\text{Ca}_{0.1}\text{Ba}_{0.9}\text{Ga}_2\text{S}_4$ COMPOUNDS ACTIVATED BY EU AND CE RARE-EARTH ELEMENTS.

Nagiyev Tural

Phd student

Azerbaijan National Academy of Sciences

Institute of Physics

Email: tural@nagiyev.net

Compounds activated by 4f elements in the system M–Ga–S(Se) can be an active medium for semiconductor lasers, luminescent lamps, screens for color displays and other information display systems [1–5]. These semiconductors have a bandgap width of 3.0–4.4 eV, and efficiently convert the energy of an electric field, x-radiation, and UV radiation and also electron beams to visible light. The excitation spectrum of these compounds spans the region from the vacuum ultraviolet to 500 nm.

On this work we were partially replaced Ba atoms by Ca atoms, have been synthesis $\text{Ca}_{0.1}\text{Ba}_{0.9}\text{Ga}_2\text{S}_4$ fourfold combination with doped Eu and Ce on 77÷300K temperature range.

As a result of this combination of compounds with different colors emission diodes possible to get light sources in different colors, for example white, red, green etc. Taking into account developed synthesis technology for the combination and it's possible to control process turn of light to light by exciting with different light waves of this sample.

Compounds synthesized in the M–Ga–S(Se) system can be combined into a group with general formula $\text{II}_n\text{–III}_2\text{–VI}_m$, where $n = 1, 2, 3, 4, 5$; $m = n + 3$; II are divalent cations of Eu, Yb, Sm, Ca, Ga, Ba, Sr; III are trivalent cations of Al, Ga, In; VI are chalcogens S and Se [1–4].

The compounds $\text{Ca}_{0.1}\text{Ba}_{0.9}\text{Ga}_2\text{S}_4$: Eu, Ce were synthesized from the binary compounds BaS, CaS and Ga_2S_3 by a solid-phase reaction in graphitized ampuls pumped out to 10^{-4} torr. The activators Ce^{3+} and Eu^{2+} , in the form of CeF_3 and EuF_3 , were added to the mix before synthesis. The synthesis was carried out at 1000°C in a single-zone furnace for 2 h. After synthesis, annealing was carried out for 4 h at 800°C . The luminescence properties was studied in the temperature range 77÷300 K.

The excitation and emission spectra of the $\text{Ca}_{0.1}\text{Ba}_{0.9}\text{Ga}_2\text{S}_4$: Eu, Ce crystal are shown in fig. 1.

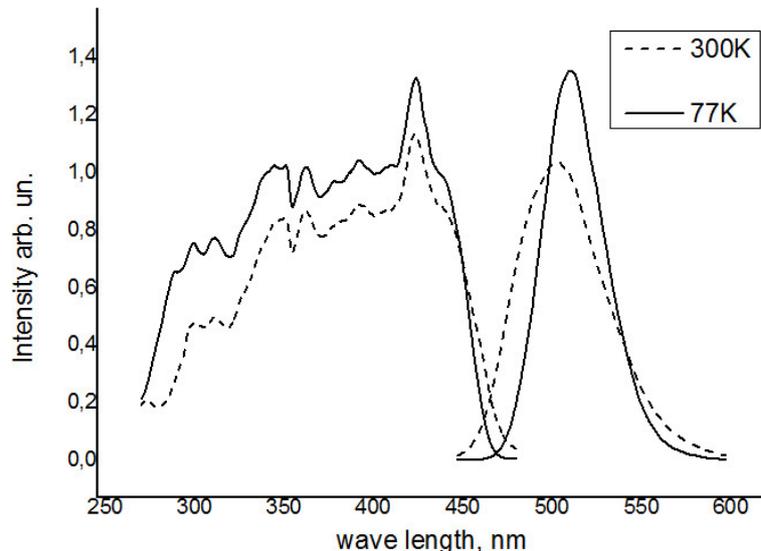


Fig.1 Excitation and emission spectra of the $\text{Ca}_{0.1}\text{Ba}_{0.9}\text{Ga}_2\text{S}_4$: Eu, Ce crystal.

The excitation and emission spectra of the $\text{Ca}_{0.1}\text{Ba}_{0.9}\text{Ga}_2\text{S}_4$: Eu, Ce powder are shown in fig. 2.

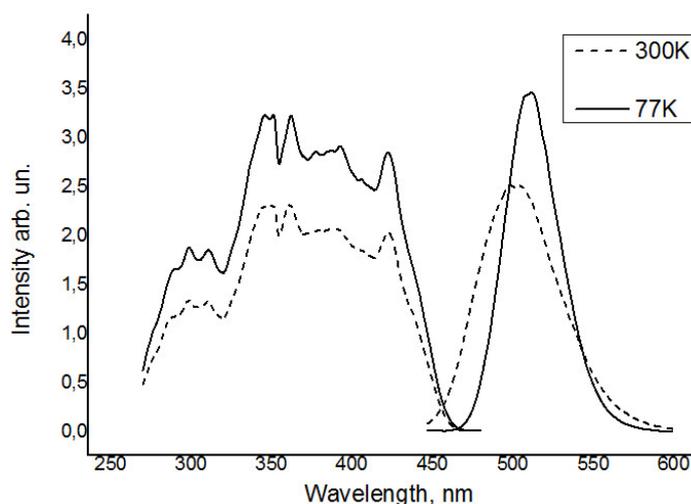


Fig. 2. Excitation and emission spectra of the $\text{Ca}_{0.1}\text{Ba}_{0.9}\text{Ga}_2\text{S}_4 : \text{Eu, Ce}$ powder.

Literature

1. B.G. Tagiev, S.A. Abushov and O.B. Tagiev. Luminescent properties of BaGa_2Se_4 crystals activated by Eu^{2+} and Ce^{3+} // Journal of Applied Spectroscopy, 2010, vol. 77, No.1, p.115-119.
2. Chongfeng Guo, Chunxiang Fiang, Yühua Lü, Qiang Tang and Qiang Su. Luminescent properties of Eu^{2+} and Ho^{3+} co-doped CaGa_2S_4 phosphor // Phys. Stat. Sol.(a), 2004, vol. 201, No7, p.1588-1593.
3. A.N. Georgobiani, S.A. Abushov, F.A. Kazymova, B.G. Tagiev, O.B. Tagiev, P. Benalloul and C. Barthou. Luminescent properties of $\text{EuGa}_2\text{S}_4:\text{Er}^{3+}$ // Inorganic Materials, 2006, vol. 42, No. 11, p.1188–1192.
4. Takumi Ohta, Kunihiko Tanaka and Hisao Uchiki. Annealing Effect of Ce-Doped CaGa_2S_4 Synthesized by Mechanochemical Solid-State Reaction // Japanese Journal of Applied Physics 2011, Vol. 50, No. 1., pp. 05FB10-05FB10-2.
5. Katsuhiko Takayama, Kunihiko Tanaka and Hisao Uchiki. Preparation of Ce-Doped CaGa_2S_4 Crystals by Melting Method and Their Optical Properties // Japanese Journal of Applied Physics, 2005, Vol. 44, No.1B, pp. 729–731.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЦЕНТРОВ ЗАХВАТА РАЗДЕЛЕННЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В МОНОКРИСТАЛЛАХ PbMoO_4 И SrMoO_4

Никитин Артемий Николаевич¹, Савон Александр Евгеньевич²

Студент

¹*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия*

²*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия
E-mail: nikitin92@gmail.com*

Изучение влияния совокупности факторов, определяемых химическим составом и кристаллической структурой вещества, на эффективность захвата разделенных носителей заряда на ловушках в монокристаллах молибдатов представляет как фундаментальный, так и прикладной интерес для разработки криогенных фонон-сцинтилляционных детекторов [1]. В последние десятилетия при исследовании оптических и люминесцентных свойств широкого ряда различных молибдатов главными фундаментальными вопросами встают природа люминесценции и процессы переноса энергии на центры свечения. При этом целенаправленного исследования центров захвата разделенных носителей заряда не проводилось. Так, во многих работах авторы часто обнаруживают, что при определенных

условиях наблюдается потеря энергии на центрах захвата в процессе люминесценции. В подтверждение существования ловушек приводятся спектры термо- и фотостимулированной люминесценции, однако не дается детального анализа как самих спектров, так и происхождения центров захвата [2-4].

В представленной работе было проведено исследование люминесцентных свойств монокристаллов молибдатов свинца и стронция с целью установления природы наблюдаемых центров захвата носителей заряда при температурах от 10 К до 300 К. В ходе исследований были измерены спектры люминесценции, спектры возбуждения люминесценции и спектры отражения в интервале энергий 3 – 35 эВ. После продолжительного облучения кристаллов при $T=10$ К рентгеновским излучением энергией 30 кэВ и последующего линейного нагрева были получены кривые термостимулированной люминесценции (ТСЛ) образцов, представленные на рис. 1. У молибдата свинца было обнаружено 4 пика ТСЛ с главным пиком при $T=45$ К и гораздо менее интенсивными при $T<120$ К. У молибдата стронция в общей сложности наблюдалось 8 пиков ТСЛ с несколькими интенсивными пиками при 35-50 К и менее интенсивными при $T=100-250$ К.

В соответствии с моделью кинетики как первого порядка (вероятность освободившегося носителя заряда из центра захвата гораздо выше связаться в экситон с последующим высвечиванием на центре свечения, чем снова быть захваченным на ловушке), так и кинетики второго порядка (соответственно обратное соотношение вероятностей) была проведена аппроксимация пиков ТСЛ в предположении существования нескольких типов ловушек. Полученные параметры центров захвата носителей заряда и их возможное происхождение обсуждается.

Измерения люминесцентных свойств при температуре 80-300 К проводились на лабораторной установке отдела ФПКЭ НИИЯФ МГУ. Кривые ТСЛ были получены на установке университета Клода Бернара (Лион, Франция) и любезно предоставлены научным сотрудником НИИЯФ МГУ Спасским Д.А. Оба монокристалла выращены методом Чохральского. Молибдат стронция – в Институте Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, молибдат свинца – во Всероссийском научно-исследовательском институте синтеза минерального сырья (ВНИИСИМС), г. Александров.

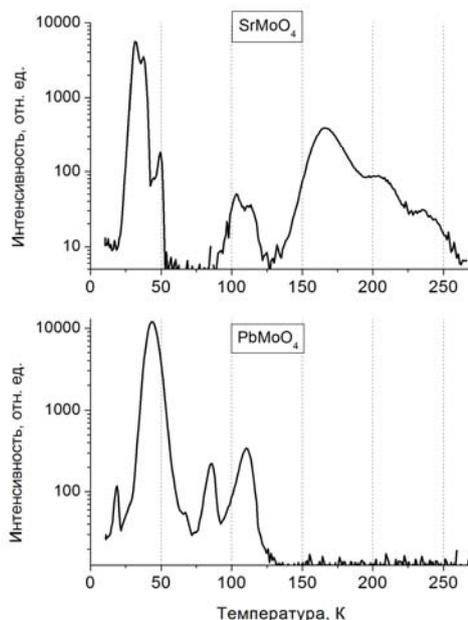


Рисунок. 1. Кривые термостимулированной люминесценции молибдата стронция (сверху) и молибдата свинца (снизу), полученные при линейном нагреве от 10 К до 300 К после облучения образцов рентгеновским излучением энергией 30 кэВ.

Литература

- [1] Arnold R., et al. // *Phys. Rev. Lett.* V. 95 (2005) 182302

- [2] O.P. Barinova, F.A. Danevich, V.Ya. Degoda, et al. // *Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research A*, V. 613 (2010) 54–57
- [3] L. L. Nagornaya, F. A. Danevich, A. M. Dubovik, et al. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* V. 56 (2009) 2513–2518
- [4] C. Arnaboldi, C. Brofferio, S. Capelli, et al. // *Phys. Rev. C*. V. 78. (2009) 19.

СПЕКТРОСКОПИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ДИНАМИКИ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ

Перепелкин П.В.

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
perpelkin@nanolab.phys.msu.ru*

Магнитооптический эффект Фарадея является невзаимным и может быть существенно усилен в многослойных структурах, таких как магнитофотонные кристаллы и микрорезонаторы благодаря многолучевой интерференции [1]. Если на такую среду будет падать импульсное излучение, а оптическая толщина образца будет порядка пространственной длительности импульса, то возможно наблюдение нестационарной динамики эффекта Фарадея. Было численно показано, что в зависимости от длины волны источника, а также спектральных особенностей образца, временная зависимость фарадеевского угла может как возрастать, так и убывать [2].

В данной работе предложена методика поляризационно-чувствительной корреляционной спектроскопии для экспериментального исследования фемтосекундной динамики эффекта Фарадея.

Для экспериментального изучения фемтосекундной динамики фарадеевского поворота была модифицирована установка, использованная в работе [3] (Рис.1).

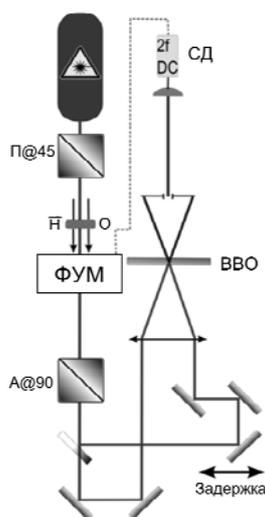


Рис.1. Схема экспериментальной установки. П - поляризатор, А – анализатор, О - образец, Н – магнитное поле, ФУМ - фотоупругий модулятор, СД - синхронный детектор.

Излучение титан-сапфирового лазера поляризуется призмой Глана под углом 45 градусов к плоскости оптической схемы и проходит образец, помещённый в параллельное лучу постоянное магнитное поле. Затем следует через фотоупругий модулятор (ФУМ), расположенный соосно с поляризатором. ФУМ вносит модулированную с частотой 47 кГц задержку между поляризационными компонентами. После этого излучение анализируется второй призмой Глана, расположенной под углом 90 градусов к плоскости оптической схемы. При помощи светоделительной пластины оно разделяется на два канала, в одном из которых следует через варьлируемую линию задержки. Лучи двух плечей фокусируются на кристалле бета-бората бария, генерирующем излучение суммарной частоты с

интенсивностью пропорциональной корреляционной функции импульсов $u(\tau) = \int I(t)I(t-\tau)dt$, где $I(t)$ - интенсивность импульса в стационарном плече, $I(t-\tau)$ - интенсивность импульса во втором плече с временной задержкой τ . Сигнал, прошедший через ФУМ, может быть записан как $I(t)[1 + 4J_2\theta(t)\cos(2\omega t)]$, где J_2 - функция Бесселя второго порядка, $\theta(t)$ - зависящий от времени фарадеевский поворот, ω - частота модуляции ФУМа. Если изменения угла Фарадея незначительны на временах порядка длительности импульса, можно брать лишь усредненное по этому промежутку значение поворота поляризационной плоскости. Таким образом, детектируемый сигнал:

$$u(\tau) = \int I(t)I(t-\tau)dt + 4J_2 \cos(2\omega t) \int 2\theta(t)I(t)I(t-\tau)dt = u_{dc}(\tau) + u_{2\omega}(\tau).$$

Корреляционная функция, измеряемая на двойной удвоенной частоте ФУМа:

$u_{2\omega}(\tau) = 8J_2\theta(\tau) \int I(t)I(t-\tau)dt = 8J_2\theta(\tau)u_{dc}$. Поэтому фарадеевское вращение может быть найдено как: $\theta(\tau) \approx \frac{u_{2\omega}(\tau)}{8J_2u_{dc}(\tau)}$. Сигнал с нелинейного кристалла детектируется методом

синхронного детектирования на удвоенной частоте ФУМа. Также фиксируется постоянная составляющая сигнала.

Для отработки методики в качестве образца была выбрана феррит-гранатовая пленка толщиной 16 мкм на кварцевой подложке толщиной 500 мкм. На рис. 2а) приведена экспериментально полученная временная зависимость фарадеевского поворота для различных длин волн лазера.

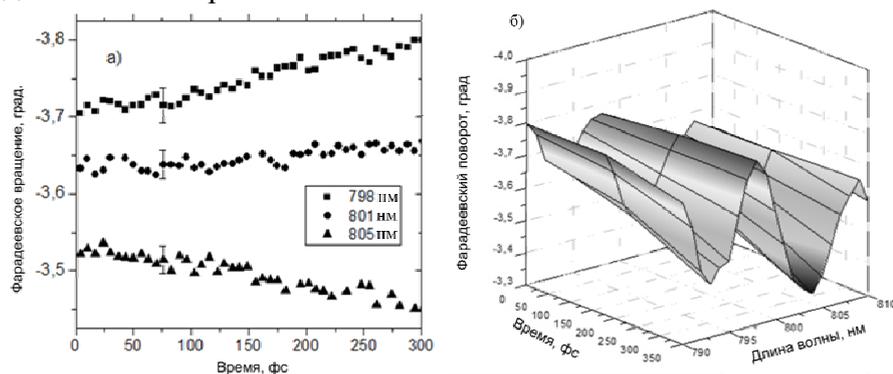


Рис. 2.а) Временная зависимость фарадеевского поворота. Квадраты соответствуют излучению источника с длиной волны 798 нм и максимуму в спектре пропускания образца, треугольники соответствуют 805 нм и минимуму в спектре пропускания, а круги соответствуют 801 нм и промежуточному положению спектра. б) Спектральная характеристика временной зависимости эффекта Фарадея в тонкой магнитной пленке для трех положений линии задержки.

В первом случае, когда длина волны источника излучения соответствует максимуму в спектре пропускания образца (798 нм), угол Фарадея растет со временем. Для длины волны, отвечающей минимуму спектра пропускания образца (805 нм), угол поворота уменьшается со временем. Для промежуточного значения длины волны (801 нм) изменения в фарадеевском повороте не происходит. Такие поведения угла Фарадея можно объяснить конструктивной и деструктивной интерференцией импульсов. Рис. 2б) показывает экспериментально полученную спектральную характеристику временной зависимости угла Фарадея в тонкой магнитной пленке для 3 положений задержки между импульсами. Эта зависимость демонстрирует различные поведения фарадеевского угла при изменении длины волны источника.

Литература

[1] A.G. Zhdanov, A.A. Fedyanin, O.A. Aktsipetrov, D Kobayashi, H. Uchida, M. Inoue, "Enhancement of Faraday rotation at photonic-band-gap edge in garnet-based magnetophtonic crystals", J. Magn. Mag. Mat. **300**, e253 (2006).

- [2] A.V. Chetvertukhin, M.I. Sharipova, A.G. Zhdanov, T.B. Shapaeva, T.V. Dolgova, A.A. Fedyanin, "Femtosecond time-resolved Faraday rotation in thin magnetic films and magnetophotonic crystals", J. Appl. Phys **111**, 07A944 (2012).
- [3] M.R. Shcherbakov, P.P. Vabishchevich, V.V. Komarova, T.V. Dolgova, V.I. Panov, V.V. Moshchalkov, A.A. Fedyanin, "Ultrafast polarization shaping with Fano plasmonic crystals", Phys. Rev. Lett. **108**, 253903 (2012).

ДИФРАКЦИЯ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ В ГЕОМЕТРИИ ЛАУЭ

Свяховский С.Е.¹,

Майдыковский А.И.¹, Новиков В.Б.¹, Компанец В.О.², Чекалин С.В.², Скорынин А.А.¹,
Бушуев В.А.¹, Манцызов Б.И.¹, Мурзина Т.В.¹

Аспирант

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия

²Институт спектроскопии РАН, Троицк, Москва, Россия

E-mail: sse@shg.ru

На сегодняшний день миниатюрные устройства, способные контролировать световой поток, вызывают большой интерес. Один из путей создания подобных устройств – использование фотонных кристаллов (ФК) – объемных структур с пространственной периодичностью порядка длины волны видимого света. Распространение света в периодической структуре может быть объяснено в рамках динамической теории дифракции, разработанной для рентгеновского излучения и обычных кристаллов. Возможно перенесение в оптический диапазон эффектов, ранее открытых в рентгеновском диапазоне, а также наблюдение новых эффектов, обусловленных преимуществами оптического диапазона, в частности, наличием доступных лазерных источников ультракоротких импульсов.

В данной работе изучается распространение света в ФК в геометрии Лауэ (рис. 1.) На основе динамической теории дифракции установлено, что при распространении ультракороткого импульса в указанной геометрии в объеме ФК происходит деление импульса на два последовательных во времени (на время t_{12}). При выходе импульсов из кристалла вследствие дифракции происходит деление каждого импульса на два в пространстве (T и R). Данный эффект недавно был обнаружен экспериментально [1].

ФК были изготовлены методом электрохимического травления кремния с последующим окислением [2]. Изучена зависимость эффекта от поляризации падающего излучения, мощности, длительности и спектрального состава импульса. В случае длинных импульсов, когда лазерное излучение можно считать квазинепрерывным, обнаружена перекачка интенсивности излучения в один из дифракционных максимумов.

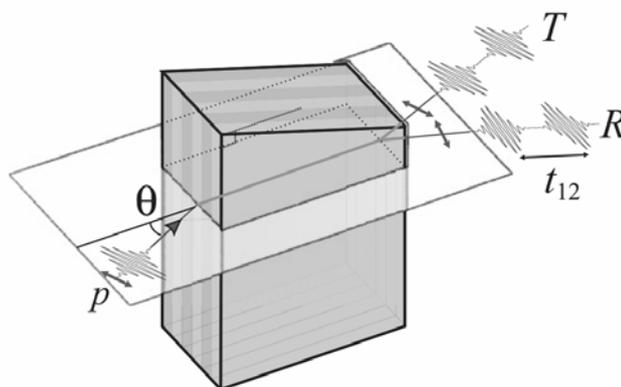


Рис. 1. Схема распространения лазерного импульса в одномерном фотонном кристалле в геометрии Лауэ. Эффект временного деления ультракороткого импульса.

Литература

1. Svyakhovskiy, S.E., Kompanets, V.O., Maydykovskiy, A.I., Murzina, T.V., Chekalin, S.V., Skorynin, A.A., Bushuev, V.A. and Mantsyzov, B.I. "Observation of the temporal Bragg-diffraction-induced laser-pulse splitting in a linear photonic crystal," *Physical Review A* **86**, p. 013843, 2012.
2. Svyakhovskiy, S.E., Maydykovsky, A.I. and Murzina, T.V. "Mesoporous silicon photonic structures with thousands of periods," *Journal of Applied Physics* **112**, 1, p. 013106, 2012.

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ Вi В КРИСТАЛЛЕ ТiСi

*Филипповский Д.В.¹, Плотниченко В.Г.¹, Соколов В.О.¹, Лисицкий И.С.²,
Кузнецов М.С.², Зараменских К.С.², Дианов Е.М.¹*

Аспирант

¹*Научный центр волоконной оптики Российской академии наук
119333, г. Москва, ул. Вавилова, 38*

²*Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности
119017, г. Москва, Б. Толмачёвский пер., дом 5, стр. 1
E-mail: deniscaf@gmail.com*

1. Введение

Стекла, легированные висмутом, и волоконные световоды на их основе привлекают в последнее десятилетие большой интерес в связи с характерной для них широкополосной ИК люминесценцией в области 1.0–1.7 мкм, дающей возможность создания волоконных лазеров. Природа активных центров ИК люминесценции до сих не установлена. Но известно, что ИК люминесценция может быть обусловлена субвалентными состояниями висмута, прежде всего V_i^+ . Для изучения висмутовых центров такой природы удобно использовать кристаллы, имеющие простейшее строение (простая или гранецентрированная кубические решетки). В таких кристаллах висмут должен образовывать центры замещения именно в одновалентном состоянии. Аналогичные субвалентные примесные центры изучались в работах [1-4]. Настоящая работа посвящена изучению спектральных свойств висмутовых центров в кристаллах $TiCl:Bi$.

2. Экспериментальные результаты

Монокристаллы $TiCl$ были выращены методом Бриджмена-Стокбаргера. В качестве исходного основного компонента использовался высокочистый $TiCl$. Легирующими добавками были $BiCl_3$ и металлический Bi .

Измерение пропускания образцов проводилось на спектрометре Perkin Elmer Lambda 900 методом двухлучевой спектроскопии с использованием галогенной лампы в качестве источника излучения. Спектры регистрировались фотоумножителем в видимой области и охлаждаемым фотоприемником на основе PbS в инфракрасной области. Измерение спектров возбуждения, люминесценции и времени жизни проводилось на спектрометре Edinburgh Photonics FLS 980 с использованием ксеноновой лампы в качестве источника возбуждения и фотоумножителя в качестве приемника.

В спектре пропускания (Рис. 1) имеются интенсивная полоса поглощения около 0.53 мкм и слабые полосы вблизи 0.45, 0.72 и 1.0 мкм у образцов, легированных $BiCl_3$, у образца, легированного металлом столь интенсивные полосы поглощения не наблюдаются. В спектре люминесценции (Рис. 2) наблюдаются интенсивная полоса вблизи 1.18 мкм с полушириной около 0.2 мкм, возбуждаемая при поглощении вблизи 0.40, 0.46, 0.70 и 0.80 мкм, и слабая полоса в области 1.58 мкм, возбуждаемая при поглощении вблизи 0.40 и 0.46 мкм. Время жизни люминесценции в полосах 1.18 и 1.58 мкм составляет 0.25–0.30 мс. Следует отметить, что, спектр возбуждения люминесценции не совпадает со спектром поглощения (ср. рис. 2 и 1), и с увеличением концентрации висмута поглощение растёт (Рис. 1), в отличие от интенсивности люминесценции.

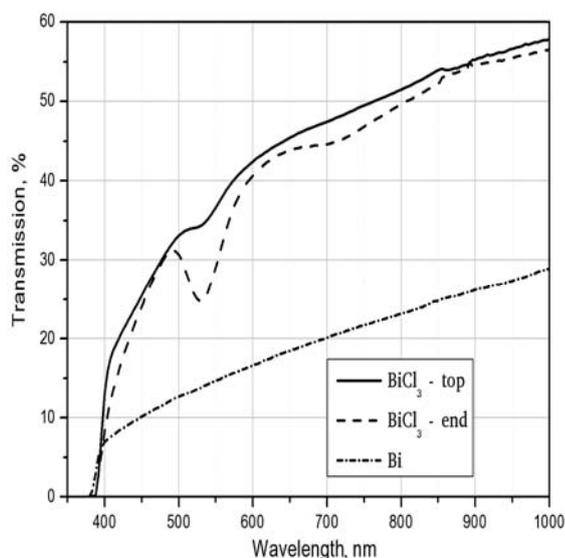


Рис. 1. Спектр пропускания образцов с различным легированием

3. Результаты

Было проведено моделирование структуры и спектров поглощения ряда примесных висмутовых центров в решётке кристалла TlCl. Центр замещения одновалентного висмута (Bi^+) должен быть основной формой вхождения Bi в TlCl. Комплекс $\text{Bi}^+ - V_{\text{Cl}}$, образованный атомом замещения Bi и вакансией Cl с захваченным электроном, является для системы TlCl:Bi прямым аналогом $\text{Tl}^0(1)$ -центра в кристалле KCl, изученного в работе [1]. Димерный центр Bi_2^+ , образованный двумя атомами замещения Bi в соседних узлах решетки, был выбран по аналогии с предположениями, сделанными для CsI:Bi [4,5].

Сопоставив результаты моделирования и экспериментальные данные, можно предположить, что ИК люминесценции обусловлена в основном центрами $\text{Bi}^+ - V_{\text{Cl}}$. Основной вклад в поглощение, связанное с примесным висмутом, обусловлен изолированными центрами замещения Bi^+ , не дающими ИК люминесценции, вследствие чего спектр возбуждения ИК люминесценции существенно отличается от спектра поглощения образцов. Димерные комплексы Bi^+ не дают ощутимого вклада ни в люминесценцию, ни в поглощение.

Ссылки

[1] L. F. Mollenauer, N. D. Vieira, and L. Szeto, "Optical properties of the $\text{Tl}^0(1)$ center in KCl," *Physical Review B* 27, 5332–5346 (1983)

[2] M. Fockele, F. Lohse, J.-M. Spaeth, and R. H. Bartram, "Identification and optical properties of axial lead centres in alkaline-earth fluorides," *J. Physics: Condensed Matter* 1, 13–26 (1989)

[3] E. M. Dianov, "On the nature of near-IR emitting Bi centres in glass," *Quantum Electronics* 40, 283–285 (2010)

[4] L. Su, H. Zhao, H. Li, L. Zheng, G. Ren, J. Xu, W. Ryba-Romanowski, R. Lisiecki, and P. Solarz, "Near-infrared ultrabroadband luminescence spectra properties of subvalent bismuth in CsI halide crystals," *Optics Letters* 36, 4551–4553 (2011)

[5] L. Su, H. Zhao, H. Li, L. Zheng, X. Fan, X. Jiang, H. Tang, G. Ren, J. Xu, W. Ryba-Romanowski, R. Lisiecki, and P. Solarz, "Near-infrared photoluminescence spectra in Bi-doped CsI crystal: evidence for Bi-valence conversions and Bi ion aggregation," *Optical Materials Express* 2, 757–764 (2012)

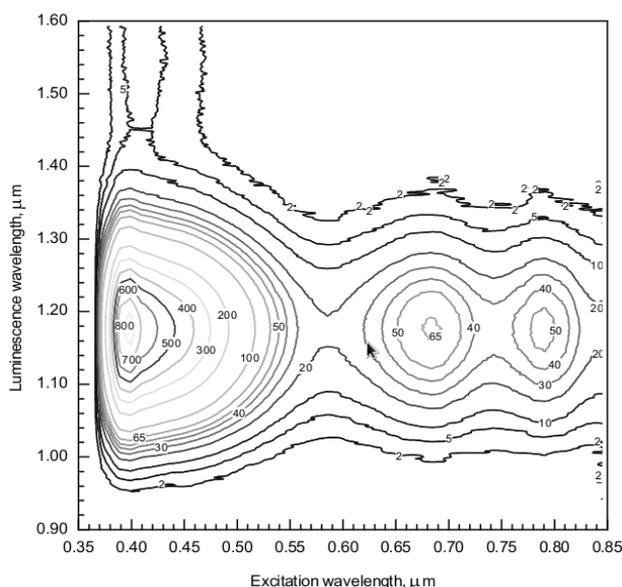


Рис. 2. Спектр люминесценции

ФЕМОСЕКУНДНАЯ ДИНАМИКА ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА КЕРРА, ИНДУЦИРОВАННАЯ ПОВЕРХНОСТНЫМ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОМ

Фролов Александр Юрьевич

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

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

Поверхностный плазмон-поляритон (ППП) - связанные колебания электромагнитной волны и свободных электронов, происходящие на границе раздела двух сред (обычно металла и диэлектрика). ППП позволяют концентрировать свет и контролировать его распространение на субволновых пространственных масштабах. Появление магнитоплазмоники открыло широкие возможности по контролю ППП внешним магнитным полем. Были открыты эффекты плазмон-индуцированного усиления величины магнитооптических эффектов [Кринчик, 1984], плазмон-индуцированной модуляции пропускания света с помощью магнитного поля [Wurtz, 2008]. Эффекты усиления и модуляции излучения наблюдают в магнитоплазмонных кристаллах (МПК), в которых возможно возбуждение ППП и наличие магнитооптических эффектов одновременно. При включении внешнего магнитного поля центральная частота возбуждения ППП в МПК смещается и возникает усиление поперечного магнитооптического эффекта Керра в области возбуждения ППП [Grunin, 2010,]. В этих экспериментах для возбуждения ППП использовалось непрерывное излучение. Однако возбуждение ППП можно осуществить и фемтосекундными лазерными импульсами. Часть энергии импульса переходит в энергию ППП, а другая часть - отражается от МПК. Временной профиль отраженного фемтосекундного импульса изменяется из-за интерференции импульса с рассеянным излучением ППП [Vabishchevich, 2010, Vengurlekar, 2006]. Время жизни ППП (10-300 фс) определяется его рассеянием при распространении по перфорированной поверхности МПК. Приложение магнитного поля к МПК изменяет дисперсионные характеристики ППП. Таким образом, появляется изменение отклика МПК при включении магнитного поля на временах нескольких сотен фемтосекунд.

В данной работе методом измерения корреляционных функций второго порядка исследуется фемтосекундная динамика поперечного эффекта Керра в МПК, индуцированная возбуждением ППП.

Исследуемый образец - одномерный МПК, представляющий собой дифракционную решетку с периодом 1.5 мкм, изготовленную с помощью метода наноимпринт-литографии, покрытую сверху слоем никеля толщиной 50 нм. Источник излучения - волоконный лазер (волокно легировано ионами Er^{3+}) с центральной длиной волны $\lambda=1.56$ мкм, который генерирует гауссовы импульсы продолжительностью 200 фс. При угле падения 2.3° на этой длине волны происходит резонансное возбуждение ППП (вектор электрического поля волны должен быть перпендикулярен полосам решетки). Экспериментальная установка показана на рис.1. Лазерный импульс после светоделительной пластиной делится на два импульса, распространяющихся в разных каналах. Импульс в 1-м канале падает на образец, возбуждает ППП и отражается; импульс во втором канале, проходя через оптическую линию задержки, задерживается на время τ относительно 1-го импульса. Затем оба импульса фокусируются в одну область на нелинейном оптическом кристалле ВВО. Происходит генерация неколлинеарной 2-й гармоники, интенсивность которой пропорциональна корреляционной функции 2-го порядка:

$$I(\tau) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} L_1(t) L_2(t - \tau) dt,$$

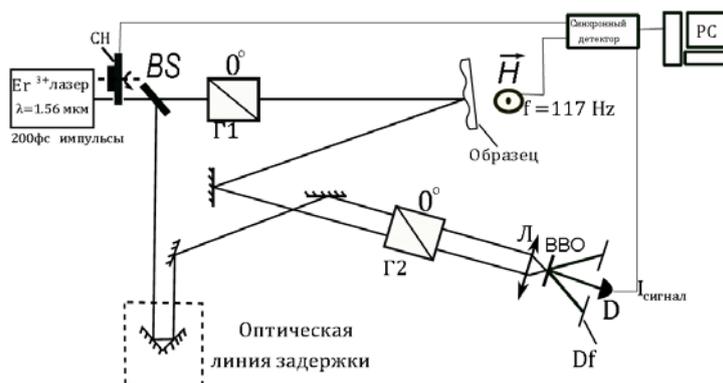


Рис.1. СН - механический прерыватель излучения, BS- светоделительная пластина, \vec{H} - внешнее переменное магнитное поле, Г1 и Г2 призмы Глана, Л - линза, ВВО - нелинейный оптический кристалл, D - детектор излучения, Df - апертура, PC - компьютер.

где $I_1(t)$ и $I_2(t)$ - интенсивность сигналов в двух каналах, τ - время задержки $I_2(t)$ относительно $I_1(t)$, $I(t)$ - величина измеряемой интенсивности. С помощью системы синхронного детектирования сигнал измерялся на частоте внешнего переменного магнитного поля ($f=117$ Гц):

$$\Delta I(\tau) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta I_1(t) I_2(t - \tau) dt,$$

где $\Delta I_1(t) = I_{1,H}(t) - I_{1,0}(t)$; $I_{1,H}(t)$, $I_{1,0}(t)$ - интенсивность отраженного импульса при наличии и отсутствие магнитного поля.

Методом измерения корреляционных функций второго порядка и с помощью системы синхронного детектирования в эксперименте показана зависимость поперечного эффекта Керра от времени в диапазоне нескольких сотен фемтосекунд. Значение магнитного контраста $\delta = \Delta I(\tau) / I_{\max}$ изменяется с положительного $\delta = 2 \cdot 10^{-3}$ на отрицательное $\delta = -1.5 \cdot 10^{-3}$ в течение промежутка 400 фс.

Литература

1. Кринчик Г.С., Чепурова Е.Е., Краева Т.И. Возбуждение поверхностных магнитоплазменных волн в никеле // Письма в ЖЭТФ. 1984, том 40, выпуск 2, стр. 47-50.
2. Grunin, A.A., Zhdanov, A.G., Ezhov, A.A., Ganshina, E.A., Fedyanin, A.A. Surface-plasmon-induced enhancement of magneto-optical Kerr effect in all-nickel subwavelength nanogratings // Applied Physics Letters. 2010, Volume 97, №26. 261908.
3. Vabishchevich, P.P., Bessonov V.O., Sychev, F.Yu., Shcherbakov, M.R., Dolgova, T.V., and Fedynin, A.A. Femtosecond relaxation dynamics of surface plasmon-polaritons in the vicinity of Fano-type resonance // JETP Letters. 2010, Vol.92, №9. p. 639-643.
4. Vengurlekar, A. S., Venu Gopal, A. Femtosecond pulse distortion at surface plasmon resonances in a plasmonic crystal: Effect of surface plasmon lifetime // Applied Physics Letters. 2006, Volume 89, №18. 181927.
5. Wurtz, G. A., Hendren, W., Pollard, R., Atkinson, R., Guyader, L. Le, Kirilyuk, A., Rasing, Th., Smolyaninov, I. I., Zayats, A. V. Controlling optical transmission through magneto-plasmonic crystals with an external magnetic field // New J. Phys. 2008, Volume 10. 105012.

**ОБ ИЗМЕРЕНИИ РАЗМЕРОВ НАНОЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ЛАЗЕРНОЙ
КОРРЕЛЯЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ.*****Чадова Елена Александровна****Студент**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,**Физический факультет, Москва, Россия**E-mail: chadova@physics.msu.ru*

Метод динамического рассеяния света очень часто используется для определения размеров разного вида частиц в биологии, химии, физике и других областях науки. В работе были измерены частицы латексов в монодисперсных, бинарных и трехкомпонентных растворах. Размер частиц латекса в водных растворах определялся методом динамического рассеяния света (ДРС) на двух приборах: Photocor Compact и ALV-CGS 6010. Для сравнения частицы латекса осаждались на поверхность слюды и измерялись атомно-силовым микроскопом (АСМ) Solver компании NT-MDT. Проведенные исследования показали, результаты измерений монодисперсных растворов разными приборами методом ДРС в пределах погрешностей совпадают друг с другом и согласуются с измерениями частиц на поверхности слюды с помощью АСМ.

При измерении бинарных и тройных смесей методом ДРС размеры латексов определяются правильно, если они отличаются более чем в три раза, если меньше то определяются неверно, независимо от прибора.

Подсекция «Радиофизика»

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

Алексеев А.И.

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

Физический факультет, Москва, Россия.

e-mail: ai.alekseev@physics.msu.ru

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

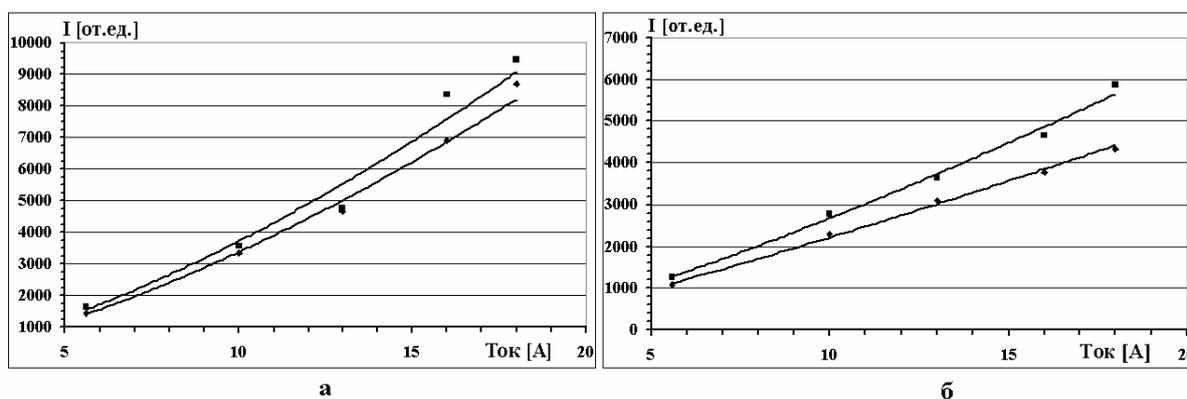


Рис. 1. Зависимости от разрядного тока интенсивности свечения разряда разряд в воздушно-пропановый поток, $U = 1000\text{ В}$,
 ■ – при наличии электрического поля, ◆ – в отсутствии электрического поля.
 а- $L = 100\text{ мм}$, б - $L = 25\text{ мм}$.

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

Таким образом, можно сделать вывод о том, что влияние электрического поля на характер горения скоростной воздушно-пропановой смеси зависит, в основном, от величины напряженности этого поля и от тока разряда, который определяет концентрацию ионов (или степень ионизации), содержащихся в продуктах горения.

СХЕМА ПРЯМОГО СЧИТЫВАНИЯ СИГНАЛА (DC READOUT) И УСТОЙЧИВАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ЖЕСТКОСТЬ В ЛАЗЕРНОЙ ГРАВИТАЦИОННОЙ АНТЕННЕ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ ADVANCED LIGO

Востросаблин Никита Александрович

Студент, 5 курс

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: vostrosablin@physics.msu.ru

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

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

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

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

Литература

1. Abbott B. P., et al. LIGO: the Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory. Reports on Progress in Physics, 72(7):076901+, July 2009
2. V.B. Braginsky, I.I. Minakova: Dynamic back action of position meter on behavior of mechanical oscillator, Vestnik Moskovskogo Universiteta, Seria 3: Fizika I Astronomiya, No. 1, 83 (1964)
3. V.B. Braginsky, A.B. Manukin: About ponderomotive effects of electromagnetic radiation, Sov. Phys. JETP 25, 653 (1967)
4. V.B. Braginsky, A.B. Manukin, M. Yu. Tikhonov: Investigation of dissipative ponderomotive effects of electromagnetic radiation, Sov. Phys. JETP 31, 829 (1970)
5. V.B. Braginsky, F.Ya. Khalili: Low-noise rigidity in quantum measurements, Physics Letters A 257, 241-246 (1999)
6. F.Ya. Khalili: Frequency-dependent rigidity in large-scale interferometric gravitational-wave detectors, Physics Letters A 288, 251-256 (2001).

7. Kirk McKenzie, Malcolm B. Gray, Ping K. Lam, and David E. McClelland: Technical limitations to homodyne detection at audio frequencies. *Appl. Opt.*, 46(17):3389-3395, June 2007.
8. Lazebny V.I., Vyatchanin S.P.: Optical rigidity in signal-recycled configurations of laser gravitational-wave detectors, *Physics Letters*. – 2005. – V.344, N 1. – P.7-1
9. <http://www.ligo.caltech.edu/advLIGO> (Advanced LIGO website)

ДИНАМИКА КВАНТОВОЙ ЗАПУТАННОСТИ СВЯЗАННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ ПРИ НАЛИЧИИ НЕПРЕРЫВНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Кiryukhin O.M.

Магистрант 2-го года обучения

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: kiryukhin@physics.msu.ru*

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

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

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

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

Литература

1. Кiryukhin O.M., Данилишин Ш.Л., Динамика квантовой запутанности в параметрических оптомеханических системах // Ученые записки физического факультета МГУ. 2012, № 1, с. 120110.

2. Belavkin V. P. Quantum continual measurements and a posteriori collapse on CCR // Comm. Math. Phys. 1992, vol. 146, pp. 611–635.
3. Danilishin S. L., Khalili F. Ya. Quantum Measurement Theory in Gravitational-Wave Detectors // Living Rev. Relativity. 2012, vol. 15, no. 5.
4. Einstein A., Podolsky B., and Rosen N. Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete? // Phys. Rev. 1935, vol. 47, pp. 777–780.
5. Ficek Z., Tanas R. Dark periods and revivals of entanglement in a two-qubit system // Phys. Rev. A. 2006, vol. 74, p. 024304.
6. Rehbein H. et al. Local readout enhancement for detuned signal-recycling interferometers // Phys. Rev. D. 2007, vol. 76, p. 062002.
7. www.advancedligo.mit.edu (Advanced LIGO project webpage).
8. Yu Ting, Eberly J. H. Finite-Time Disentanglement Via Spontaneous Emission // Phys. Rev. Lett. 2004, vol. 93, p. 140404.

АДАПТИВНЫЕ КВАНТОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ В ГРАВИТАЦИОННО-ВОЛНОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ

Коробко Михаил Сергеевич

Студент

*Московский Государственный Университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия*

E-mail: korobko@physics.msu.ru

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

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

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

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

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

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

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

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

* * *

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

Литература

1. www.advancedligo.mit.edu.
2. *G.M.Harry (for the LIGO Scientific Collaboration)*, “Advanced ligo: the next generation of gravitational wave detectors.” *Classical and Quantum Gravity*, 27:084006, 2010.
3. <http://www.cascina.virgo.infn.it/advirgo/>.
4. <http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/gr/LCGT.html>.
5. *V.B.Braginsky, F.Ya.Khalili*, “Quantum Measurement”, Cambridge University Press, 1992.
6. *V. B. Braginsky, F. Ya. Khalili*, “Gravitational wave antenna with QND speed meter”, *Physics Letters A*, 147:251–256, 1990.
7. *A. Buonanno, Y. Chen*, “Quantum noise in second generation, signal-recycled laser interferometric gravitational-wave detectors”, *Physical Review D*, 64(4):1–21, July 2001.
8. *F.Ya.Khalili*, “Frequency-dependent rigidity in large-scale interferometric gravitational-wave detectors”, *Physics Letters A*, 288:251–256, 2001.
9. *H.J.Kimble, Yu.Levin, A.B.Matsko, K.S.Thorne and S.P.Vyatchanin*, “Conversion of conventional gravitational-wave interferometers into qnd interferometers by modifying their input and/or output optics”, *Physical Review D*, 65:022002, 2001.
10. *V.B.Braginsky, Yu.I.Vorontsov, F.Ya.Khalili*, “Quantum features of the pondermotive meter of electromagnetic energy”, *Sov. Phys. JETP*, 46:705, 1977.
11. *V. B. Braginsky, F. Ya. Khalili*, “Quantum nondemolition measurements: the route from toys to tools”, *Review of Modern Physics*, 68:1–11, 1996.
12. *W.G.Unruh. In P.Meystre and M.O.Scully, editor*, “Quantum Optics, Experimental Gravitation, and Measurement Theory”, page 647. Plenum Press, New York, 1982.
13. *M.T.Jaekel and S.Reynaud*, “Quantum limits in interferometric measurements”, *Euro-physics Letters*, 13:301, 1990.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОЛУЧЕВЫХ ЦИФРОВЫХ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ФАР

Лу Гомин

аспирант

E-mail: luguoming.hit@gmail.com

Захаров П.Н.

старший научный сотрудник

E-mail: zakharov@phys.msu.ru

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

В работе исследованы методы построения цифровых микрополосковых ФАР, обеспечивающих формирование нескольких независимых лучей в пространстве и относительную полосу пропускания не менее 20%. Методом численного трехмерного

электромагнитного моделирования определено влияние геометрической формы и параметров элемента ФАР на ширину полосы, проведено сравнение методов уменьшения уровня боковых лепестков, проанализировано формирование нескольких независимых лучей в ФАР.

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

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

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

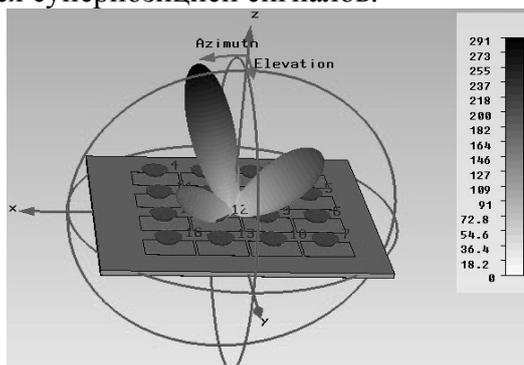


Рис. 1. Диаграмма направленности решетки 4×4 при излучении 3-х лучей в линейном масштабе

Литература

1. Michael A. Jensen, Jon W. Wallace. "A Review of Antennas and Propagation for MIMO Wireless Communications," IEEE Transactions on antennas and propagation, vol. 52, pp. 2810 – 2812, №11. November, 2004.
2. Andreas F. Molisch, Moe Z. Win. Mimo systems with antenna selection, IEEE microwave magazine, pp. 47 – 48, march 2004.
3. К. А. Гениатулин, В. И. Носов. Планирование систем спутниковой связи с зональным обслуживанием// Вестник СибГУТИ. 2009. №4. С. 11 – 19.
4. P.N. Zakharov, R.A. Dudov, E.V. Mikhailov, A.F. Korolev, A.P. Sukhorukov, "Finite Integration Technique Capabilities for Indoor Propagation Prediction," 2009 Loughborough Antennas & Propagation Conference (LAPC), pp. 369 – 372, 2009, Loughborough, UK

РАЗРАБОТКА ЦИФРОВОГО СИНТЕЗАТОРА ЧАСТОТЫ ДЛЯ КВАНТОВОГО СТАНДАРТА ЧАСТОТЫ НА АТОМАХ Rb^{87}

Петров Александр Анатольевич

Студент

*Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет,
радиофизический факультет, Санкт-Петербург, Россия*

E-mail: Alexandrpetrov.spb@yandex.ru

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

В работе представлено одно из направлений модернизации КЧ на атомах Rb^{87} , а именно отдельного блока – синтезатора частоты с целью повышения точностных характеристик стандарта, компактности самого блока и увеличения его универсальных возможностей по применению.

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

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

Результаты исследований работы синтезатора частоты показали, что появляется возможность получения различных частот синусоидального сигнала, увеличивается

быстродействие, точность воспроизведения частоты, разрешение по частоте и фазе. Реализована возможность цифрового управления частотой и фазой.

Литература

1. Гужва Ю.Г., Геворкян А.Г., Басевич А.Б. и др. Глобальная навигационная спутниковая система ГЛОНАСС и роль РИРВ в ее создании и совершенствовании. — Радионавигация и время, 1997, № 1,2
2. Дудкин В.И., Пахомов Л.Н. Квантовая электроника. Приборы и их применение. - М.: Техносфера, 2006.
3. Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и применения. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. – 511 с.

РЕЗОНАТОРНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ С ЗАПРЕДЕЛЬНОЙ ЧАСТЬЮ

Полтаев Дмитрий Александрович

старший преподаватель, кандидат физико-математических наук

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

E-mail: dm1try@tnu.in.ua

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

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

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

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

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

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

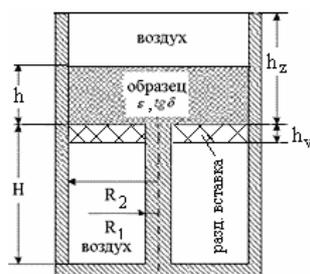


Рис. 1. КРИП с запредельной частью

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

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

2: $R_2/\lambda = 0,07$; $R_1/R_2 = 0,28$; $H/\lambda = 2,75$; $h_v = 1$ мм; $\lambda = 3$ см – только для мелкодисперсных материалов.

Значения добротности получены из прямого численного решения волнового уравнения [2], с учётом тепловых потерь в стенках резонатора (проводимость металла $\sigma = 58 \cdot 10^6$ См/м).

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

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

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

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

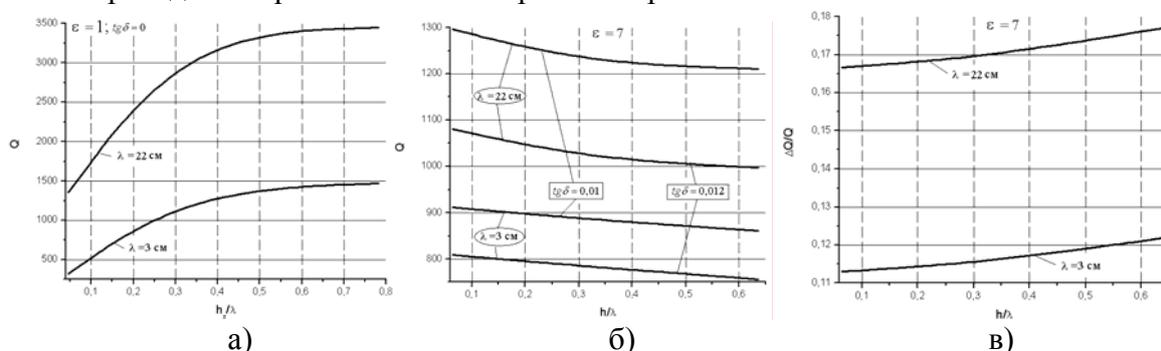


Рис. 2. Зависимость добротности от длины запредельной части (а) и параметров материала (б,в)

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

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

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

Литература

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

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

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

Романов Андрей Вячеславович

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник

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

E-mail: Romanov-AV@yandex.ru

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Литература

1. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Абрамов А.В. Боголюбов А.С., Куликов М.Ю., Пономарев Д.В. Микрополосковые фотонные кристаллы и их использование для измерения параметров жидкостей // ЖТФ. 2010. Т. 80. В. 8. С. 143–148.
2. Усанов Д.А., Скрипаль А.В. Романов А.В. "Комплексная диэлектрическая проницаемость композитов на основе диэлектрических матриц и входящих в их состав углеродных нанотрубок" // ЖТФ. 2011. №1. С. 106-110.

ОСОБЕННОСТИ НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ ГРАНАТОВ

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

физический факультет Московского государственного университета имени

М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: anatoliy.sizov@gmail.com

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

Ранее была теоретически рассмотрена [2] возможность смещать доменные стенки с помощью неоднородного электрического поля. Соответствующий эффект наблюдался [3] в эпитаксиальных пленках феррит-граната (поле создавалось заостренной металлической проволокой).

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

1. Наряду с движением доменных границ наблюдается также наклон их плоскости в электрическом поле, особенно заметный при полосковой геометрии электродов. Магнитная доменная граница представляет собой электрический диполь, который стремится ориентироваться в электрическом поле. Результирующий угол наклона определяется балансом уменьшения энергии электростатического взаимодействия и роста поверхностной энергии доменной границы за счет увеличения ее площади при наклоне. По максимальному углу наклона доменной границы $\sim 10^\circ$ можно оценить электрическую поляризацию доменной границы $P \sim 1 \mu\text{C}/\text{m}^2$.

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

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

Литература

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

ПЛАЗМОННЫЕ МАГНИТОФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ НА ОСНОВЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

Сылгачева Дарья Анатольевна¹, Хохлов Николай Евгеньевич²
студент¹, аспирант²

физический факультет, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия^{1, 2}
syulgacheva.darja@physics.msu.ru¹, n.e.khokhlov@gmail.com²

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

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

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

В данной работе исследовался фотонный кристалл с дефектом из магнитного материала: кварц/ $(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)^4/\text{Bi:YIG}/(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4$, т.е. восемь (по четыре сверху и снизу магнитного слоя) пар диэлектрических зеркал $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$, толщина каждого слоя $\lambda/4$, где λ – длина волны света в веществе. Толщина магнитного слоя Bi:YIG равна λ . Экспериментально измеренный спектр пропускания структуры показал, что центр фотонной запрещенной зоны находится на длине волны 674 нм (рис. 1).

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

Также в работе рассматривается совмещение двух периодических структур: фотонного кристалла и периодически перфорированной золотой пленки. Геометрические параметры золотого слоя (толщина, период решетки, ширина щелей) подбирались таким образом, чтобы в структуре возбуждался ППП на границе золота и верхнего слоя TiO_4 . Аналитическое решение уравнений Максвелла в подобной структуре невозможно, поэтому расчет параметров решетки проводился при помощи численного моделирования методом связанных волн в пространстве Фурье (Rigorous coupled-wave analysis, RCWA) [4].

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

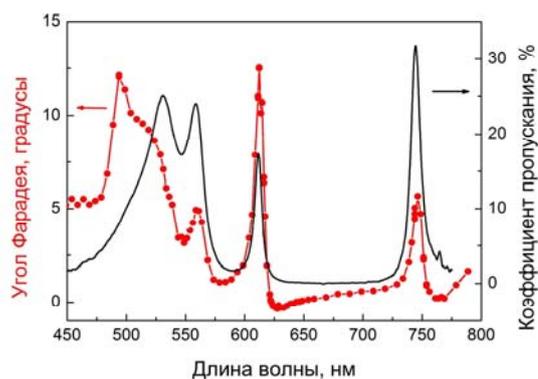


Рис. 1. Спектр пропускания исследуемого фотонного кристалла

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

Литература

1. Стефан А. Майер «Плазмоника: теория и приложения» - М. – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2011. – 296 с
2. В.И. Белотелов, А.К. Звездин «Фотонные кристаллы и другие метаматериалы». – М.: Бюро Квантум, 2006. – 144 с
3. S.A. Maier “Plasmonics - Fundamentals and applications“ New York: Springer, 2007
4. Li L. Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures. // J.Opt.Soc.Am. A. 13, 1996 p. 1870-1875.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН БЕСПРОВОДНЫХ СЕТЕЙ ВНУТРИ ПОМЕЩЕНИЙ

Хромых Алвард Арицуновна
Студентка

*Воронежский институт высоких технологий,
факультет дневного обучения, Воронеж, Россия
E-mail: Hromyhalv@yandex.ru*

Анализ развития современных средств связи показывает, что сейчас решениям задач, связанным с распространением волн внутри помещений посвящено довольно большое число работ. Это обусловлено тем, что идет разработка новых аппаратных и программных средств

для средств связи. Когда проводится построение моделей распространения волн внутри замкнутых пространств помещений, то при этом можно выделить такие составляющие, как большое число лучей, которые образуются в результате множества переотражений от различных объектов (предметы мебели, стены, потолки, полы и т.д.). В итоге можно наблюдать весьма сложную картину для общего распределения поля.

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

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

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

в ней L_p являются потерями, обусловленными распространением на трассе прямой видимости длиной d_0 , d - это расстояние между передатчиком и приемником, n – зависит от условий распространения.

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

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

Полученные теоретические данные полезны при оценке характеристик распространения в помещениях.

Литература

1. Suzuki H., Mohan A.S. Ray tube tracing method for predicting indoor channel characteristics map. Electronics Letters, 1997, v. 33, no. 17, pp. 1495-1496.
2. Kalivas G.A., El-Tanany M., Mahmoud S. Millimeter-wave Channel Measurements with Space Diversity for Indoor Wireless Communications, IEEE Transactions on Vehicular Technology, 1995, vol. 44, no. 3, pp. 494-505.
3. Авдеев В.Б., Катруша А.Н. Методический подход к оценке возможностей подавления мобильной УКВ-радиосвязи внутри здания / Изв. вузов. Радиоэлектроника, т.49, № 3, с.51-57, 2007.
4. Nobles P. A study into indoor propagation factors at 17GHz and 60 GHz – Final Report. <http://www.radio.gov.uk/topics/propagation/indprop>.
5. Гавриленко В.Г., Яшнов В.А. Распространение радиоволн в современных системах мобильной связи, Издательство НГУ, Н.Новгород, 2003, 148 с.

ОРГАНИЗАЦИЯ АДАПТИВНОГО УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССА ОБРАБОТКИ ВОДОНЕФТЯНЫХ ЭМУЛЬСИЙ В СВЧ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСАХ

Шангараева Яна Наилевна

Аспирант

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики,

факультет Электродинамики и антенны, Казань, Россия

E-mail: yana-tina18@mail.ru

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

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

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

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

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

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

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

$$\mathcal{E} = 1 - (B_{кон} / B_{нач}),$$

где $B_{нач}$ - начальное содержание воды в эмульсии (%), $B_{кон}$ - содержание воды в эмульсии после СВЧ обработки (%).

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

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

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

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

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

Литература

1. Patent №US 7,705,058 B2. Method for the microwave treatment of water- in-oil emulsions / M.F.Heredia [et al.]; date of patent 27 apr. 2010. 25p.
2. Гараев Т.К. Методы и устройства повышения эффективности СВЧ комплексов обработки нефтепродуктов. Казань: Изд-во Казан. гос. техн. унта, 2004. 144с.
3. Морозов Г.А., Морозов О.Г., Седельников Ю.Е. Низкоинтенсивные СВЧ-технологии. М.: Радиотехника, 2003. 112с.

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ АНАЛОГОВОЙ РЕТРАНСЛЯЦИИ С ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫМ КОДИРОВАНИЕМ

Шантуров Евгений Михайлович

Студент

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

E-mail: Shanturov-EM@yandex.ru

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

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

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

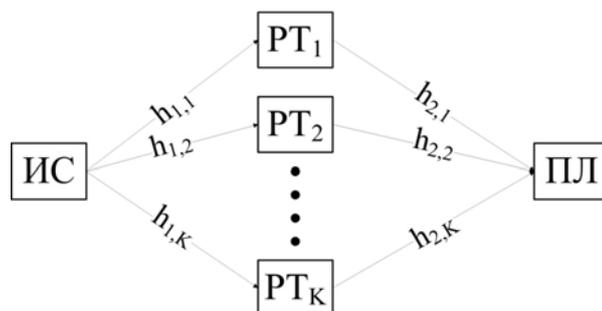


Рисунок 1. Схема ретрансляции с применением пространственного разнесения.

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

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

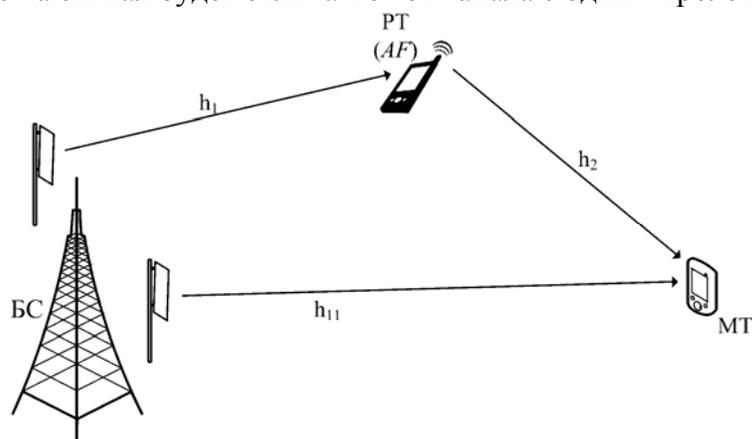


Рисунок 2. Схема кооперации с режимом аналоговой ретрансляции.

Проведен анализ данной системы с помощью следующих формул [3].

$$P_E = \int_0^{\infty} P_E(\beta) p(\beta) d(\beta) \text{ — вероятность ошибки;}$$

$$P_E \approx (G_C \cdot \bar{\gamma})^{-G_d} \text{ — вероятность ошибки при высоком отношении С/Ш;}$$

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

$$G_c = k \left(\frac{2^t a \Gamma(t + \frac{3}{2})}{\sqrt{\pi}(t+1)} \right)^{\frac{1}{(t+1)}} \quad \text{и} \quad G_d = t + 1 \quad \text{коэффициенты кодирования и разнесения}$$

соответственно, имеют условное наименование.

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

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

Литература

1. Frank H.P. Fitzek, Marcos D. Katz Cooperation in Wireless Networks: Principles and Applications Real Egoistic Behavior is to Cooperate! // Published by Springer, P.O. Box 17, 3300 AA Dordrecht, The Netherlands 2006. p. 2, 12-26.
2. Peter Hong Y.-W, Huang W.-J, Jay Kuo C.-C Cooperative Communications and Networking // Springer Science+Business Media, LLC 2010. p. 1-8.
3. Zhengdao Wang, Georgios B. Giannakis A Simple and General Parameterization Quantifying Performance in Fading Channels // IEEE Transactions on Communications, vol. 51, no. 8, august 2003. p. 1390-1394.

СТАТИСТИКА ПОВТОРНЫХ ГРОЗОВЫХ РАЗРЯДОВ ДЛЯ СЕВЕРО-ВОСТОКА АЗИИ

Иванова Дайаана Ильинична

Студент

*Северо-восточный федеральный университет имени М. К. Аммосова, Физико-технический институт, Якутск, Россия
E-mail: v.kozlov@ikfia.ysn.ru*

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

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

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

В [1] принято, что в 70 % нисходящих отрицательных молний за первым импульсом наблюдаются последующие с меньшими амплитудами. В наших наблюдениях в отрицательных молниях случаев единичного радиоимпульса без повторных разрядов не

наблюдалось. Среднее, медианное и модальное значение числа повторных разрядов в одной молнии – 3, минимальное 2, а максимальное 7.

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

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

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

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

Литература

1. Инструкция по устройству молниезащиты зданий и сооружений РД 34.21.122-87. М.: ГОСЭНЕРГОНАДЗОР. 1995.
2. Соловьев В.С., Козлов В.И., Муллаяров В.А. Дистанционный мониторинг лесных пожаров и гроз в Якутии. Якутск: ЯНЦ СО РАН, 2009.

НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА МОДЕЛИ ТРЕЩИНЫ В МЕТАЛЛЕ, ЗАПОЛНЕННОЙ ЖИДКОСТЬЮ

Козлов Виктор Сергеевич

студент 4-го курса

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

kozlov.viktor@physics.msu.ru

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

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

В данной работе рассматривается модель структурной неоднородности – флюидонасыщенной трещины в металле. Данная модель является хорошим и достаточно простым способом описать реально существующую неоднородность. Нужно отметить, что ранее также проводились исследования нелинейных свойств тонкого слоя [2,3]. Вообще задача о падении плоской волны - может быть решена аналитически и она представлена в ряде работ и учебной литературе, где описано ее точное решение [2, 4, 5]. Для изучения свойств модели создана схема из двух металлических тел из одинакового материала, промежутки между которыми заполнен слоем жидкости, в частности водой, таким образом, получается тонкий нелинейный слой, поджатый двумя телами, который резко отличается по свойствам от окружающей среды. Для изучения нелинейности посылается ультразвуковой импульс и наблюдается прошедший сигнал. При этом можно наблюдать его форму, а также проводить его спектральный анализ.

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

В основе работы с системой лежит ультразвуковой метод. Он заключается в том, что через образец пропускают серию импульсов и следят за динамикой их фаз и амплитуд, через которые в свою очередь получают различные характеристики. Используется установка, схема которой приведена на рис.1. Акустический сигнал определенной частоты подается на

преобразователь на границе и проходит через слой воды. На другой границе принимается модифицированный сигнал, прошедший через слой.

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

В результате работы:

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

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

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

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

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

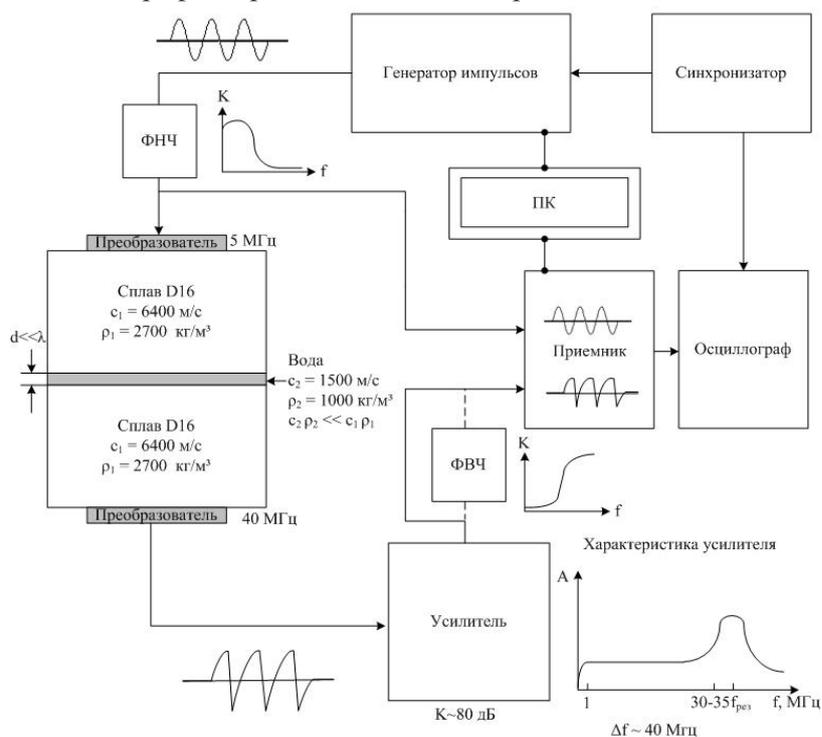


Рис.1 Схема установки и основные характеристики

1. О.В. Руденко (2006) Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики, // Успехи физических наук. Т.176, № 1. С. 77-95
2. Claes M. Hedberg, Oleg V. Rudenko (2001) Pulse response of nonlinear layer, Acoustical Society of America.
3. S. Hirsekorn, M. Hirsekorn, and P.P. Delsanto, Nonlinear ultrasonic transmission through thin bonded interfaces: theoretical background and numerical simulations.
4. Л.Е. Собисевич, А.Л. Собисевич (2004) О нелинейном отклике слоя на импульсное воздействие, Объединенный институт физики Земли имени О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва.
5. Руденко О.В., Солуян С.И. «Теоретические основы нелинейной акустики», – М.: Наука, 1975.

НЕЛИНЕЙНЫЕ УПРУГИЕ ЭФФЕКТЫ ВО ФЛЮИДОНАСЫЩЕННОЙ ЗЕРНИСТОЙ СРЕДЕ

Кокшайский А.И.

Студент

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: kokshajskij@physics.msu.ru*

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

Для моделирования флюидонасыщенных зернистых неконсолидированных сред нами использовались металлические шары диаметром 2 и 4 мм. Пространство между шарами заполнялось различными жидкостями: этиловым спиртом, водой, глицерином и углеводородом – автомобильным маслом. Экспериментальные исследования упругих свойств образцов проводились импульсным и спектральным методами. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Образец помещался в цилиндрическую ячейку из текстолита диаметром 22 мм, высотой 28 мм. К системе с помощью домкрата прикладывалась сила, величина которой контролировалась образцовым динамометром. Для проведения измерений использовался автоматизированный ультразвуковой приемо-передающий комплекс RITEC RPR-4000. Для возбуждения продольных упругих волн использовались преобразователи из пьезокерамики. Прошедшая через образец упругая волна регистрировалась широкополосным пьезоэлектрическим преобразователем, сигнал с которого поступал для анализа в автоматизированный ультразвуковой приемо-передающий комплекс RITEC RPR-4000.

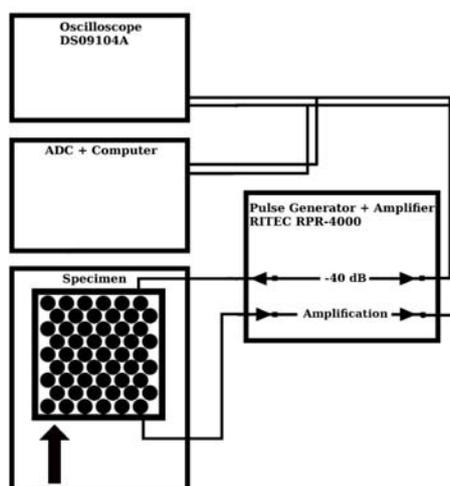


Рис. 1 Схема экспериментальной установки

Экспериментально исследовались зависимости скорости во флюидонасыщенной неконсолидированной среде от величины внешнего статического давления на образец и влияние внешнего давления на нелинейные параметры среды. Измеренная скорость во флюидонасыщенных зернистых средах оказалась больше, чем в зернистых неконсолидированных средах без заполнения жидкостью, но меньше скорости в заполняющих флюидах. Влияние внешнего давления на скорость упругих волн во флюидонасыщенных зернистых средах оказалось значительно меньше, чем в зернистых

неконсолидированных средах. Теоретический анализ распространения продольных акустических волн малой и конечной амплитуды проводился согласно теории Био [5, 6].

Литература

1. Л.Д. Акуленко, С.В. Нестеров. Упругие свойства гранулированной среды, пропитанной жидкостью, Известия РАН Механика твердого тела, 2008, № 1, с. 3-16
2. G. Renaud, S. Calle, M. Defontaine. Dynamic acoustoelastic testing of weakly pre-loaded unconsolidated water-saturated glass beads. J. Acoust. Soc. Am. 128 (6), 2010, pp. 3344-3354
3. Руденко О.В., Собисевич А.Л., Собисевич Л.Е., Хедберг К.М., Шамаев Н.В. Нелинейная модель гранулированной среды, содержащей слои вязкой жидкости и газовые полости. Акустический журнал, 2012, том 58, №1, с. 112-120
4. V. Y. Zaitsev, A. B. Kolpakov, and V. E. Nazarov, "Detection of acoustic pulses in river sand: Experiment," Acoust. Phys. 45(2), 202–208 (1999).
5. Biot M. A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid, I: Low-frequency range. J. Acoust. Soc, Am., 28, 1956a, 168—178.
6. Biot M. A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid, II: Higher frequency range. J. Acoust. -Soc. Am., 28; 1956b, 179-191.

РАСЧЕТ ДОБРОТНОСТИ ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Корольков Андрей Игоревич

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: korolkov@physics.msu.ru

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

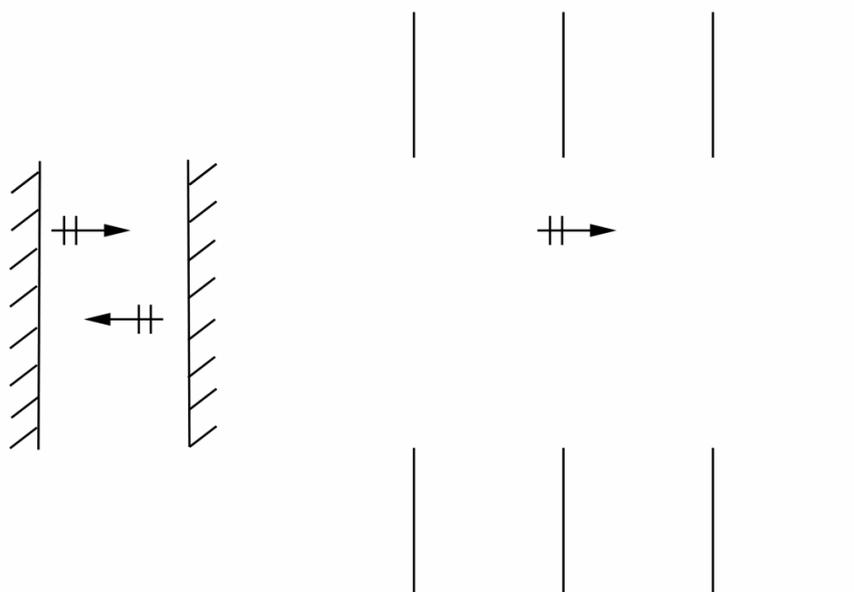


Рис 1. Резонатор Фабри – Перо и соответствующая ему система поглощающих экранов.

Мною был рассмотрен резонатор Фабри – Перо со смещенными зеркалами и с помощью формулы расщепления были получены оценки добротности этого резонатора. В дальнейшем

планируется применение метода формулы расщепления к системам, которые ранее не допускали аналитического рассмотрения.

Работа поддержана грантом Правительства РФ 11.G34.31.0066, грантом "Научные школы" 2631.2012.2, а также грантом РФФИ 12-02-00114.

Литература

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

ДВИЖЕНИЕ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ В ВЯЗКОУПРУГОЙ СРЕДЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ АКУСТИЧЕСКОЙ РАДИАЦИОННОЙ СИЛЫ

Корольков Захар Александрович

Студент

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: korolkov.zahar@physics.msu.ru*

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

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

Литература

1. Aglyamov S.R. et. al.: Solid sphere motion in viscoelastic medium
2. Зарембо Л.К. : Введение в нелинейную акустику

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ НА ЯЧЕЙКЕ ГИЛБЕРТА ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В КОРРЕЛЯЦИОННОМ ПРИЁМНИКЕ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ (СШП) СИГНАЛОВ

Усков Г.К., Лысенко Н.А.

к. ф.-м. наук, доцент, студент-бакалавр

*ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный университет», физический факультет,
Воронеж, Российская Федерация
e-mail: lysenko.hvr@gmail.com; uskov@phys.vsu.ru*

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

Проблема приёма и обработки радиосигнала заключалась в том, что даже при рассогласованных сигналах на входах (от антенны и опорного генератора) мы получаем при умножении отличный от нуля выходной сигнал, что крайне неприемлемо. Эта проблема может быть частично решена представлением входного радиосигнала в виде дифференциального. Т.е. вместо сигнала заданной амплитуды, он представляется в виде двух сигналов в два раза меньшей амплитуды (чем входной радиосигнал) равной между собой по модулю, но разной по знаку.

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

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

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

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

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

Во-первых, входной сигнал становится дифференциальным (нижние два графика); во-вторых, радиосигнал усиливается. В пределах динамического диапазона ячейки Гилберта зависимость выходного сигнала (суммы двух дифференциальных) от входного остаётся линейной. В

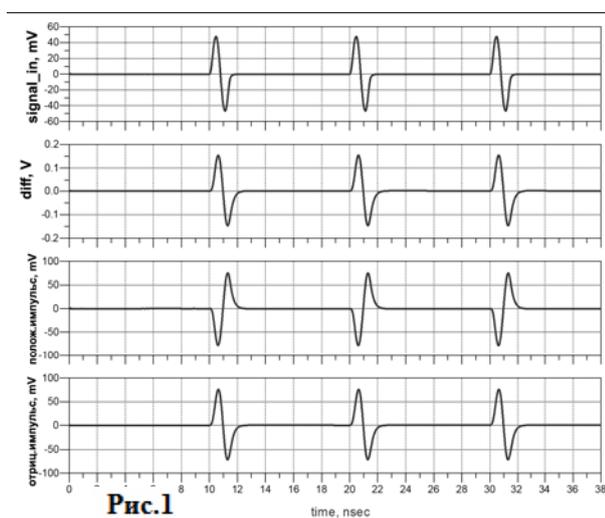


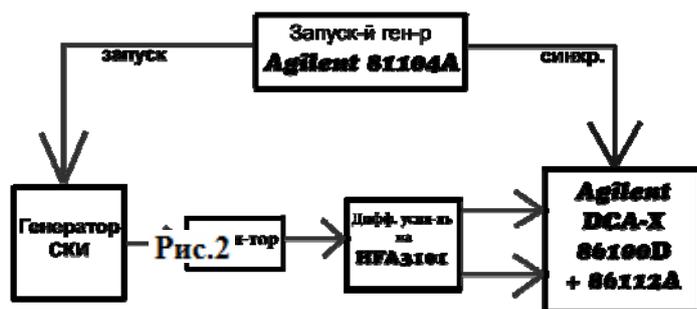
Рис.1

среднем усиление составляет от 4,3 дБ при малых амплитудах до 4,7 дБ при больших амплитудах.

Была реализована схема ДУ (преобразователя недифференциального радиосигнала в дифференциальный). Реализация ДУ проанализирована по структуре блок-схемы, показанной на рисунке 2. Использовался запускающий генератор Agilent 81104A для запуска генератора сверх-коротких импульсов и синхронизации с осциллографом Agilent DCA-X 86100D (встроен стробоскопический модуль 86112A).

При анализе сигналов для ослабления амплитуды использовалось несколько

аттенуаторов номиналом 20 дБ, 10 дБ, 3 дБ. В качестве генератора сверхкоротких импульсов использовались два вида:

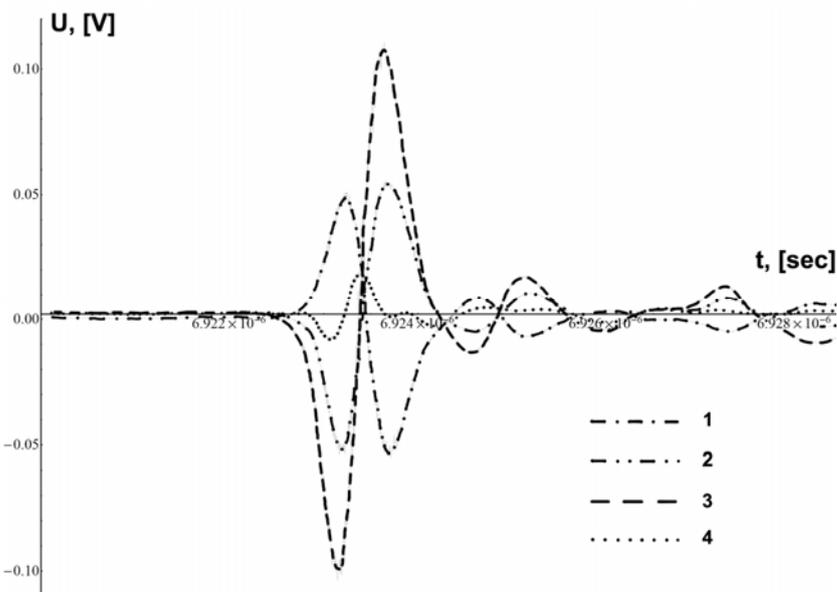


- генератор 250 пс импульсов с амплитудой 500 мВ,
- генератор 1 нс импульсов с амплитудой 100 мВ.

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

На графиках 1 и 2 показаны выходные

сигналы с каждого из дифференциальных выходов. На графике 3 показана разность между каналами – амплитуда выходного сигнала 110 мВ. На графике 4 показана сумма выходных сигналов на двух каналах амплитудой около 15 мВ. Таким образом, удалось добиться преобразования радиосигнала, приходящего с антенны, в дифференциальный с помощью преобразователя (ДУ) на ячейке Гилберта. Обнаружено также, что преобразователь является усилителем сигнала. Усиление в пределах динамического диапазона ячейки Гилберта составляет порядка 4,5 дБ.



Библиографический список использованной литературы.

1. Радзиевский В.Г., Трифонов П.А. Обработка сверхширокополосных сигналов и помех / В.Г. Радзиевский, П.А. Трифонов - М.: Радиотехника, 2009. - 288 с.
2. Chao Y., Scholtz R. Optimal and suboptimal receiver for ultrawideband transmitted reference systems // Proc. IEEE GLOBECOM. – 2003. - №3, pp. 759-763.
3. Gilbert, Barrie A precise four-quadrant multiplier with subnanosecond response (reprint) // IEEE Solid-State Circuits Society News. - 2007. - Т.12. - №4. - p. 29-37. - ISSN 1098-4232. — DOI:10.1109/N-SSC.2007.4785651

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ДВУХДИАПАЗОННОЙ ПЛОСКОЙ АНТЕННЫ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Нудьга Александр Александрович

Аспирант

*Севастопольский национальный технический университет
Факультет физики и радиоэлектроники, Севастополь, Украина
E-mail: nudga88@inbox.ru*

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

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

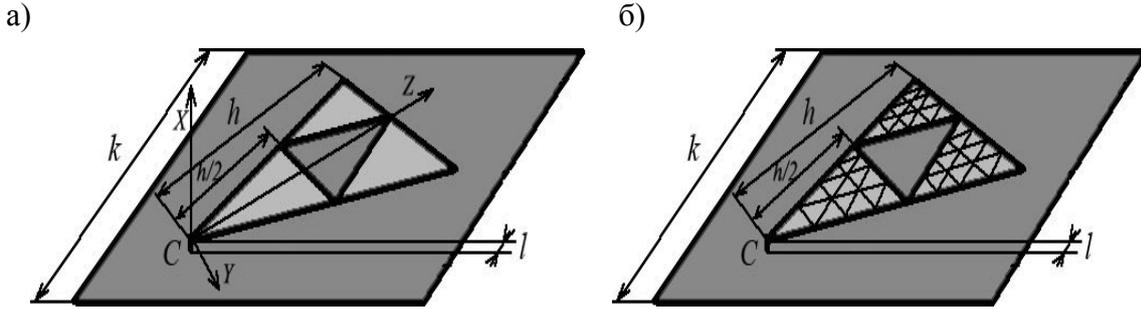


Рис. 1 — (а) Треугольная двухдиапазонная плоская антенна, (б) двухдиапазонная плоская антенна разбитая на элементарные площадки постоянного поверхностного тока

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

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

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

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

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

где $Z_B = \sqrt{\tilde{\mu}_a / \tilde{\epsilon}_a} = \frac{\tilde{k}}{i\omega \tilde{\epsilon}_a} \approx \frac{k}{\omega \epsilon_a}$ — волновое сопротивление среды,

$\tilde{k} = k_\alpha + ik_\beta = i\omega \sqrt{\tilde{\mu}_a / \tilde{\epsilon}_a}$ — коэффициент распространения волны в среде;

I_{ct} — ток элементарной площадки неизменный по длине *L*;

r — расстояние от элементарного излучателя до точки наблюдения *M*.

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

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

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

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

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

треугольников,

E_{ij} — напряженность электрического поля треугольника ij .

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

$$\sum_Y E_n = 0; \sum_X E_n = 0. \quad (2)$$

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

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

где K — коэффициент места расположения.

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

$$\begin{cases} 0 + I_{ct12} \cdot K_{12} + \dots + I_{ct1n} \cdot K_{1n} = E_{\Sigma 1}; \\ I_{ct11} \cdot K_{11} + 0 + \dots + I_{ct1n} \cdot K_{1n} = 0; \\ \dots \dots \dots \\ I_{ctn1} \cdot K_{n1} + I_{ctn2} \cdot K_{n2} + \dots + 0 = 0, \end{cases}$$

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

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

Литература

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

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГИХ СВОЙСТВ ВОДЫ ВБЛИЗИ 4°C

Пионткевич А.Г., Коробов А.И.

Студент

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

E-mail: simple2k@mail.ru

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

Целью работы является экспериментальное исследование нелинейных упругих свойств воды в области 4°C. Для проведения исследования нами использовался измерительный комплекс Rites, который работал в импульсном режиме. Начальные параметры, такие как амплитуда зондирующего импульса, частота излучаемого сигнала и коэффициент усиления регулировались с помощью компьютерной программы. Полученные в результате измерений данные записывались в файл на компьютере. Для обработки результатов использовались фазовый и спектральный методы. Фазовый метод позволяет рассчитать скорость

акустической волны. Спектральный метод позволяет рассчитать величину нелинейного параметра по эффективности генерации второй гармоники.

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

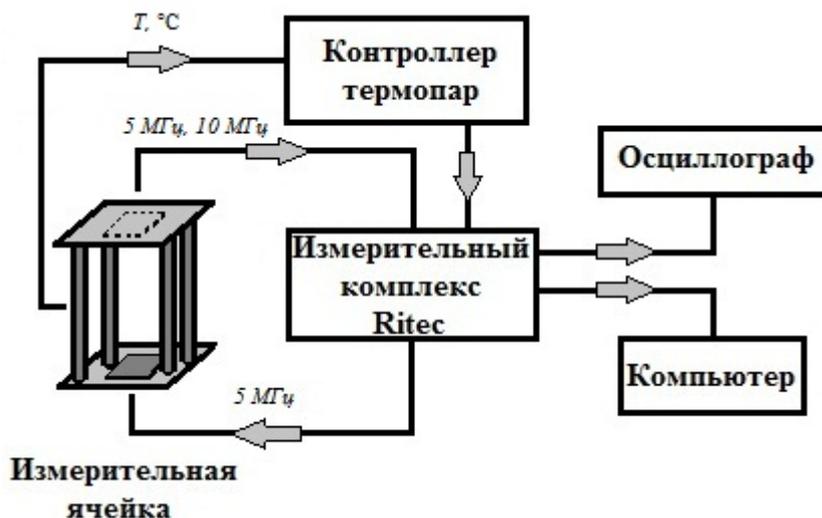


Рис.1. Блок-схема установки

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

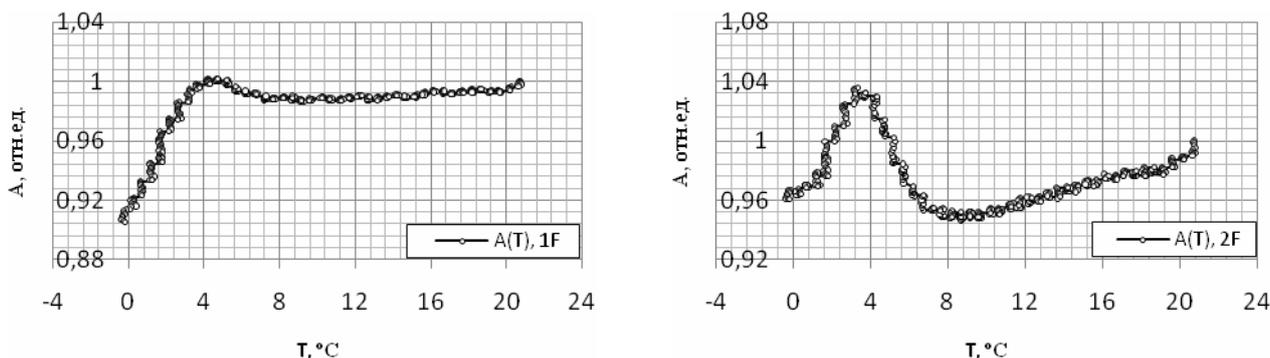


Рис.2. Зависимость амплитуд первой и второй гармоник акустической волны от температуры

Литература

1. Зацепина Г.Н. Свойства и структура воды. Москва: Наука, 1974, 166 с.
2. Красильников В.А. Звуковые и ультразвуковые волны. Гостехиздат, Москва 1960, 550 с.
3. Таблицы физических величин. Под ред. Кикоина И.К. Москва: Атомиздат, 1976, 1232 с.
4. А. Вуд Звуковые волны и их применение, ГТТИ, 1934.
5. С.Н. Ржевкин Колебания и волны. Акустика. Курс физики под редакцией акад. Н.Д. Папалекси, том I, Гостехиздат, 1948.

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СДВИГОВЫХ МОДУЛЕЙ РЕЗИНОПОДОБНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Полюшко Анна Сергеевна

Студентка

*Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет,
Москва, Россия*

E-mail: polushko.anna@gmail.com

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

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

Комплексный коэффициент отражения определяется формулой:

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

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

Фаза коэффициента отражения определяется по формуле:

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

где φ_1 и φ_2 – соответствующие фазы описанных выше волн, $k = \omega / c$, ω – круговая частота, c – скорость продольных волн в стенке трубки, l – длина части трубки, оклеенная резиной.

По экспериментально измеренным значениям $|\beta|$ и φ сначала рассчитывается импеданс нагрузки Z_n :

$$Z_n = \rho c (R_n + iX_n)$$

Здесь ρc – волновое сопротивление линии,

$$R_n = \frac{1 - |\beta|^2}{1 + |\beta|^2 - 2|\beta| \cos \varphi}$$

$$X_n = \frac{2|\beta| \sin \varphi}{1 + |\beta|^2 - 2|\beta| \cos \varphi}$$

Далее с помощью номограмм, приведенных в работе [2], рассчитывается механический импеданс на единицу поверхности Z_0 :

$$Z_0 = R_0 + iX_0$$

В номограмме по координатным осям отложены значения klR_n и klX_n , а по криволинейным сеткам определяются вспомогательные величины L_1 и η_1 , с помощью которых определяются R_0 и X_0 [1]:

$$R_0 = \rho \omega d' \eta_1 \left(\frac{L_1}{kl} \right)^2$$

$$X_0 = \rho \omega d' \eta_1 \left[\left(\frac{L_1}{kl} \right)^2 - 1 \right],$$

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

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

Блок-схема экспериментальной установки показана на рис.1.

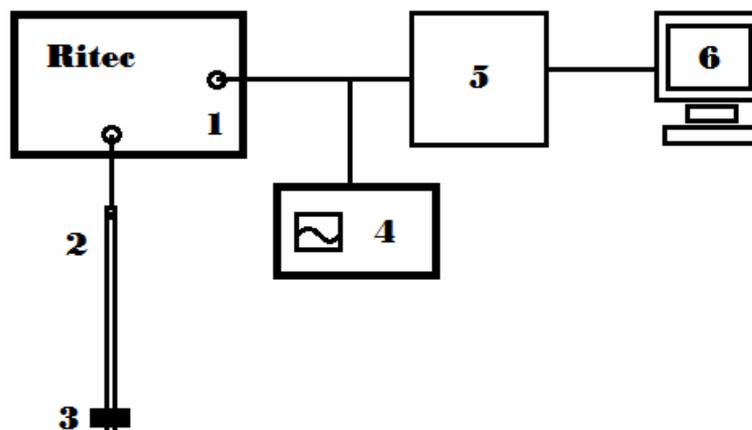


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки (1-ультразвуковой приёмно-передающий комплекс Ritec RPR-4000; 2-алюминиевая трубка; 3-нагрузка в виде резинового кольца; 4-осциллограф Agilent Infinium; 5-АЦП; 6-персональный компьютер).

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

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

Работа была выполнена в Центре коллективного пользования физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова по нелинейной акустической диагностике и неразрушающему контролю при поддержке гранта Президента Российской Федерации № НШ-2631.2012.2 и гранта РФФИ № 12-02-00349-а.

Литература

1. Тютюкин В.В. Метод измерения механических параметров резины на звуковых и ультразвуковых частотах. Акустический журнал, 1, 4, 356.
2. Агеева Н.С. Измерение упругих параметров материалов методом импульсной трубы. Акустический журнал, т.1, №2, 1955, с. 110
3. Агеева Н.С., Жуков И.П., Исакович М.А., Соседова А.Л., Сухаревский Ю.М. Электромеханический ку-метр – установка для измерения модуля упругости и потерь в материалах на ультразвуке. Журнал технической физики, т.22, №6, 1952, с.1030.

ОСОБЕННОСТИ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ МОЩНЫХ ФАЗИРОВАННЫХ РЕШЕТОК ДЛЯ НЕИНВАЗИВНОЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ХИРУРГИИ

Росницкий Павел Борисович

Студент

Ильин Сергей Андреевич

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: pavrosni@yandex.ru

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

Поле каждого элемента решетки выражается интегралом Рэлея:

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

где $p_i(\vec{r}, t)$ - давление, создаваемое одним излучателем в точке \vec{r} в момент времени t , ρ_0 – плотность среды, k – волновое число, ω – циклическая частота излучателя, S – площадь поверхности излучателя, v_n – скорость колебаний поверхности излучателя, R – расстояние от центра излучателя до точки наблюдения поля.

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

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

где p_0 – давление на поверхности элемента, a – радиус элемента, r – расстояние от центра элемента до точки наблюдения поля, θ – угол между осью элемента и лучом из центра элемента до точки наблюдения, J_1 – функция Бесселя первого порядка.

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

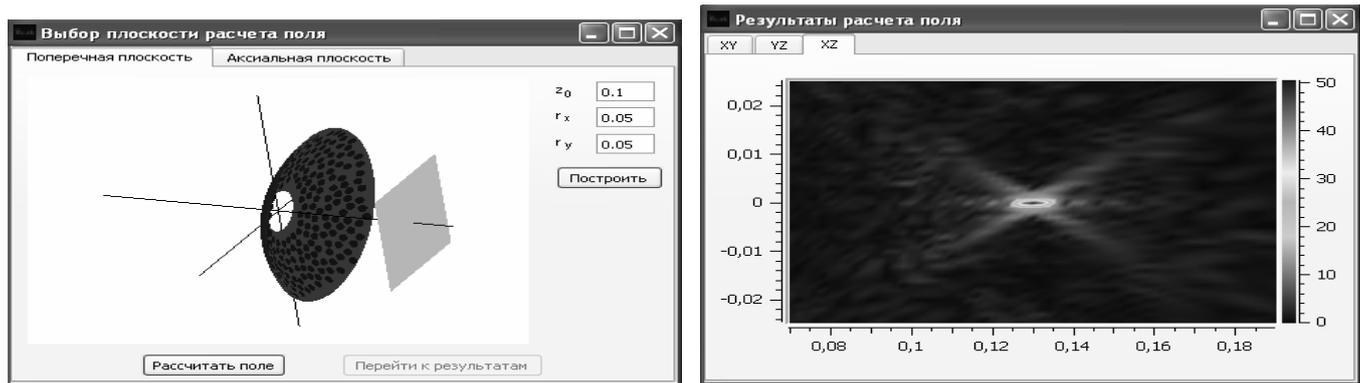


Рис. 1. Окна выбора плоскости расчетов и результатов.

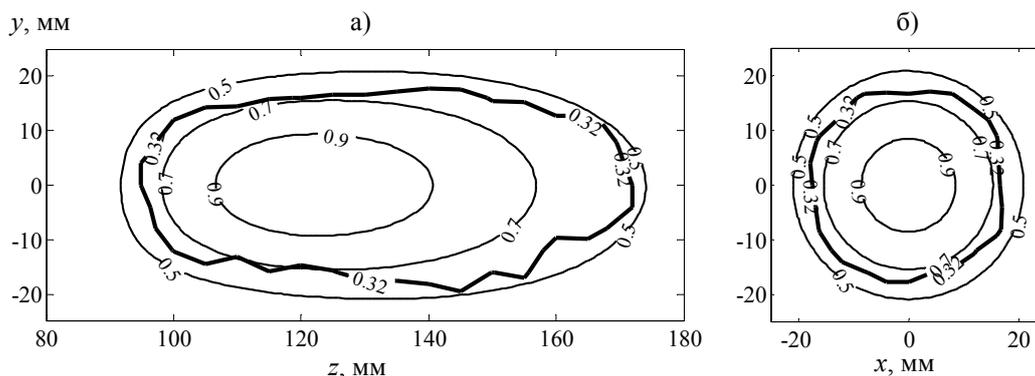


Рис. 2. Области смещения фокуса, соответствующие уменьшению амплитуды в основном максимуме на 10, 30 и 50% от наибольшего значения (тонкая линия), и области, в которых интенсивность побочных максимумов не превышает 10% от интенсивности основного максимума (жирная линия)

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

Литература

1. Хилл К., Бэмбер Дж., тер Хаар Г. (ред.). Ультразвук в медицине. Физические основы применения. - М.: Физматлит. 2008.
2. Бэйли М.Р., Хохлова В.А., Сапожников О.А., Каргл С.Г., Крам Л.А. Физические механизмы воздействия терапевтического ультразвука на биологическую ткань (Обзор) // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 4. С. 437–464.
3. Бобкова С. М., Цысарь С.А., Хохлова В.А., Андреев В.Г. Дифракционные эффекты при распространении фокусированного ультразвукового импульса в среде с тепловой неоднородностью // Акуст. журн., 2009, Т.55, №4-5, с. 457-465.
4. Bobkova S, Shaw A, Gavrilov L, Khokhlova V, Hand J. Focusing of high intensity ultrasound through the rib cage using therapeutic random phased array // Ultrasound in Medicine and Biology, 2010, V. 36, N 6, p. 888-906.
5. Хохлова В.А., Бобкова С.М., Гаврилов Л.Р. Расщепление фокуса при прохождении фокусированного ультразвука сквозь грудную клетку // Акуст. журн., 2010, Т. 56, № 5, с. 622-632.
6. Ильин С.А., Юлдашев П.В., Хохлова В.А., Гаврилов Л.Р., Сапожников О.А. Оценка качества акустических полей при смещении фокуса многоэлементных фазированных решеток устройств ультразвуковой хирургии // Сборник трудов Научной конференции "Сессия Научного совета РАН по акустике и XXV сессия Российского акустического общества". 17-20 сентября 2012 года. Таганрог. Т. 2. С. 87-90.

ЭФФЕКТЫ ШУМОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ВОЛНОВЫЕ РЕЖИМЫ АКТИВНОЙ СРЕДЫ

Шепелев Игорь¹

студент (магистр)

Слепнев Андрей Вячеславович²

аспирант

Национальный исследовательский Саратовский государственный университет имени Н.Г.

Чернышевского, физический факультет, Саратов, Россия

E-mail: igor_sar@li.ru¹, a.v.slepnev@gmail.com²

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

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

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

поведение функции $R(D)$ в возбудимом режиме, где $R = \frac{\sqrt{\langle T^2 \rangle - \langle T \rangle^2}}{\langle T \rangle}$, T – интерспайковый

интервал. Как в случае однородного, так и в случае пространственно некоррелированного шума, при некотором оптимальном значении интенсивности шума в среде наблюдается минимум величины R , т.е. имеет место явление когерентного резонанса. Оптимальный уровень шума в среде значительно отличается от уровня шума, соответствующего когерентному резонансу в одиночном осцилляторе ФитцХью-Нагумо.

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

Литература

1. Ermentrout B., Pinto D. Neurophysiology and waves // SIAM News, 2007, vol. 40, no. 2.
2. FitzHugh R.A. Impulses and physiological states in theoretical models of nerve membrane // Biophysical Journal, 1961, vol. 1, pp. 445–466.
3. Lancaster J. L., Hellen E.H., Leise E.M. Modeling excitable systems: Reentrant tachycardia // American Journal of Physics, 2010, vol. 78, no. 1, pp. 56–63.

НЕЛИНЕЙНОЕ ОТРАЖЕНИЕ УПРУГИХ ВОЛН ОТ ГРАНУЛИРОВАННОГО НЕКОНСОЛИДИРОВАННОГО СЛОЯ

Ширгина Наталья Витальевна

Аспирантка

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: natalia.shirgina@physics.msu.ru*

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

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

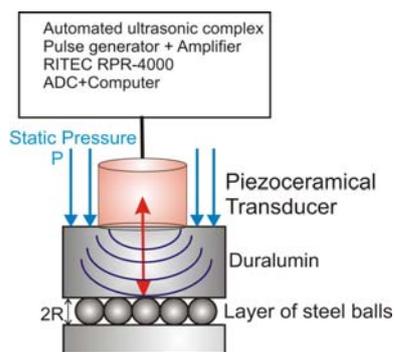
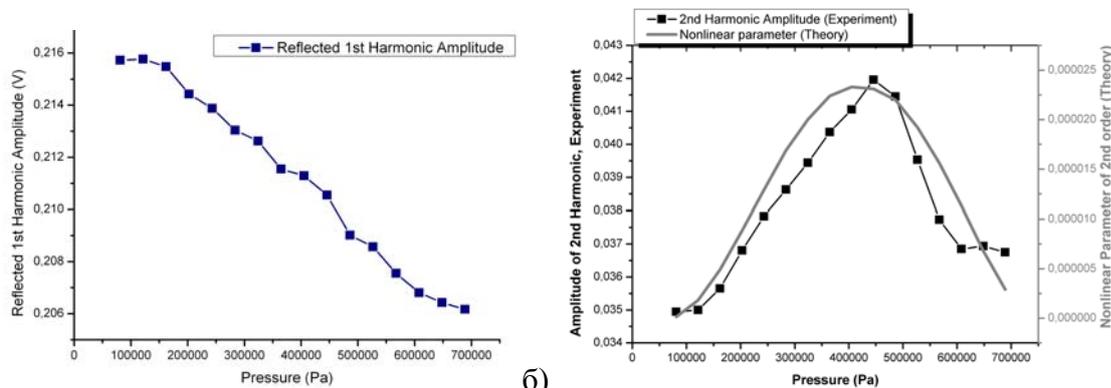


Рис. 1 Отражение упругой волны от слоя шаров

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

$$F_i = \frac{4E^* \sqrt{R_0}}{3} (D_i - h)^{3/2} \theta(D_i - h) \quad (1)$$

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



а)

б)

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

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

$$|N| = \frac{12\omega\rho c \cos^4 \theta (|K(p)|)^2 (D - h_0)}{|K(p)|^3 (1 - |K(p)|^2) \sqrt{(25 \cos^2 \theta - 4\rho^2 c^2) |K(p)|^4 + (4\rho^2 c^2 - 10 \cos^2 \theta) |K(p)|^2 + \cos^2 \theta}} \quad (2)$$

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

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. V.E. Gusev, V. Aleshin and V. Tournat, Reflection of nonlinear acoustic waves at the mechanically free surface of an unconsolidated granular medium, Acustica-Acta-Acustica, 94, 215-228 (2008).
5. Руденко О.В., Чинь Ань Ву. Нелинейные акустические свойства контакта шероховатых поверхностей и возможности акустодиагностики статистических характеристик поверхностей. Акустический журнал, 1994, том 40, № 4, с. 668-672.

Подсекция «Сверхпроводящие и электронные свойства твердых тел»

ПРОЦЕССЫ РАССЕЙЯНИЯ В СТРУКТУРАХ InAs/AlSb С КВАЗИДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ.

Афанасова Марина Михайловна, Хавронина Мария Валерьевна
старший научный сотрудник, магистр
Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина,
физико-математический факультет, Рязань, Россия
m.afanasova@rsu.edu.ru

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

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

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

1. квантовое время релаксации в возбужденной подзоне $\tau_q^p = (3.4 \div 3.0) \cdot 10^{-14}$ с не зависит от времени релаксации в первой подзоне $\tau_q^m = (6.2 \div 7.2) \cdot 10^{-14}$ с, что свидетельствует о восприятии возмущения от внешних источников электронами возбужденной подзоны размерного квантования и распространение его в основную подзону за счет межподзонного электрон - электронного взаимодействия.
2. квантовое время рассеяния в возбужденной подзоне τ_q^p не зависит от концентрации $n_p = (0.6 \div 1.1) \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$, что свидетельствует об эффективности рассеяния электронов на внешнем потенциале, вклад электрон - электронного рассеяния менее существенно. Эффективными рассеивающими центрами являются дельта слои, находящиеся в пределах длины экранирования.

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

**ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕРМООБРАБОТКИ НА СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ
КРИТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПРОВОДА НА ОСНОВЕ FeSe**
**Власенко В.А.¹, Перваков К.С.^{1,2}, Ельцев Ю.Ф.¹, Бербенцев В.Д.³, Гаврилкин С.Ю.¹,
Прудкогляд В.А.¹, Пудалов В.М.¹**

Аспирант

¹ *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, отделение физики твердого тела, Москва, Россия*

² *Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Москва, Россия*

³ *Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН, Москва, Россия*

E-mail: vlasenkovlad@gmail.com

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

Литература

1. Toshinori Ozaki et al. 2011 Supercond. Sci. Technol. 24 105002.
2. N. R. Werthamer, E. Helfand, and P. C. Hohenberg, Phys. Rev., 1966, 147: 295

**МОДЕЛИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ В
САМОВОСТАНАВЛИВАЮЩИХСЯ ПРЕДОХРАНИТЕЛЯХ**

Домкин К.И.

Аспирант

**Пензенский государственный университет, факультет естественных наук,
нанотехнологий и радиоэлектроники**

ego85@mail.ru

Для электрических цепей существует несколько типов защитных устройств [1]: плавкие предохранители, биметаллические предохранители, керамические резисторы с положительным ТКС, самовосстанавливающиеся предохранители (СВП). Принцип действия

упомянутых типов устройств основан на резком изменении (возрастании) сопротивления $R_{вкл}$ прибора при превышении в нем температуры выше пороговой $T_{пор}$.

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

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

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

Также можно обосновать модель переключения сопротивления предохранителя пороговой непрерывной моделью или кусочно-линейной, в которой сопротивление предохранителя изменяется в некоторых пределах непрерывно в зависимости от температуры в соответствии с функцией передачи $R = f_f(T)$. Модель данного типа можно проиллюстрировать линеаризованной кривой изменения сопротивления [3].

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

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

Литература

1. Каминская Т.П., Недорезов В.Г. Самовосстанавливающиеся предохранители на фазовом переходе / Каминская Т.П., Недорезов В.Г. // Труды международного симпозиума «Надежность и качество-2006», Пенза, 2006 г.
2. Кейслер Г.Дж., Чень-Чунь Теория непрерывных моделей. М. Мир 1971, 184с.
3. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции: Формулы, графики, таблицы. М.: Наука, 1964

СИНТЕЗ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ХАЛЬКОГЕНИДОВ ЖЕЛЕЗА И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ СВОЙСТВ

Козлякова Екатерина Сергеевна

магистрант 1г/о

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

Факультет наук о материалах, Москва, Россия

E-mail: evenuell@gmail.com

Сверхпроводники на основе железа представляют огромный интерес как с точки зрения нахождения взаимосвязи между сверхпроводимостью и магнетизмом, так и для понимания сверхпроводимости в целом. За четыре года с момента их открытия было опубликовано огромное количество статей по этой тематике, однако ученые так и не приблизились к разгадке механизма возникновения высокотемпературной сверхпроводимости. Одна из возможных причин состоит в том, что зачастую высокоточными физическими методами изучаются образцы низкого качества, что затрудняет интерпретацию полученных

результатов. Для более глубокого понимания необходимы данные, полученные высокоточными методами на более качественных образцах.

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

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

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

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

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

В результате, в рамках данной работы была разработана методика синтеза высококачественных монокристаллов $\text{FeTe}_{1-y-x}\text{Se}_x\text{S}_y$ с долей теллура больше 50% и серы меньше 10% и измерены и охарактеризованы их температурные зависимости магнитной восприимчивости и сопротивления. Образцы с долей теллура меньше 50% также получают с использованием данной методики при подборе соответствующих термодинамических параметров.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ $GdO(F)FeAs$ МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ ВНУТРЕННИХ МНОГОКРАТНЫХ АНДРЕЕВСКИХ ОТРАЖЕНИЙ

Кузьмичева Т.Е.^{1,2*}, Кузьмичев С.А.^{1†•}, Садаков А.В.^{2‡}, Усольцев А.С.^{1,2*}

^{*}Аспирант; [†]научный сотрудник; [•]к.ф.-м.н.

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

² ФИАН им. П.Н. Лебедева, Отделение физики твердого тела, Москва, Россия

e-mail: kute@sci.lebedev.ru

Соединение $GdO(F)FeAs$ относится к классу слоистых многощелевых сверхпроводящих оксипниктидов (система 1111) [1]. В работе использовались поликристаллы $GdO_{1-x}F_xFeAs$ ($x = 0.09 \div 0.21$) и $GdO_{0.88}FeAs$ с критическими температурами $T_C^{bulk} = 48 \div 53$ К. Энергии сверхпроводящих щелей определялись с помощью андреевской спектроскопии контактов сверхпроводник – металл – сверхпроводник (**SnS**); **SnS**-контакты формировались с помощью техники "break-junction".

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

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

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

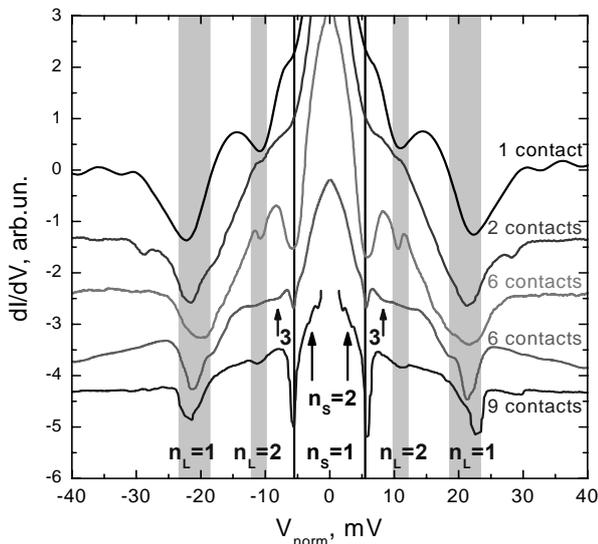


Рис. 1. Нормированная динамическая проводимость одиночного (верхняя кривая) и стопочных SnS-контактов при $T = 4.2$ К. Андреевские минимумы определяют значения щелей $\Delta_L \approx 11$ мэВ (значки n_L) и $\Delta_S \approx 2.7$ мэВ (значки n_S).

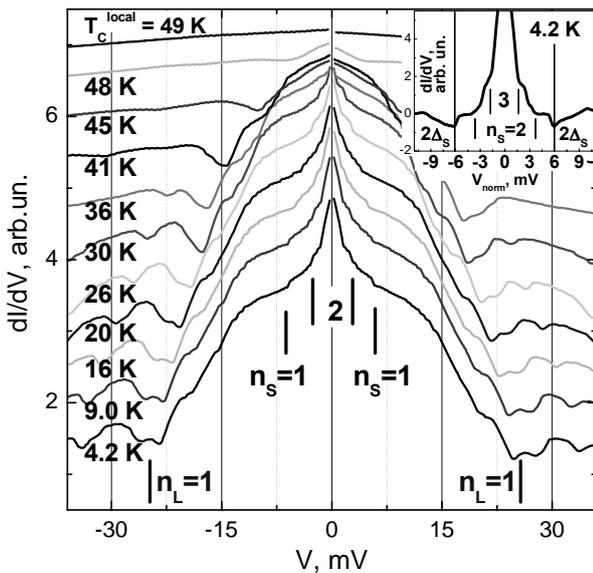


Рис. 3. dI/dV -характеристика андреевской стопки (3 SnS-контакта), измеренная при $4.2 \text{ K} \leq T \leq 49 \text{ K} = T_C^{\text{local}}$. Положения андреевских рефлексов (при 4.2 К) от большей щели $\Delta_L \approx 12.5$ мэВ и малой щели $\Delta_S \approx 3$ мэВ отмечены значками $n_{L,S}$.

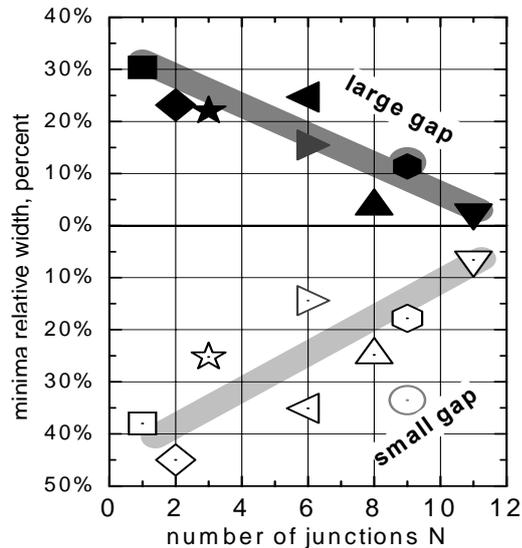


Рис. 2. Зависимость полуширины андреевских рефлексов $n_L=1$, нормированная на $2\Delta_L$, от N для исследованных одиночных и стопочных SnS-контактов.

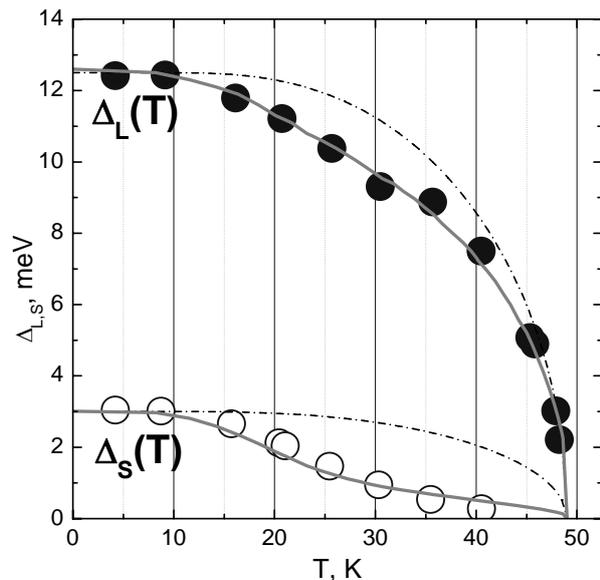


Рис. 4. Температурные зависимости сверхпроводящих щелей для GdO(F)FeAs (локальная $T_C \approx 49$ К), построенная по данным рис. 3. Однощелевые БКШ-образные функции приведены пунктиром, двухщелевые – сплошными линиями.

Литература

1. Y. Kamihara, et al. // J. Am. Chem. Soc. 2008, №130, p. 3296.
2. R. Kummel, et al. // Phys. Rev. B. 1990, №42, p. 3992.
3. T.E. Shanygina, et al. // JETP Lett. 2011, №93, p. 94.
4. T.E. Shanygina, et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2012, №391, p. 012138.
5. T.E. Shanygina, et al. // J. Supercond. Novel Magn. (in press) [arXiv:1211.0257].

ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ НИТЕЙ ДЛЯ ВТСП ПРОВОДНИКОВ ТРЕТЬЕГО ПОКОЛЕНИЯ

Кулаков П.А.¹, Порохов Н.В.²

студент, сотрудник

¹ – Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

² – Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, НИИ Ядерной Физики, Москва, Россия

e-mail: pavel.kulakov92@gmail.com

С момента открытия в 1986 году явления высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) было сделано много попыток создать провода, передающие значительные токи без омических потерь. Производство ВТСП проводов началось с так называемого первого поколения, получаемого при помощи технологии «оксидный порошок в трубке», методом пиролиза аэрозоля, а также по расплавной технологии. Основным параметром для ВТСП проводов является плотность критического тока. Для первого поколения она составляла примерно $J_c = 4 \times 10^4$ А/см² при температуре $T = 77$ К [1], что почти на три порядка меньше максимально возможных плотностей тока для ВТСП материалов.

Около 10 лет назад на рынке появились так называемые проводники второго поколения, представляющие собой ленту с многослойной структурой. Она состоит из текстурированной подложки сплава NiW, изготовленной по технологии RABiTS (аббревиатура англ. – Rolling - Assisted Biaxial Textured Substrate), буферного слоя и слоя ВТСП (YBa₂Cu₃O_{7-δ}). Преимуществом этих ВТСП проводов является то, что текстурирование и упорядочение кристаллитов, во многом определяющие сверхпроводящие свойства ленты и, в первую очередь, плотность транспортного тока, могут быть достигнуты достаточно просто на конечной стадии изготовления образца. Электрофизические свойства получаются лучше, токнесущая способность достигает порядка $J_c = 5 \times 10^6$ А/см². В настоящее время кабели на основе ВТСП второго поколения, представляют собой коммерческий продукт. Например, компания «SuperPower, Inc.» предлагает провода длиной до 1 км с хорошими техническими характеристиками: величиной критического тока I_c более 300А при его критической плотности J_c достигающей $6,6 \times 10^6$ А/см² при $T = 77$ К [2].

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

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

Литература.

1. Yasuhiro Iijima¹, Kazuomi Kakimoto, Yasunori Sutoh, Shoji Ajimura and Takashi Saitoh "Development of long Y-123 coated conductors by ion-beam-assisted-deposition and the pulsed-laser-deposition method" Supercond. Sci. Technol. vol.17 (2004) pp. S264–S268.

2. Xie Y.Y., Knoll A., Chen Y., Li Y., Xiong X., Qiao Y., Hou P., Reeves J., Salagaj T., Lenseth K., Civale L., Maiorov B., Iwasa Y., Solovyov V., Suenaga M., Cheggour N., Clickner C., Ekin J.W., Weber C., Selvamanickam V. Progress in scale-up of second-generation high-temperature superconductors at SuperPower Inc. // Physica C: Superconductivity and its Applications. 2005. T. 426-431. № II. С. 849-857.
3. Yongli Xu, Nick Djeu, Zongqi Qian, Ziyang Xu, Peng He, and Rabi Bhattacharya «YBa₂Cu₃O_{7-δ} Films grown on faceted sapphire fiber», IEEE Transactions on applied superconductivity, vol. 21, No. 3, June 2011

Слова благодарности.

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

ДВУХЩЕЛЕВАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ДОПИРОВАННЫХ РТУТНЫХ КУПРАТОВ

*Кульбачинский Сергей Владимирович*¹

Аспирант

*Пономарев Ярослав Георгиевич*²

Профессор

*Фишер Леонид Михайлович*¹

Профессор

¹ФГУП ВЭИ, Москва, Россия

E-mail: ru@vpe3.ru

²Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
экономический факультет, Москва, Россия

E-mail: ponomarev@mail.ru

В сверхпроводящих купратах HgBa₂Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2+□} (HBCCO) соединение Hg-1201 содержит одну, Hg-1212 - две, Hg-1223 - три Cu-O₂ плоскости, которые в Hg-1221 и Hg-1223 интеркалированы атомами Ca [1-3]. В ртутных купратах сверхпроводящие CuO₂ - блоки разделены диэлектрическими структурными блоками BaO - HgO_□ - BaO (спейсерами), являющимися поставщиками дырок в CuO₂-блоки (O_□ - примесный кислород).. Следует отметить, что с повышением числа **n** CuO₂ - плоскостей в сверхпроводящих блоках (при **n** > 3) проблема получения оптимально допированных образцов HgBa₂Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2+□} стандартным методом существенно усложняется. Так в работе [4] с помощью ЯМР – спектроскопии было установлено, что ЯМР – резонанс на ядрах меди в HgBa₂Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2+δ} с **n** ≥ 3 трансформируется в дублет, что объясняется различным уровнем допирования кислородом внутренних (IP) и внешних (OP) CuO₂ – плоскостей в сверхпроводящих блоках. Указанный эффект объясняет нетривиальную зависимость критической температуры от числа CuO₂ – плоскостей **n**.

В настоящей работе с помощью андреевской спектроскопии определена сверхпроводящая щель у близких к оптимальному допированию поликристаллических образцов ртутных купратов Hg-1201 (однослойная фаза, T_c = 93 ± 2 К) и Hg-1212 (двухслойная фаза, T_c = 120 ± 5 К). Качественно отличные результаты получены для трехслойной фазы. У слабо передопированных поликристаллических образцов Hg-1223 (T_c = 124 ± 5 К) обнаружены две сверхпроводящие щели, соответствующие одной внутренней (IP) и двум внешним (OP) CuO₂ – плоскостям в сверхпроводящем блоке. Существование многощелевой сверхпроводимости в ртутных купратах HgBa₂Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2+δ} с **n** ≥ 3 объясняется различием в уровнях допирования внешних и внутренних CuO₂ – плоскостей [4].

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

Работа поддержана проектами РФФИ.

Литература

1. Putilin S.N., Antipov E.V., Chmaissem O., Marezio M. Nature **362** (1993) 226.
2. Putilin S.N., Antipov E.V., Marezio M. Physica C **212** (1993) 266.
3. V.A. Alyoshin, D.A. Mikhailova, E.B. Rudnyi, E.V. Antipov. Physica C **383** (2002) 59.
4. H. Mukuda, S. Shimizu, A. Iyoi, Y. Kitaoka. Journal of the Physical Society of Japan **81** (2012) 011008.

ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ

*Поздеева Ю.С., Majid M.J.**

*студент-магистрант, Удмуртский государственный университет,
физико-энергетический факультет, г. Ижевск, Россия
*аспирант, Удмуртский государственный университет,
физико-энергетический факультет, г. Ижевск, Россия
E-mail: majid_alsamer@mail.ru*

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

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

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

V_F - скорость носителей, p_x, p_y - компоненты оператора импульса, σ_x, σ_y – матрицы Паули.

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

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

где d – определяет размер области локализации пакета по осевой координате, параметр σ – область локализации пакета по угловой переменной, k_0 – несущий волновой вектор, m_0 – магнитное квантовое число. Параметры α и β определяют соотношения между компонентами псевдоспиновой волновой функции.

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

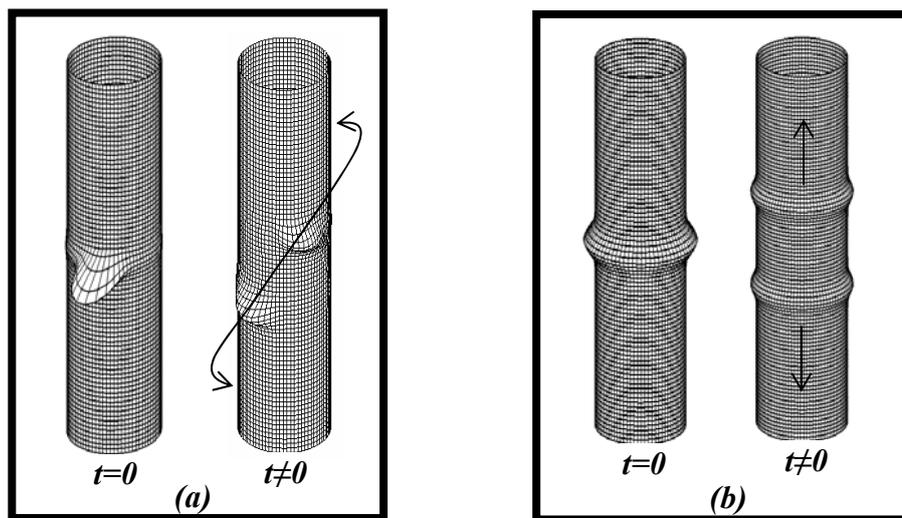


Рис.1 Временная эволюция локализованных квантовых состояний на углеродной нанотрубке

Список литературы

- [1] T.Ando, J.Phys.Soc.Jpn.V74, 777 (2005).
 [2] T.M.Rusin, W.Zawadzki, Phys.Rev, B76 , 195439(2007).
 [3] W.Zawadzki , T.M.Rusin, J. Phys.: Condens. Matter, 23 , 143201(2011).

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ЩЕЛИ $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ ВНУТРЕННИХ МНОГОКРАТНЫХ АНДРЕЕВСКИХ ОТРАЖЕНИЙ

Усольцев А.С.^{1,2*}, Власенко А.В.^{1*}, Кузьмичева Т.Е.^{1,2*}, Кузьмичев С.А.^{2†•},
Перваков К.С.^{1*}, Садаков А.В.^{1†}

*Аспирант; †научный сотрудник; •к.ф.-м.н.

¹ ФИАН им. П.Н. Лебедева, Отделение физики твердого тела, Москва, Россия

² МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

e-mail: usoltsev@sci.lebedev.ru

Соединение BaFe_2As_2 относится к классу слоистых многощелевых сверхпроводящих оксипниктидов (система 122) [1]. В работе использовались монокристаллы $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ с температурой сверхпроводящего перехода $T_C^{\text{bulk}} = 21 \pm 1$ К. Энергия сверхпроводящей щели была определена методом андреевской спектроскопии SnS-контактов (сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник), полученных с помощью техники “break-junction”.

Как было показано в теоретической работе [2], на производных вольтамперных характеристиках симметричных SnS-контактов будут появляться серии минимумов на смещениях $V_n = 2\Delta/n e$, где $n = 1, 2, \dots$. Нами были экспериментально измерены соответствующие характеристики для одиночного и стопочных контактов (которые представляют собой N последовательно соединенных SnS-контактов). Для определения величины щели стопочные контакты были нормированы на один контакт. На полученных кривых хорошо видны особенности на смещениях $V_{nL=1} = 8.8-9.5$ мВ и $V_{nL=2} \approx 5$ мВ (рис. 1), что соответствует значению щели $\Delta_L \approx 5$ мэВ. Также были получены путём последовательной перестройки контакта серии характеристик, имеющие особенности на смещениях $V_{nL=1} \approx 7.2-7.9$ мВ и $V_{nL=2} \approx 4$ мВ (рис. 2), что соответствует щели $\Delta_L \approx 3.6-4$ мэВ (и меньшей локальной T_C^{local}). Спектр 2-контактной стопки был измерен в интервале температур $4.2 \text{ K} \leq T \leq T_C^{local}$ (рис. 3), а также построены температурные зависимости щели (рис. 4). При $T_C^{local} \approx 18.4$ К производные линеаризовались, что соответствует переходу контактных областей в нормальное состояние. Вычисленное характеристическое соотношение БКШ $2\Delta_L/kT_C^{local} = 4.5 \div 6$ превышает стандартное для БКШ 3.52 и является следствием сильного электрон-бозонного взаимодействия в «ведущих» зонах с большой щелью. Хорошо заметно небольшое отклонение экспериментальных зависимостей от стандартной однощелевой БКШ-образной функции (сплошные линии на рис. 4): как и в работе [3], $\Delta_L(T)$ имеет небольшой прогиб вниз, что характерно для двухщелевого сверхпроводника со слабым межзонным взаимодействием (эффект близости в k -пространстве между двумя конденсатами) и является косвенным подтверждением наличия второго сверхпроводящего конденсата.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 11-02-12126-офи-м. Авторы благодарят Пономарева Я.Г., Ельцева Ю.Ф., Михеева М.Г., Пудалова В.М. и Чеснокова С.Н.

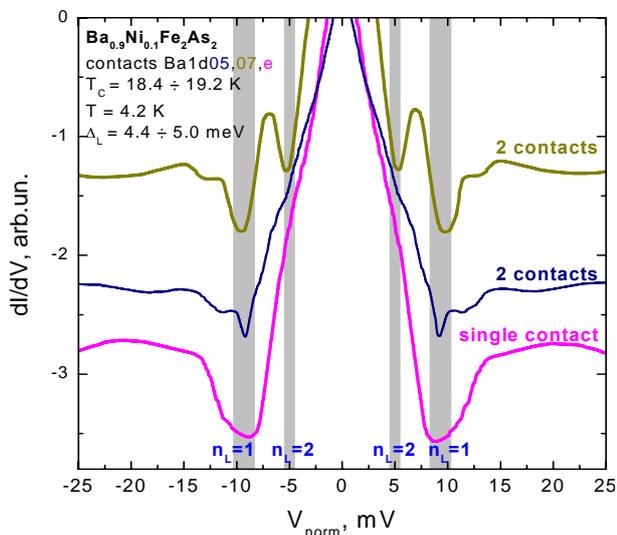


Рис. 1 Динамическая проводимость одиночного SnS-контакта (фиолетовая линия) и стопок из двух SnS-контактов нормированных на один контакт. Величина большой щели $\Delta_L = 4.4 \div 5.0$ мэВ.

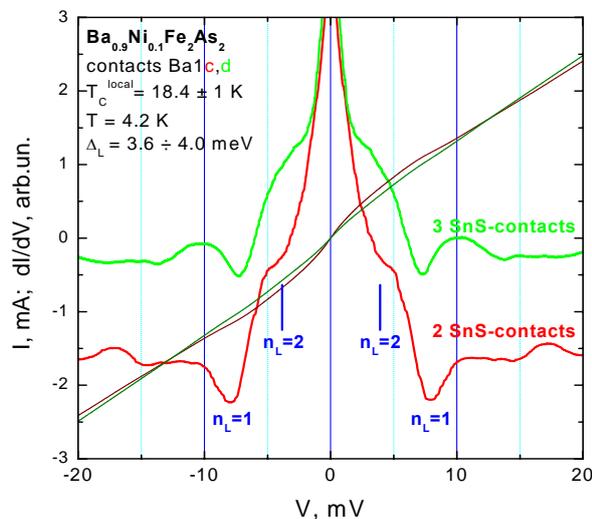


Рис. 2 Динамическая проводимость стопки из 2 SnS-контактов (зеленая линия) и 3 SnS-контактов (красная линия), нормированная на один контакт. Величина большой щели $\Delta_L = 3.6 \div 4.0$ мэВ.

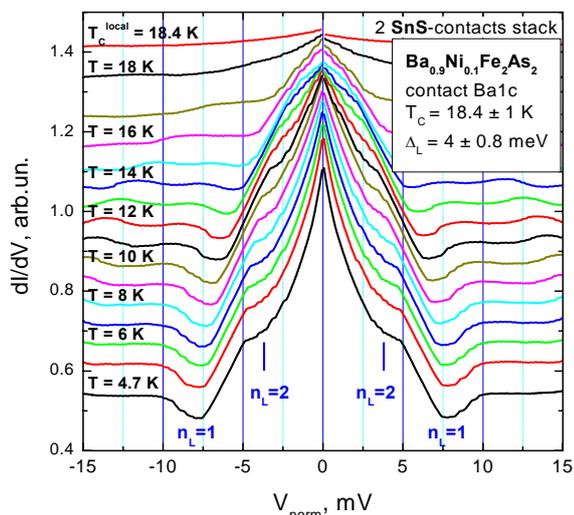


Рис. 3. Динамическая проводимость стопки из 2 SnS-контактов, нормированная на один контакт и измеренная в интервале температур $4.2 \text{ K} \leq T \leq T_C^{\text{local}} \approx 18.4 \text{ K}$. Величина большой щели $\Delta_L = 4.0 \pm 0.8 \text{ мэВ}$ ($T = 4.2 \text{ K}$)

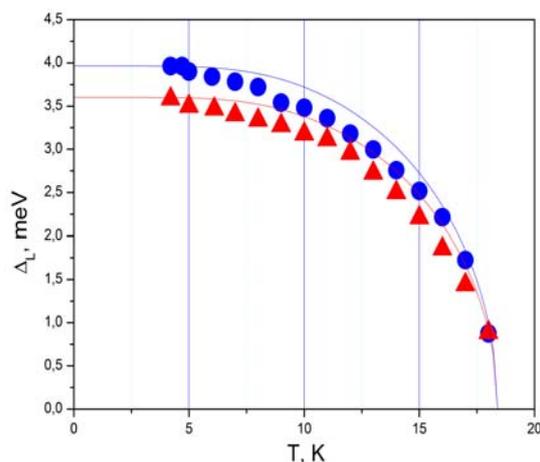


Рис. 4. Температурная зависимость большой щели $\Delta_L(T)$, построенная для контактов приведенных на рис. 2. Соответствующие однощелевые БКШ-образные функции построены сплошными линиями.

Литература

1. M. Rotter, et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2008, №101 (10), p.107006.
2. R. Kummel, et al. // *Phys. Rev. B.* 1990, №42, p. 3992.
3. T.E. Shanygina, et al. // *J.Supercond. Nov. Magn., in press* [arXiv:1211.0257].

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АТОМОВ НИОБИЯ ПО ГЛУБИНЕ СПЛАВА МОЛИБДЕНА С НИОБИЕМ

Ё.С.Эргашов

учебный мастер

Физический факультет Национального Университета Узбекистана имени М. Улугбека, 100174, Ташкент, Узбекистан. e-mail: yergashev@mail.ru

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

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

Методика эксперимента. Получение низкоэнергетических ионов тугоплавких металлов представляет собой самостоятельную задачу и подробно описано в работе [1]. Аналогично, как в работе [1], в экспериментах по имплантации ионов Nb в монокристалле

Мо использовали только однозарядные ионы ниобия, и нами получены интегральный ток на мишени $\sim 4 \cdot 10^{-7}$ А. При этом вакуум в камере прибора не хуже $\sim 10^{-8}$ Торр. Ионный ток измерялся цилиндром Фарадея установленного в манипуляторе экспериментальной установки. Поток ионов ниобия составляет $\sim 10^{11}$ ион·см⁻²·с⁻¹, энергия ионов $E=3$ кэВ. При этих же значениях потоков ионов Nb можно увеличить дозу за счет времени облучения. В манипулятор, экспериментальной установки, были вмонтированы монокристаллы Mo(111), Mo(100) и Mo(110). Подготовка образцов к имплантации ионами ниобия детально описано в работе [2]. Кристаллы прогревались в температурном интервале 2000-2300 К с кратковременным повышением температуры до 2400 К. Общее время прогрева каждого кристалла ~ 50 часов. При этом через каждые 2-3 часа снимались оже-спектры поверхности кристаллов. Количественный анализ оже-спектров снятых с поверхности молибдена (111), (100) и (110) легированного ионами ниобия с дозой $5 \cdot 10^{14}$ ион·см⁻² показал, что концентрация атомов ниобия составляет $\sim 2-3$ ат%. Количественный анализ оже-спектров проводился методом факторов элементной чувствительности, в качестве эталона нами был использован интенсивный оже пик ниобия с энергией 169 эВ (переход $M_5N_3N_3$) измеренный в этом же спектрометре. В связи с тем, что концентрация атомов ниобия в поверхностном слое ионно легированного молибдена составляло всего $\sim 2-3$ ат%, построит кривую распределения концентрации атомов Nb по глубине, ионно-имплантированного монокристалла молибдена, представлял определенную трудность. Распределение атомов ниобия по глубине монокристаллов молибдена определялось следующим образом. Одного из ионно-имплантированного монокристалла молибдена устанавливали на против фланца с аргоновой пушкой и проводилось послойное травление поверхности кристалла ионами аргона и через каждые 6-7 минут, т.е. после удаление одного атомного слоя с поверхности ионно-имплантированного молибдена снимались оже-спектры. Такие измерения проводилось и для других граней молибдена. Эта средняя глубина выхода оже-электронов для таких переходных элементов как Mo, W [2]. Концентрация атомов Nb на глубине ~ 4 атомных слоев составляла $\sim 3-4$ (ат)%.

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

Обсуждение полученных результатов. Анализируя результаты по имплантации ионов ниобия в монокристаллических образцах молибдена (111), (100) и (110) можно отметить следующее. При бомбардировке поверхности мишени ионами легирующего металлического элемента происходит распыление атомов поверхностного слоя металла матрицы и атомов имплантируемой примеси. Эти процессы дают ограничение на число внедряемых атомов в поверхностный слой мишени. Из литературы известно, что при имплантации малыми дозами ($<10^{16}$ ион·см⁻²) легирующего элемента образуются разбавленные ионно-имплантированные сплавы с концентрацией примесного элемента ~ 1 (ат)%. Кроме того, глубина максимального содержания атомов легирующих элементов, в

основном, определяется энергией ионов примесного элемента. Из результатов этих работ следует, что при энергии ионов ниобия при $E=3\text{кэВ}$ глубина максимального содержания атомов ниобия в молибдене не должна превышать $\sim 3\text{-}5$ атомного слоя. Заметные изменения амплитуды оже спектров легированного элемента с поверхности сплава молибдена ниобия, относительно, сплава ниобия-молибдена, нам кажется, связано с неравновесными процессами на поверхности разбавленного сплава. В случае сплава молибдена с ниобием, подвижность атомов Nb больше чем молибдена. Поток атомов Nb в поверхностный слой легированного кристалла больше потока атомов молибдена. А в случае Nb-Mo по всей видимости в приповерхностной области, в процессах термодиффузии и сегрегации основную роль играют атомы ниобия. На эти процессы накладываются, атомные размеры металла основы и примеси: ($R_{\text{Nb}}=1,625\text{Å}$, $R_{\text{Mo}}=1,550\text{Å}$) также температура плавления этих же элементов и постоянная решетки кристалла матрицы.

Заключение

1. Путем низкоэнергетической ионной имплантации ($E_p=3\text{кэВ}$, $D=5\text{-}6\cdot 10^{14}\text{ион}\cdot\text{см}^{-2}$) получены разбавленные сплавы молибдена с ниобием на трех гранях монокристалла молибдена.
2. Исследована глубина проникновения атомов ниобия в приповерхностной области молибдена. Распределение концентрации атомов ниобия по глубине одинакова для трех исследованных кристаллографических направлений монокристалла молибдена.
3. Экспериментально установлено, что в системе Nb-Mo при снятии оже спектров, регистрация атомов молибдена довольно трудно. В случае Mo-Nb атомы ниобия быстро и отчетливо проявляются в оже спектрах сплава.
4. Роль движущей силы в процессах термодиффузии и сегрегации в сплаве Mo-Nb в основном играет атомы ниобия.

Литература

1. Н.А.Нурматов, Ё.С.Эргашов, А.Холов, "Исследование ионно-имплантированных атомов молибдена на поверхности монокристаллов ниобия"// Ж.Ўзбекистон физика журналы. 2011, V.13, №2, стр.129-132
2. И.Бурибаев, Н.А.Нурматов, Ё.С.Эргашов, Н.Талипов, А.Холов, "Исследование фотоэлектронных спектров ионно-имплантированного монокристалла Mo(111)"// Ж. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. - 2012. - №9 -С. 55-58.
3. Бокштейн Б.С. Диффузия в металлах. М., Металлургия. -1978, -245 с.
4. Бурибаев И., Холов А. Изучение сегрегации атомов циркония, имплантированных в ниобий. /Материалы Всероссийского Симпозиума по эмиссионной электронике. - 1996. Рязань, - С 232.

Sm(Th)OFeAs: ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕХНИКИ «BREAK-JUNCTION» ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ МЕТОДА СПЕКТРОСКОПИИ ВНУТРЕННИХ МНОГОКРАТНЫХ АНДРЕЕВСКИХ ОТРАЖЕНИЙ

Юрасов А.Д.^{1*}, Кузьмичева Т.Е.^{1,2*}, Кузьмичев С.А.^{1†}

^{*} Студент; ^{*} аспирант; [†] научный сотрудник, к.ф.-м.н.

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

² ФИАН им. П.Н. Лебедева, Отделение физики твердого тела, Москва, Россия

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

Техника «break-junction» [1] позволяет получать симметричные микроконтакты типа ScS (S = сверхпроводник, с = слабая связь) и используется для реализации методов туннельной и андреевской спектроскопии сверхпроводников. Образец в виде тонкой пластинки ($3\times 1.5\times 0.2\text{мм}^3$) прикрепляется к столику с помощью жидкого In-Ga припоя по 4-контактной схеме. Прецизионный изгиб столика при $T = 4.2\text{К}$ образует микротрещину, разделяющую образец,

т.е. контакт двух криогенных сколов (ScS). В случае слоистого материала на криогенных сколах образуются ступеньки-и-террасы, которые могут играть роль стопочных контактов, т.е. структур типа S-c-S-...-S. В работе использовались поликристаллы сверхпроводника $\text{Sm}_{0.7}\text{Th}_{0.3}\text{OFeAs}$ [2] с $T_C^{\text{bulk}} = 48 \div 52$ К.

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

На рис. 1 приведены нормированные ВАХ и спектр проводимости стопочного контакта ($N = 4$). Хорошо видно, что dI/dV -характеристика не описывается однощелевой моделью. Положения особенностей (минимумов и перегибов) $V_{nL} = (17.4, 9.3, 6.3)$ мВ соответствуют величине большой щели $\phi_L \approx 9.2$ мэВ; $V_{nS} = (3.8, 2.1)$ мВ – малой щели $\phi_S \approx 2.0$ мэВ. На рис. 2 показаны ВАХ и спектры стопочных контактов, полученных последовательной перестройкой: несмотря на изменение сопротивления контакта, положения минимумов СГС для обеих щелей осталось прежним; таким образом, наблюдаемые на спектрах особенности не могут быть следствием размерных эффектов.

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

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

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

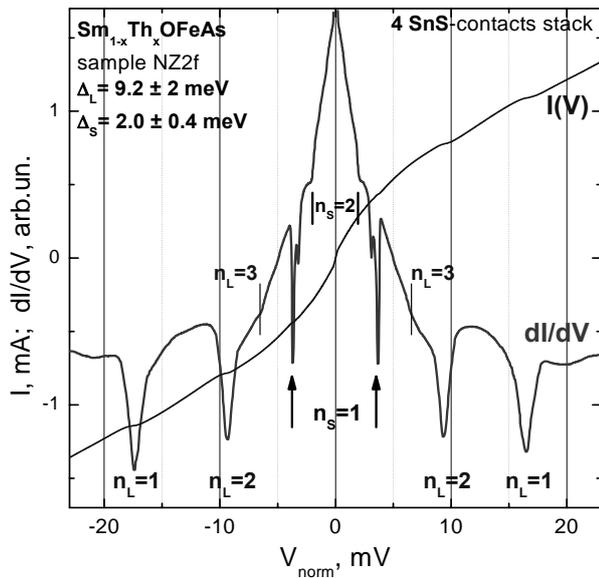


Рис. 1. Нормированные ВАХ и ее производная для стопочного контакта ($N=4$). СГС от большой щели $\Delta_L \approx 9.2$ мэВ отмечена значками n_L , для малой щели $\Delta_S \approx 2.0$ мэВ – значками n_S .

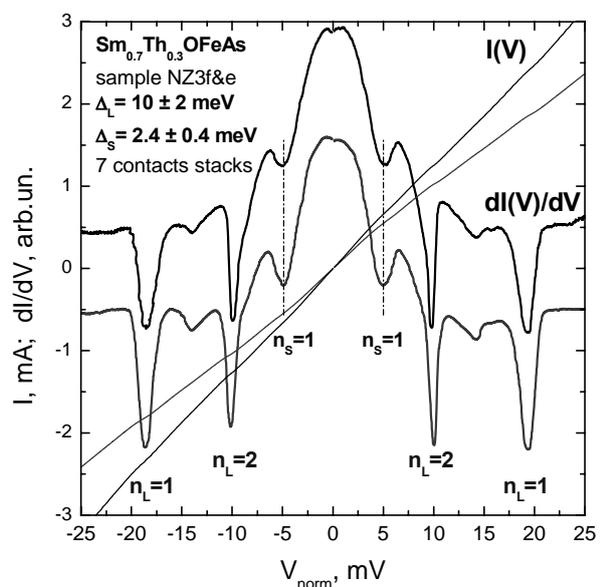


Рис. 2. Нормированные ВАХ и спектры стопочных контактов, полученных последовательной перестройкой. СГС большой щели $\Delta_L \approx 10$ мэВ отмечена значками n_L , малой щели $\Delta_S \approx 2.4$ мэВ – значками n_S .

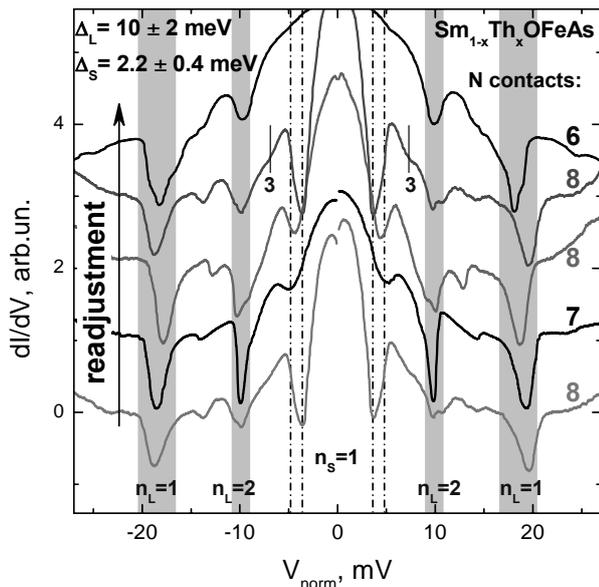


Рис. 3. Нормированные спектры стопочных SnS-контактов. СГС большой щели $\Delta_L \approx 10$ мэВ отмечена вертикальными полосами значками n_L , для малой щели $\Delta_S \approx 2.2$ мэВ – штрихпунктирными линиями и значками n_S .

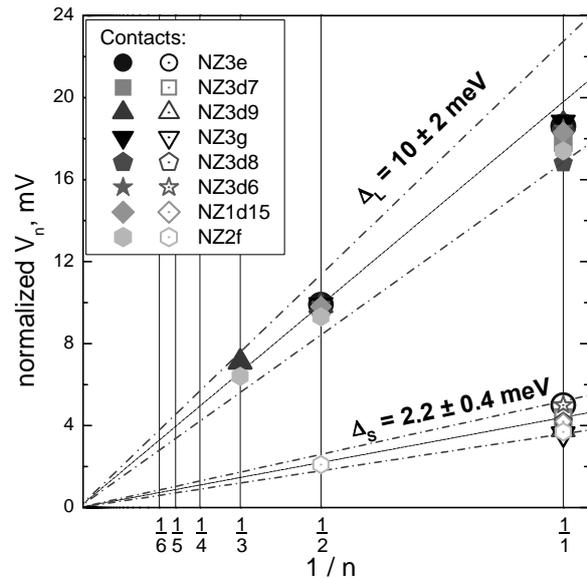


Рис. 4. Зависимость положений минимумов СГС V_n от их обратного номера $1/n$. Средние значения щелей составляют: $\Delta_L = 10 \pm 2$ мэВ, $\Delta_S = 2.2 \pm 0.4$ мэВ.

Литература

1. J. Moreland, J.W. Ekin // J. Appl. Phys. 1985, №58, p. 3888.
2. N.D. Zhigadlo, et al. // Phys. Rev. B. 2010, №82, p. 064517.
3. R. Kummel, et al. // Phys. Rev. B. 1990, №42, p. 3992.
4. T.P. Deveraux, P. Fulde // Phys. Rev. B. 1993, №47, p. 14638.

Подсекция «Твердотельная наноэлектроника»

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ХИРАЛЬНЫМИ ПЛАЗМОННЫМИ МЕТАМАТЕРИАЛАМИ

Аль-Шедиват М.Ф.

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: alshedivat.maruan@gmail.com

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

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

Литература

1. R. Gordon, A.G. Brolo, A. McKinnon, A. Rajora, B. Leathem and K.L. Kavanagh, *Phys. Rev. Lett.* 92, 037401 (2004)
2. Л.В. Вилков, Ю.А. Пентин. Физические методы исследования в химии. Резонансные и электрооптические методы. (1989)
3. Brixner, T., et al. "Quantum control by ultrafast polarization shaping." *Physical review letters* 92.20 (2004): 208301.
4. Helgert, Christian, et al. "Chiral Metamaterial Composed of Three-Dimensional Plasmonic Nanostructures." *Nano letters* 11.10 (2011): 4400-4404.

ФОРМИРОВАНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУР ПРИ НАНОСЕКУНДНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Ашиккалиева Куралай Хамитжановна

Аспирант

Оренбургский государственный университет,

физический факультет, Оренбург, Россия

E-mail: kuralai1986@mail.ru

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

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

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

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

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

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

Монокристаллическость ПС подтверждают данные рентгеноструктурного анализа, при котором исследуемая область, содержащая ПС, не показала наличие пиков от поликристаллов

при сравнении с рентгенограммой эталонного поликристаллического кремния.

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

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

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

Литература

1. Герасименко Н.Н., Пархоменко Ю.Н. Кремний - материал наноэлектроники. Москва: Техносфера, 2007.
2. Гусев А.И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2007.
3. Фам Куанг Тунг. Метод формирования регулярной матрицы нанокластеров кремния в системе кремний-диоксид кремния для элементов и устройств вычислительной техники: автореф. дис. канд. тех. наук. С-Пб, 2009.

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

П. Байматов, А. Пулатов, А. Давлатов

Наманганский Государственный Университет, Наманган,

E-mail: pbaymatov@rambler.ru

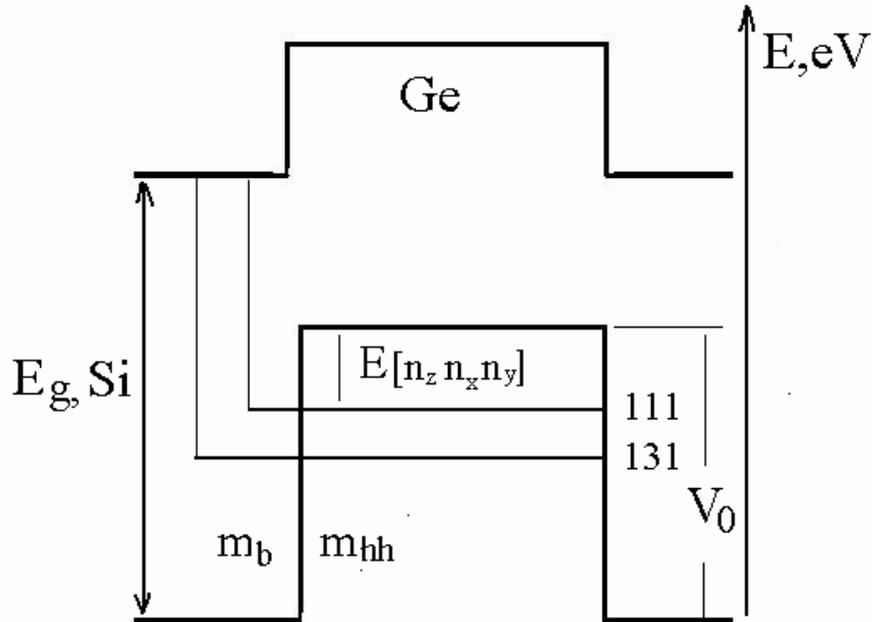
Полупроводниковые наночастицы с размером несколько нанометров введенный в диэлектрик (Si/SiO₂) или в другой полупроводник (Ge/Si) приводят к квантованию энергии электронов и дырок [1] или только дырок [2,3]. В подобных структурах (квантовых точках - КТ) поглощение света связано с переходом электронов и дырок в дискретных уровнях, что может быть использовано для создания фотоприёмников [4].

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

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

В настоящей работе расчет дырочные уровни в КТ Ge/Si проведен также в модели “квантового ящика” [3], но высота барьера считается конечной. Показано, что при этом верхние дырочные уровни сближается к экспериментальным уровням. Методом подгонки получен значение неизвестной массы m_b -внутри запрещенной зоны Si, который имеет

порядок $m_b \sim 1 m_0$ (m_0 – масса свободного электрона).



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

$$h\nu_{n_z n_x n_y} = E_{g, Si} - V_0 + E_{n_z n_x n_y} \quad n_z, n_x, n_y = 1, 2, 3.. \quad (1)$$

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

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

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

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

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

$$E_{n_z} = \frac{\eta^2 \pi^2 n_z^2}{2m_{hh} h^2} \left(1 - \frac{2}{\pi n_z} \text{Arcsin} \sqrt{\frac{m_b E_{n_z}}{(m_b - m_{hh}) E_{n_z} + m_{hh} V_0}} \right)^2 \quad (3)$$

Аналогично по оси x и y

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

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

где, $m_{hh}=0.3m_0$. В пределе равных масс $m_{hh}=m_b$, из (3) получается известное уравнение [5]. Хотя, для одномерного движения частиц в потенциальной яме всегда существуют связанного состояния, условия связывания дырок в 3D яме определяется как

$$E_{n_z n_x n_y} = E_{n_z} + E_{n_x} + E_{n_y} < V_0 \quad (5)$$

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

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

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

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

Эксперимент (eV), [3]	Бесконечный барьер	Конечный барьер
Образец 1	$V_0=\infty$	$V_0=0.84 \text{ eV}$
$h\nu_{111}=0.721$	$h\nu_{111}=0.721$	$h\nu_{111}=0.722$
$h\nu_{131}=0.799$	$h\nu_{131}=0.799$	$h\nu_{131}=0.802$
$h\nu_{133}=0.884$	$h\nu_{133}=0.877$	$h\nu_{133}=0.881$
	$h = 17.25 \text{ \AA}^\circ,$ $a = 113.38 \text{ \AA}^\circ$	$h = 6 \text{ \AA}^\circ,$ $a = 100 \text{ \AA}^\circ, \quad m_b=0.8 m_0$
Образец 2	$V_0=\infty$	$V_0=0.78 \text{ eV}$
$h\nu_{111}=0.461$	$h\nu_{111}=0.461$	$h\nu_{111}=0.465$
$h\nu_{131}=0.571$	$h\nu_{131}=0.571$	$h\nu_{131}=0.563$
$h\nu_{133}=0.657$	$h\nu_{133}=0.681$	$h\nu_{133}=0.661$
$h\nu_{211}=0.833$	$h\nu_{211}=0.742$	$h\nu_{211}=0.819$
$h\nu_{231}=0.914$	$h\nu_{231}=0.852$	$h\nu_{231}=0.917$
$h\nu_{233}=1.000$	$h\nu_{233}=0.962$	$h\nu_{233}=1.015$
	$h = 36.61 \text{ \AA}^\circ,$ $a = 95.48 \text{ \AA}^\circ$	$h = 21 \text{ \AA}^\circ,$ $a = 87 \text{ \AA}^\circ, \quad m_b=1.1 m_0$

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

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

Литература

- [1] K. Watanabe, M. Fujii, S. Hayashi. J. Appl. Phys. **90**, 4761(2001).
- [2] А.В. Двуреченский, А.И. Якимов. ФТП, 2001, том **35**, вып 9, стр. 1143-1153
- [3] А.Б.Талочкин, И.Б.Чистохин. ЖЭТФ, 2011, том **140**, вып 3(9), стр. 583-589.
- [4] K. Brunner, Rep. Progr. Phys. **65**, 27 (2002).
- [5] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика* (М., Наука, 1989).
- [6] C. Tablero, Quantum dot energy levels and spectrum for different geometries, Journal of Applied Physics. **106**, 074306 (2009)
- [7] H. Voss, Electron energy level calculation for a three dimensional quantum dot, Advances in Computational Methods in Sciences and Engineering 2005, selected papers from the International Conference of Computational Methods in Sciences and Engineering 2005 (ICCMSE 2005) pp. 586 - 589, Leiden, The Netherlands; Editors: Theodore Simos and George Maroulis.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВХОДНЫХ И ВЫХОДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОДНОЭЛЕКТРОННОГО ТРАНЗИСТОРА

Бадрутдинов Айрат Ришатович

студент 5 курса

*Казанский национальный исследовательский технический университет имени А.Н.Туполева,
Институт радиоэлектроники и телекоммуникаций, кафедра конструирования и
производства микроэлектронной аппаратуры, Казань, Россия
E-mail: airat.badrutdinow@yandex.ru*

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

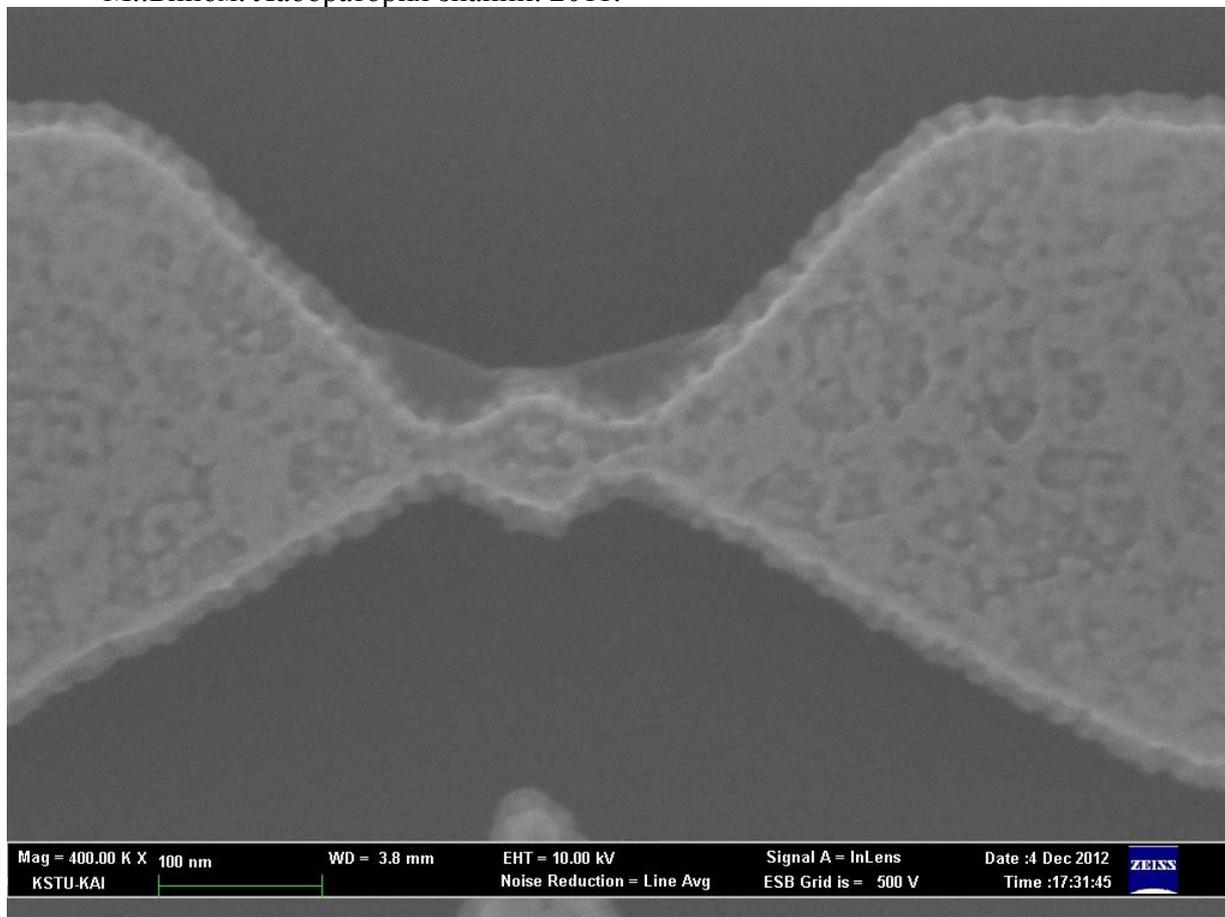
В ходе работы был разработан транзистор на основе высокодисперсионного кремния на изоляторе (КНИ). Преимущества одноэлектронного транзистора из КНИ по сравнению с ранее продемонстрированными устройствами: более простая технология изготовления, механическая прочность, устойчивость к электрическим перегрузкам,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

Экспериментальные структуры были изготовлены из пластин КНИ, созданных по технологии UniBond, у которых толщина слоя оксида SiO₂ составила примерно 160 нм, а толщина верхнего слоя – 60 нм. Полный цикл изготовления структур на основе кремния на изоляторе состоял из следующих основных этапов:

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

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

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



АВТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ИЗ ГРАФЕНОВЫХ ПЛЕНОК НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОДЛОЖКАХ

Бандурин Денис Александрович, Смольникова Елена Александровна
Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: Bandurin@physics.msu.ru

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

Особый интерес заслуживает изучение явления АЭ из нового материала графена, который представляет собой монослой атомов углерода [1]. Значительный научный интерес обусловлен исследованием механизма АЭ из графена, который может быть отличен от классического механизма эмиссии из металлов [4], благодаря уникальным структурным и

электронным свойствам графена [1]. Высокое аспектное отношение, обусловленное моноатомной толщиной, и уникальные электронные свойства графена могут также быть использованы на практике для создания эффективных катодов для устройств вакуумной электроники. Например, недавно было показано, что использование графена закрепленного на окончании зонда сканирующего туннельного микроскопа ведет к улучшению детализации получаемого изображения [2].

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

Литература

1. Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, A. A. Firsov, SCIENCE 2004.
2. Field Emission from an Individual Freestanding Graphene Edge. Jeff T. H. Tsai, Timothy Y. E. Chu, Jia-Yuan Shiu, and Chu-Shou Yang, SMALL 2012.
3. Field Electron Emission Characteristics and Physical Mechanism of Individual Single-Layer Graphene. Zhiming Xiao, Juncong She, Shaozhi Deng, Zikang Tang, Zhibing Li, Jianming Lu and Ningsheng Xu, ACSNano, 2010
4. R. H. Fowler and L. W. Nordheim, Proc. Royal Soc., London, A119, 173 (1928).

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИМЕРОВ ПЛАЗМОННЫХ НАНОСТЕРЖНЕЙ

Барсукова М.Г.

Студентка

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

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

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

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

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

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

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

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

Литература

1. Prashant K. Jain, Wenyu Huang, and Mostafa A. El-Sayed "On the Universal Scaling Behavior of the Distance Decay of Plasmon Coupling in Metal Nanoparticle Pairs: A Plasmon Ruler Equation", Nano Letters, Vol. 7, No. 7, 2080-2088, 2007
2. Jeffrey N. Anker, W. Paige Hall, Olga Lyandres, Nilam C. Shah, Jing Zhao and Richard P. Van Duyne "Biosensing with plasmonic nanosensors", Nature materials, Vol. 7, 442-453, 2008
3. Dranie B.T., Flatau P.J. "Discrete-dipole approximation for scattering calculations", Optical Society of America, Vol. 11, No. 4, 1491-1499, 1994

СПЕКТРАЛЬНАЯ МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОРГАНИЧЕСКИХ ФОТОЭЛЕМЕНТОВ

Бобкова О.Д.

Студент

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

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

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

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

Для прогресса органической фотовольтаики важно иметь возможность точно измерять коэффициент полезного действия (КПД) фотоэлементов (ФЭ), потому что на данном этапе даже небольшое увеличение эффективности считается значительным достижением. Стандартная методика измерения эффективности ФЭ, основанная на использовании опорного ФЭ, может привести к возникновению ошибки в результатах измерения по следующим причинам: спектр реального источника света не совпадает с солнечным спектром, спектральная чувствительность измеряемого и опорного ФЭ отличаются [1]. В качестве опорного ФЭ используется кремниевый фотодиод с фильтром KG5, спектр чувствительности которого может сильно отличаться от спектра чувствительности органических ФЭ (рис.1). Чувствительность ФЭ можно характеризовать его внешней

квантовой эффективностью - отношением числа носителей заряда, образованных ФЭ, к числу фотонов данной энергии, падающих на ФЭ. Также вводится "фактор несоответствия" для различных комбинаций источников света и ФЭ. Кроме того, такие факторы, как старение лампы и проч., приводящие к изменению спектра источника, не учитываются. Для повышения точности измерения КПД ФЭ независимо от спектра их чувствительности предлагается применение калиброванного спектрометра вместо традиционно используемого опорного ФЭ.

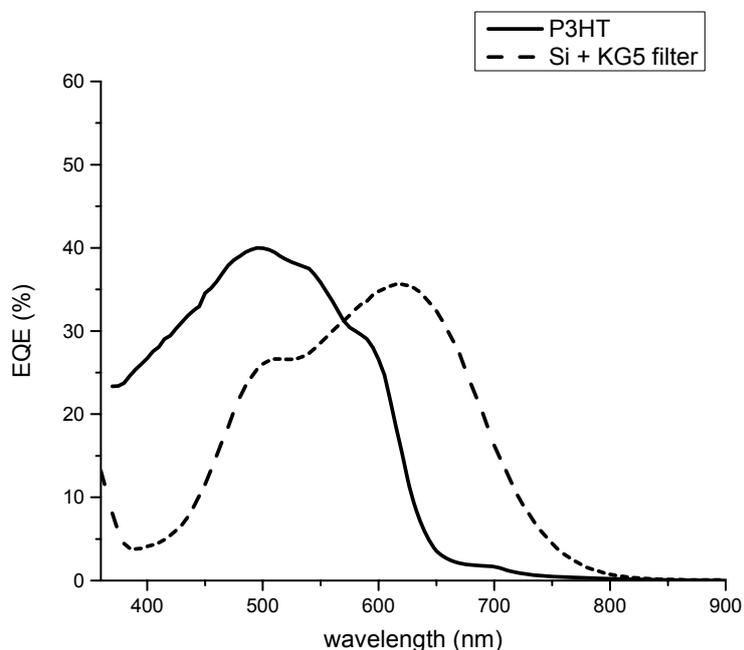


Рис.1 Спектры внешней квантовой эффективности (EQE) органического фотоэлемента P3HT-PCBM и кремниевого фотодиода с фильтром KG5

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

В данной работе при помощи спектральной методики найдены значения эффективности различных ФЭ. В дальнейшем полученные результаты были сопоставлены со значениями КПД, измеренными по стандартной методике. Например, для ФЭ P3HT-PCBM КПД, рассчитанный по предлагаемой методике, составил 2.2%, что на 13% меньше значения КПД 2.5%, полученного по стандартной методике. Использование спектральной методики значительно упрощает задачу нахождения погрешности результатов по сравнению со стандартной методикой. Основной вклад в погрешность вносит ошибка измерения внешней квантовой эффективности с помощью фотодетектора. Погрешность определения КПД по спектральной методике составляет не более 4%, что говорит о существенности разницы между двумя полученными значениями КПД. В докладе обсуждаются причины возникновения обнаруженных различий в результатах измерения КПД по разным методикам.

Литература

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

ТЕРМИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ НОСИТЕЛЕЙ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ Si/SiGe/Si

Винокуров П.В.

Аспирант

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

E-mail: yokkorasho@mail.ru

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

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

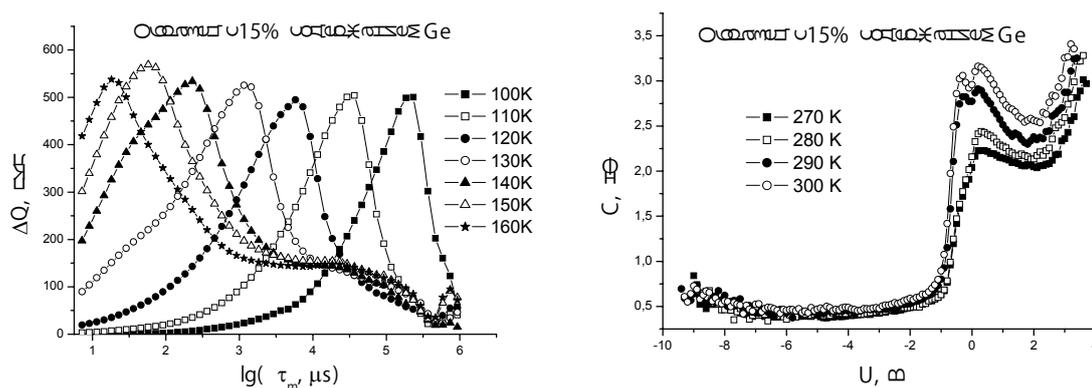


Рис.1. Спектры Q-DLTS (слева) и вольт-фарадные характеристики (справа) структуры с 15% содержанием Ge.

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

Литература

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

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

Голованов А.В.

Студент

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

E-mail: anton.golovanov2012@gmail.com

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

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

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

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

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

Травление алмаза производилось в плазмах на основе смесей SF_6 , CF_4 и Ar с кислородом. Маски из алюминия и хрома наносились на алмаз магнетронным осаждением. Поверхность алмазных образцов исследовалась методами РЭМ и АСМ до и после обработки в плазме. Скорость травления определялась по высоте вертикальной ступеньки на границе с маской (рис. 1).

В плазме на основе SF_6 достигнута скорость травления 70 нм/мин. В кислородсодержащих плазмах достигнута селективность травления к алюминию, равная 10.

Найдены режимы травления в плазме Ar/O₂, приводящие к медленному (6 нм/мин) сглаживанию следов механической полировки алмазной поверхности.

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

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

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

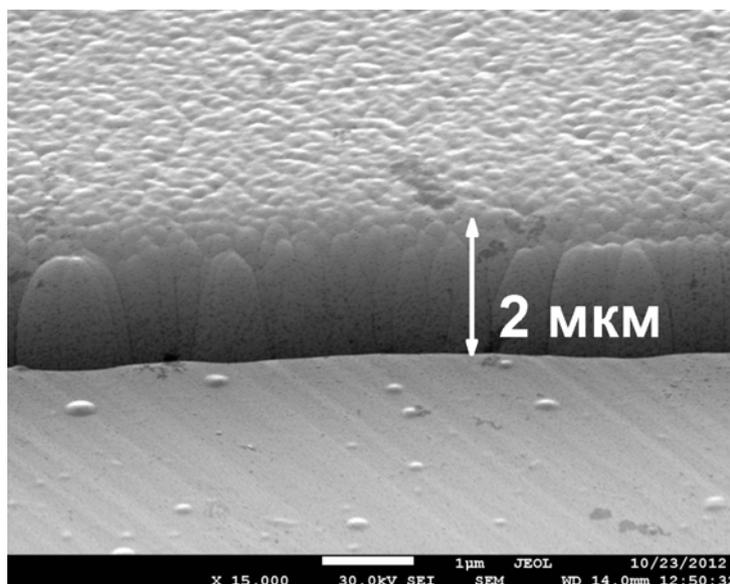


Рис. 1. РЭМ изображение ступеньки на границе с маской из хрома, сформированной по методу взрывной литографии после травления алмазной поверхности в плазме на основе SF₆/O₂ 20:1 в течение 60 минут.

Литература

1. Karlsson M., Nikolajeff F. Diamond micro-optics: microlenses and antireflection structured surfaces for the infrared spectral region // Opt. Express. 2003, №11. p. 502-507.
2. Shvyd'ko Y., Stoupin S., Blank V., Terentyev S. Near 100% Bragg reflectivity of X-rays // Nat. Photon. 2011, №5. p. 539-542.
3. Blank V.D., Buga S.G., Terentiev S.A., et al. Low-temperature electrical conductivity of heavily boron-doped diamond single crystals // Phys. Stat. Sol. (b). 2007, №244. p. 413–417.
4. Friel I., Clewes S.L., Dhillon H.K., et al. Control of surface and bulk crystalline quality in single crystal diamond grown by chemical vapour deposition // Diam.&Relat. Mat. 2009, №18. p. 808-815.
5. Ando Y., Nishibayashi Y., Kobashi K., et al. Smooth and high-rate reactive ion etching of diamond// Diam.&Relat. Mat. 2002, №11. p. 824-827.
6. Lee C.L., Gu E., Dawson M.D., et al. Etching and micro-optics fabrication in diamond using chlorine-based inductively-coupled plasma // Diam.&Relat. Mat. 2008, №17(7-10). p. 1292-1296.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА НА ОСНОВЕ МОНОСЛОЙНОГО ШИРОКОЗОННОГО МОЛИБДЕНИТА MoS₂

Земцов К.С., Шередеко Г.С.

студенты

Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”,

кафедра микро- наноэлектроники

E-mail: sheredekogalina@mail.ru

Традиционная кремниевая КМОП технология, доминирующая в современной цифровой электронике, основана на полевом МОП транзисторе с индуцированным каналом. В настоящее время ведется активный поиск монослойных материалов (таких как графен), которые могли бы быть использованы в качестве каналов полевых транзисторов. Одним из таких материалов является молибденит (дисульфид молибдена MoS₂) [1], который, в отличие от графена, имеет широкую запрещенную зону (1.8 эВ) и, вместе с тем, достаточно высокую подвижность носителей, что делает его перспективным материалом для будущей цифровой техники. Конфигурация молибденитового транзистора с двумя затворами представлена на рис.1.

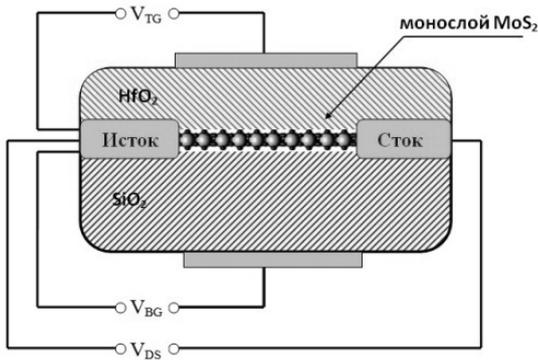


Рис.1 Конфигурация полевого транзистора с MoS₂ каналом и двумя затворами.

Разработанная модель транзистора основана на явном решении уравнения непрерывности для тока в канале и имеет замкнутый аналитический вид со стандартным набором параметров: пороговое напряжение V_T , подвижность μ_0 и подпороговый логарифмический наклон SS (изменение затворного напряжения, необходимое для изменения тока стока на порядок), который подлежит определению из сравнения с экспериментом. Ток в канале как функция напряжения на стоке V_{DS} описывается диффузионно-дрейфовой моделью [2] и может быть представлен выражением

$$I_D = \frac{W}{L} q \mu_0 n_s \frac{e n_s + C_{it} k_B T}{2 C_{ox}} \left(1 - \exp\left(-\frac{2 C_{ox} V_{DS}}{e n_s + C_{it} k_B T}\right) \right), \quad (1)$$

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

$$e n_s = C_{ox} S \ln\left(1 + \exp\left(\frac{V_G - V_T}{S}\right)\right), \quad (2)$$

где пороговое напряжение V_T для верхнего затвора зависит от напряжения на нижнем затворе, а подпороговый наклон дается формулой

$$S = \frac{SS}{\ln 10} = \frac{k_B T}{e} \left(1 + \frac{C_{it}}{C_{ox}}\right). \quad (3)$$

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

Экстракция параметров дала следующие результаты для нижнего затвора: $\mu_0=380 \text{ см}^2/\text{В с}$, $V_T=3.5 \text{ В}$, то есть значение подвижности достаточно высокое.

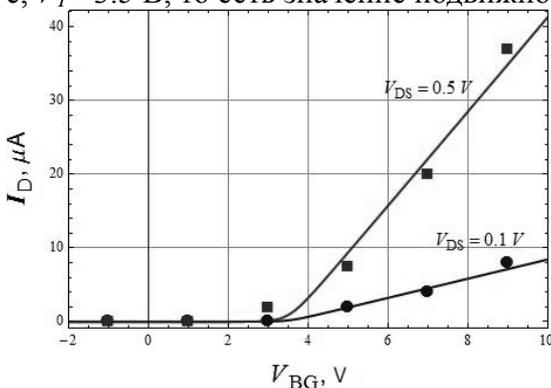


Рис.2 Сравнение экспериментальных (точки) и расчетных (линии) зависимостей ток от напряжения V_{BG} при различных значениях V_{DS} (точки – эксперимент, линии – расчет)

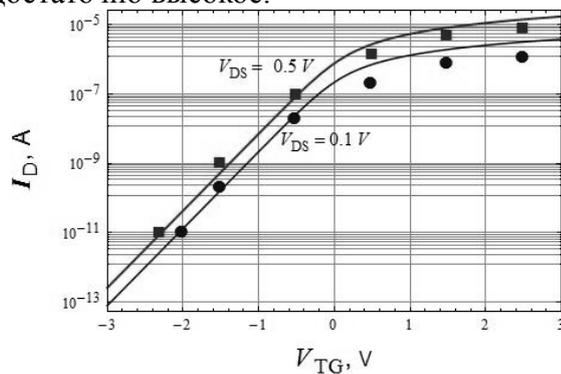


Рис.3 Сравнение расчетных (линии) и экспериментальных (точки) входных ВАХ [3] для верхнего затвора при различных значениях напряжения сток-исток в логарифмическом масштабе

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

Таким образом, как и в кремниевой КМОП технологии, функциональные характеристики транзисторов определяются в огромной степени плотностью поверхностных состояний на границе канала и слоя изоляции. Корреляция между высоким значением подвижности

эффекта поля в надпороговой области и подпороговым логарифмическим наклоном SS подтверждается экспериментальными данными в работе [4], где малому значению $SS \sim 90$ мВ/декаду соответствует высокая подвижность $\mu_0 \approx 300$ см²/В с (теоретически минимальное значение $SS \sim 60$ мВ/декаду определяется больцмановской статистикой). Эта величина подвижности соответствует значению подвижности в кремнивых МОП транзисторах современной КМОП технологии. Таким образом, полевой транзистор на основе молибденита можно рассматривать как перспективный элемент будущей цифровой электроники, способной конкурировать с кремниевыми МОП транзисторами.

Литература

1. B. Radisavljevic, et al “Single-layer MoS₂ transistors”, Nature Nanotechn, 2011, pp. 147-150.
2. G.I. Zebrev, “Graphene Field Effect Transistors: Diffusion-Drift Theory”, in “Physics and Applications of Graphene - Theory”, Intech, 2011, pp. 475-498.
3. B. Radisavljevic, M. B. Whitwick, A. Kis, “Small-signal amplifier based on small single-layer MoS₂”, 2012, DOI: 10.1063/1.4738986.
4. H. Wang, L. Yu, Y.-H. Lee, Y. Shi, A. Hsu, M. Chin, L.-J. Li, M. Dubey, J. Kong, T. Palacios, “Integrated circuits based on Bilayer MoS₂ transistors”, August 2012, arXiv:1208.1078.

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

Казачанский Алексей Игоревич

студент 5 курса

Казанский национальный исследовательский технический университет имени А.Н.Туполева,

*Институт радиоэлектроники и телекоммуникаций, кафедра конструирования и
производства микросхем и микроэлектронной аппаратуры, Казань, Россия*

E-mail: delo-goda@yandex.ru

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

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

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

Данная методика в совокупности с технологическими возможностями резки (травления) и напыления позволяет нам расширить аналитические возможности и даже провести 3D реконструкцию посредством послойной резки образца.

ЭФФЕКТ РЕЗИСТИВНОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В НАНОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ZnO/ГРАФЕН**Капитанова О.О.**

Аспирантка

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова,

Факультет Наук о Материалах, Москва, Россия

E-mail: olesya.kapitanova@gmail.com

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

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

В ходе данной работы был синтезирован оксид графена, который затем был обработан в восстановительной среде для контроля его проводимости. Методами ПЭМ, АСМ и КР-спектроскопии было показано, что полученные образцы оксида графена имеют слоистую структуру, в среднем толщиной 1,5 нм и площадью ~ 20 мкм². Для измерения транспортных характеристик образцов была изготовлена планарная структура оксида графена на подложке Si/SiO₂ с предварительно нанесенными алюминиевыми контактами. При исследовании вольтамперных характеристик был обнаружен эффект переключения структуры из высокоомного в низкоомное состояние (Рис. 1). Значение тока при резистивном переключении изменялось на 3 порядка.

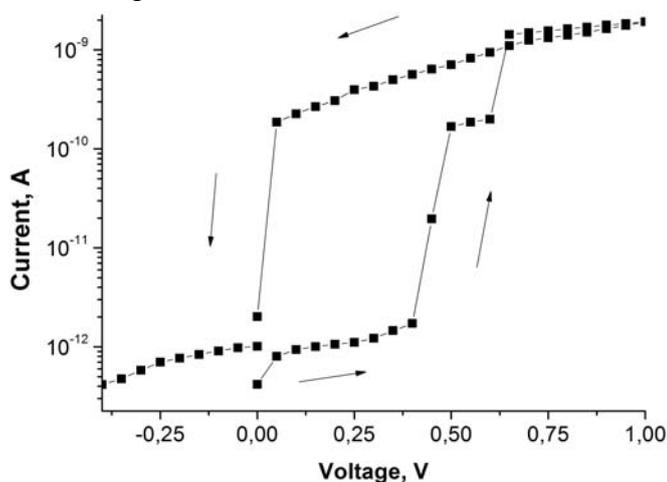


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика структуры $Al_{\text{конт.}}/\text{оксид графена}/Al_{\text{конт.}}$.

Для изучения механизма переключения в исследуемой структуре были проведены измерения *in situ* в растровом электронном микроскопе в режиме наведенного тока, которые

показали локализацию переключения [1].

Методом химического осаждения из растворов был проведен рост массивов наностержней ZnO с контролируемой морфологией по заданному шаблону на подложке с использованием фотолитографии. Графен был синтезирован методом газофазного осаждения на меди и перенесен на Si/SiO₂ подложку. Стержни ZnO на графене растут упорядоченно, вертикально и с высокой плотностью. Высокое структурное совершенство стержней ZnO, выращенных на графене, подтверждается высокой интенсивностью экситонной катодолуминесценции при комнатной температуре и отсутствием дефектной люминесценции в видимой области. На стержни ZnO был напылен через маску контакт из Nb, а к графену сделан контакт из серебряной пасты. Вольтамперная характеристика этой структуры демонстрировала эффект резистивного переключения (Рис. 2). Сопротивление этой структуры при переключении из состояния с высоким сопротивлением в состояние с низким сопротивлением менялось на 4 порядка при переключающем напряжении +1,5 В. На основании локальных транспортных измерений в структуре оксида графена был предложен механизм переключения в структурах графен/ZnO.

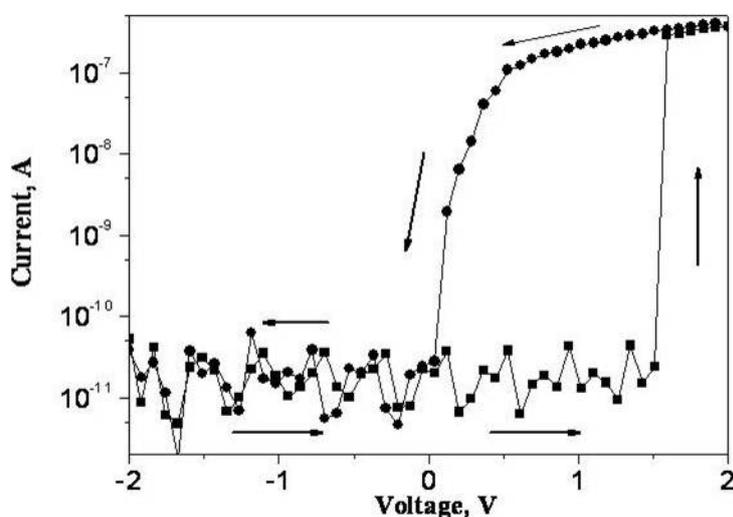


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика структуры Nb_{контакт} / ZnO_{стержни} / графен.

Литература

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

ОСОБЕННОСТИ ЕМКОСТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ P⁺P-N⁺ -СТРУКТУРЫ

Каримов А.А.

Аспирант

Физико-технический институт АН РУз, Ташкент, Узбекистан

E-mail: karimov@uzsci.net

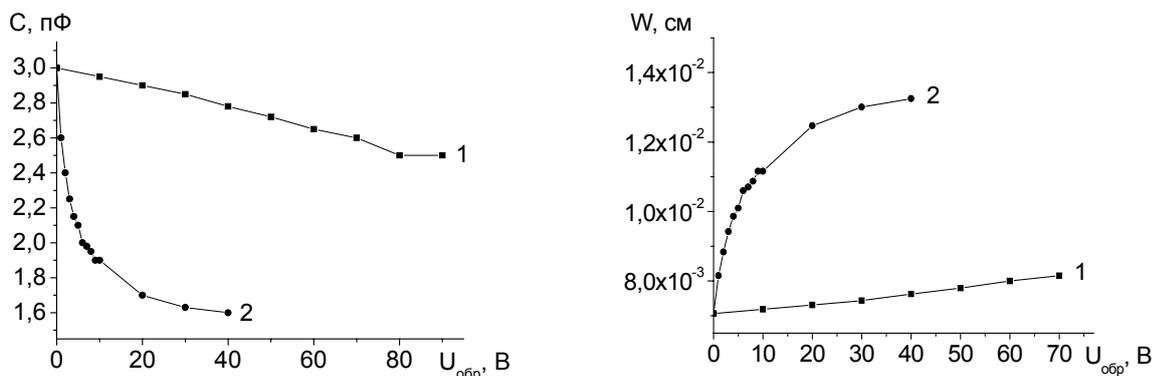
Известно, что высокочастотные р-і-п-диоды используются как переключатели в радио - и СВЧ трактах, аттенюаторы и фотодетекторы. Их низкая емкость открывает возможность для использования в качестве хорошего РЧ- и СВЧ-переключателя [1]. Управляемая плотностью тока величина сопротивления может использоваться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

изготовления, то есть они проектируются под конкретное приложение [2].

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

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования емкостных характеристик р⁺р-п⁺-структур относящихся к категории р-і-п-диодов.

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



1-двухсторонне-диффузионная р⁺р-п⁺-структура;

2-эпитаксиально-диффузионная р⁺р-п⁺-структура.

Рис. 1. Зависимости емкости (а) и (б) толщины слоя объемного заряда от напряжения в р⁺р-п⁺-структуре

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

Как видно из рис.1а в зависимости от технологии получения структуры его емкостные характеристики ведут себя по-разному. В двухсторонне-диффузионной р⁺р-п⁺-структуре (кривая 1) изменение емкости от запирающего напряжения носит монотонный характер. При малых смещениях относительное изменение удельной емкости (пФ/см²) незначительно. Аналогично изменение толщины слоя объемного заряда от запирающего напряжения носит линейный характер и увеличивается с малым шагом, что соответствует плавным переходам и в координатах $U \sim C^{1/3}$ дает прямую линию [5].

Относительно эпитаксиально-диффузионной р⁺р-п⁺-структуры можно отметить, что его емкость при малом напряжении (1В, кривая 2) резко уменьшается. Далее она постепенно нелинейно уменьшается до достижения 20 В и затем процесс снижения замедляется. С 40 вольт, как емкости, так и обедненные слои приобретает неизменные значения, что характерно вариакторным структурам [4]. Наблюдаемое поведение вольтемкостных характеристик можно объяснить диффузионными процессами происходящими в процессе формирования

выпрямляющего $p-n^+$ -перехода. Так как при диффузии бора к кремнию p -типа на поверхности до глубины порядка 10 мкм создается сильнолегированный слой p^+ -типа, то создаваемый на границе p^+ - p -перехода профиль распределения примесей бора практически не влияет на свойства $p-n^+$ -перехода. Однако в последующем этапе роста легированного фосфором эпитаксиального слоя при температуре 1180°C возможно обеднение базовой области за счет испарения легирующей примеси бора из базы и внедрение фосфора приводящего к частичной компенсации приграничного с эпитаксиальным слоем участка. В результате возможно образование i -слоя, который при малых напряжениях 1 В сразу охватывается объемным зарядом (до 11 мкм) и приводит к резкому снижению емкости эпитаксиально-диффузионной p^+p-n^+ -структуры.

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

Литература

1. Резников В., Губырин Л. Высоочастотные и СВЧ $p-i-n$ диоды.
<http://rf.atnn.ru/s6/pin-diod.htm>
2. Берман Л.С. Введение в теорию варикапов. Л.: Наука. 1968. 180 с.
3. Лебедев И.В., Поляков М.Ю. Частотные свойства ступенчатых варакторных структур // Радиотехника и электроника. 2001, Т. 46, № 4, С. 498-503.
4. Степанов Б. Особенности применения варикапов.
http://www.radioradar.net/hand_book/documentation/varikap.html
5. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. Часть 1. М.: Мир. С. 123-125.

ИЗУЧЕНИЕ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ

Маршов В.С. Георгобиан В.А.

Студенты

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: v.georgobiani@gmail.com

E-mail: marshovv@gmail.com

Кремний является востребованным материалом в современных электронных устройствах. В последнее время большой научный и практический интерес представляют его наноформы. Так, нанонити (SiNWs) и наночастицы пористого кремния (ПК) обладают колоссальными фотолюминесцентными (ФЛ) свойствами в видимой области спектра при комнатной температуре (в отличие от объемного кремния) [1] и могут также найти применение в оптоэлектронике и в светоизлучающих устройствах. В данной работе проведено исследование ФЛ свойств кремниевых нанонитей (нитевидные структуры, выращенные на подложке из объемного или пористого кремния) в зависимости от их структурных свойств. Также известны такие свойства ПК, как биосовместимость и биodeградация [2-3]. Таким образом, в сочетании с ФЛ, SiNWs могут использоваться как метки в терапии различных заболеваний.

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

SiNWs были сформированы на кремниевых подложках с разной степенью легирования (удельное сопротивление от 0.001 $\Omega \cdot \text{см}$ до 10 $\Omega \cdot \text{см}$). Так же был проведен эксперимент по выращиванию SiNWs на поверхности мезо-PSi. Для приготовления мезо-PSi использовалась подложка $c-Si$ p -типа с кристаллографической ориентацией (100) и удельным сопротивлением 0,001-0,01 $\Omega \cdot \text{см}$. Пористый кремний изготавливался э/х травлением $c-Si$ в

течение 30 минут при плотности тока 60 mA/cm^2 . Далее на полученной пленке пористого кремния был проведен цикл MACE, описанный выше.

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

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

На рис.1 представлены данные сканирующей (СЭМ) и просвечивающей (ПЭМ) электронной микроскопии ПЭМ SiNW(0.001-0.003 $\Omega \cdot \text{cm}$) – 1а; ПЭМ SiNW(1-10 $\Omega \cdot \text{cm}$) – 1б; СЭМ пленки мезо-ПК- 1в; и СЭМ плёнки мезо-ПК покрытой SiNWs– 1г.

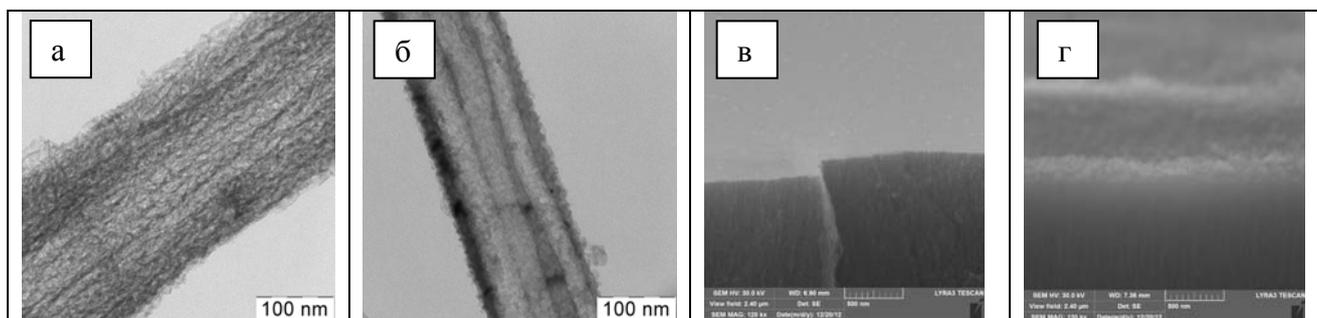


Рис. 1. а – ПЭМ SiNW(0.001-0.003 $\Omega \cdot \text{cm}$), б – ПЭМ SiNW(1-10 $\Omega \cdot \text{cm}$), в – СЭМ пленки ПК, г – СЭМ пленки ПК + SiNWs.

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

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

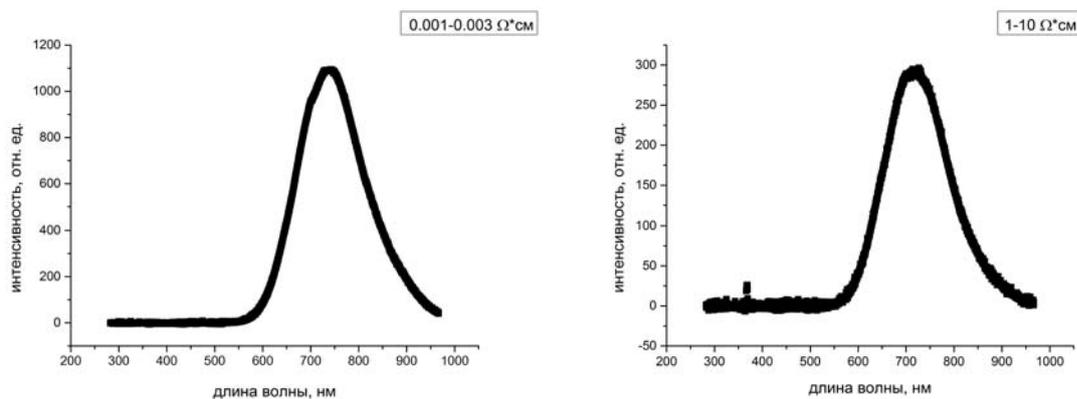


Рис. 2. Спектры ФЛ SiNW

На Рис. 3 приведены результаты измерения ФЛ для образцов мезо-PSi, а также SiNWs, полученных травлением с помощью MACE метода пленок мезо-PSi в течение 30 с, 60 с и 90 с. Пленки мезо-PSi также не обладают ФЛ свойствами, что объясняется крупными размерами образующих ее кремниевых их нитей (около 10 нм) – слишком большими для условий

существования КРЭ. При протравливании пленки мезо-PSi с помощью МАСЕ метода, происходило вытравливание части образца и соответственно появление большего количества нанокристаллов с мелкими размерами. Увеличение интенсивности ФЛ образцов, которые травились в течение 60 с, по сравнению с образцами, которые травились в течение 30 с, можно объяснить ростом нитей и, как следствие, с появлением большего числа люминесцирующих наночастиц. Уменьшение же интенсивности образцов, которые травились в течение 90 с, скорее всего связано с разрушением внутренней структуры мезопористого кремния вследствие слишком длительного травления (вытравливание вещества).

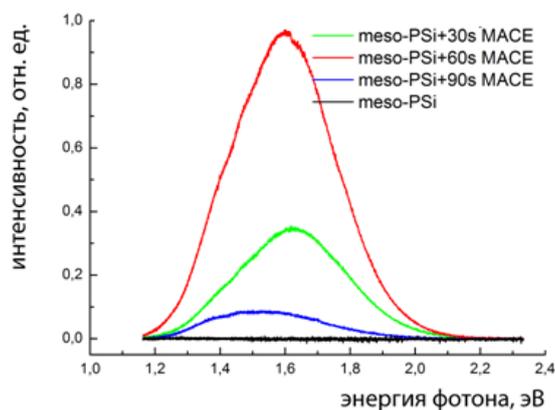


Рис.3 Спектры ФЛ SiNWs, полученных из мезо-ПК

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

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

Литература

1. Canham L.T., "Silicon Quantum Wire Array Fabrication by Electrochemical and Chemical Dissolution of Wafers" // Appl. Phys. Lett., 1990, v.57, №10, pp.1046-1048.
2. Timoshenko, VYu, Gonchar KA, Golovan LA, Efimova AI, Sivakov VA, Dellith A, Christiansen SH. Photoluminescence and Raman Scattering in Arrays of Silicon Nanowires. Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics 2011,
3. L.A. Osminkina · M.B. Gongalsky A.V. Motuzuk V.Y. Timoshenko A.A. Kudryavtsev. Silicon nanocrystals as photo- and sono-sensitizers for biomedical applications // Applied Physics B Laser and optics, published online 07 May 2011.

ПСЕВДОКОНДЕНСАТОРЫ НА ОСНОВЕ АМОРФНОГО ЛИНЕЙНО-ЦЕПОЧЕЧНОГО УГЛЕРОДА

Нищак Олеся Юрьевна, Стрелецкий Олег Андреевич

Аспирант, сотрудник

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: nischak@physics.msu.ru

Получение эффективных перезаряжаемых источников тока является одной из актуальных задач в связи с проблемой создания энергетических станций на основе возобновляемых источников энергии. В настоящее время наиболее популярными источниками энергии являются литий-ионные аккумуляторы, имеющие максимальные значения ЭДС и удельной

энергоемкости. В то же время, существуют суперконденсаторы (ионисторы), имеющие рекордные значения удельной емкости (до 100 Ф/г) и время заряда-разряда, соответствующее конденсаторам. Такие суперконденсаторы обладают уникальной удельной мощностью. В ряде случаев, например в пусковых двигателях и стартерах, требуется отдача большой электрической мощности в течение нескольких секунд, то есть для питания подобных устройств необходимо нечто среднее между аккумулятором и конденсатором. Одними из возможных устройств, сочетающих характеристики аккумулятора и конденсатора, могут являться псевдоконденсаторы, созданию которых в последнее время уделяется большое внимание [4]. Псевдоконденсаторы отличаются от идеальных ионисторов тем, что при зарядке помимо возникновения двойного электрического слоя (ДЭС) протекают обратимые электрохимические процессы, связанные с хемисорбцией или интеркаляцией ионов электролита в активный материал электродов.

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

$$C_{y\phi} = I / (dU/dt) / m,$$

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

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

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

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

Литература

1. Нищак О.Ю., Савченко Н.Ф. и др. Структура и адсорбционные свойства аморфного линейно-цепочечного углерода. // ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2011. №6, с. 81-85.
2. Рычагов А.Ю. Физико-химические свойства электродов на основе высокодисперсного углерода в условиях работы электрохимических конденсаторов // Автореферат кандидатской диссертации, Москва - 2008.
3. Babaev V.G., Guseva M.B., etc. Carbon material with a highly ordered linear-chain structure. – Polyynes - Synthesis, Properties, Applications, 2005, pp. 219 – 252.
4. www.nanonewsnet.ru/news/2012/nauka-dozhdalas-zavod-elektroniki-stanet-osnovoi-novogo-klastera

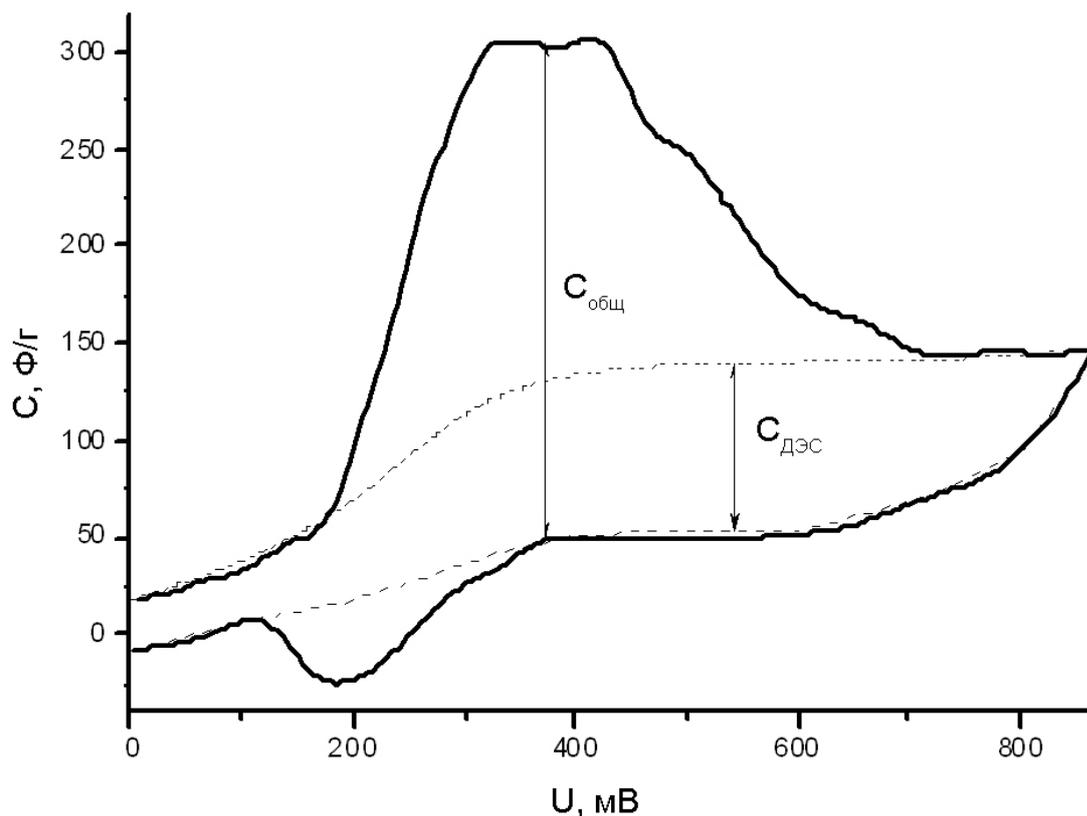


Рисунок 1. Типичная вольт-фарадная характеристика.

АВТОЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА ОДНОСТЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Обронов Иван Владимирович
студент

*Физический факультет, Московский Государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия*

E-mail: obronov@gmail.com

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

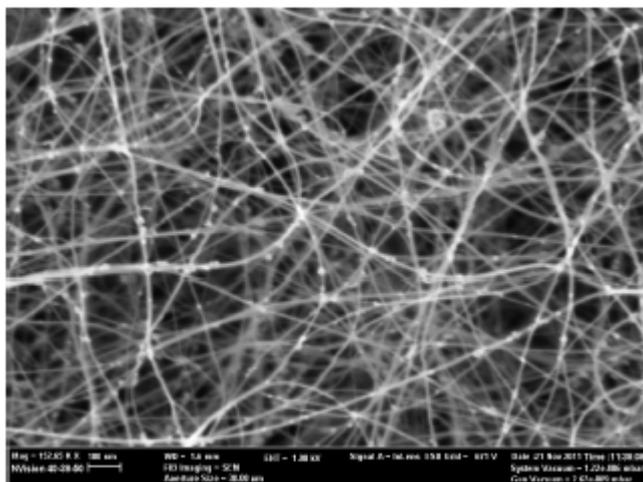


Рис. 1

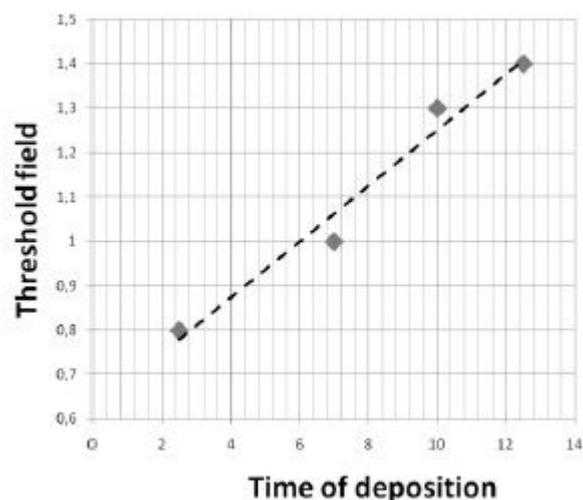


Рис. 2

Работа выполнена при поддержке Министерства Образования и Науки Российской Федерации. (контракт #8470;16.740.11.0071 и 16.740.11.0763) и гранта президента Российской Федерации. (контракт МК-16.120.11.3035).

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

Паринова Е.В., Турищев С.Ю.

аспирант второго года обучения

Воронежский государственный университет, Физический факультет, Воронеж, Россия

E-mail: parinova@phys.vsu.ru

В данной работе представлены результаты исследований морфологии массивов субмикронных столбиков никеля, сформированных в матрице SiO_2 , методами растровой электронной микроскопии (РЭМ), атомной-силовой микроскопии (АСМ) и фотоэмиссионной электронной микроскопии с использованием высокоинтенсивного синхротронного излучения (РЕЕМ - Photoemission Electron Microscopy).

Массивы столбиков никеля были сформированы электрохимическим осаждением из раствора NiSO_4 в поры субмикронного диаметра, созданные селективным химическим травлением треков после облучения тяжелыми быстрыми ионами $^{197}\text{Au}^{26+}$ с энергией 350 МэВ и флюенсом $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. Слой SiO_2 толщиной 700 нм был получен посредством термического окисления (1100°C , 10 ч, чистый кислород) пластин кремния марки КЭФ 4,5 (100). Данные структуры обладают значительным положительным относительным магнитосопротивлением в области температур 17 – 27 К, которое зависит от силы тока через образец и может эффективно управляться поперечным электрическим напряжением смещения, достигая 34000 % в магнитном поле 8 Тл. Наблюдаемый магниторезистивный эффект связывается с влиянием магнитного поля на процессы ударной ионизации, приводящие к лавинному пробое барьера Шоттки.

Образцы исследовались методом РЭМ на приборе LEO1455-VP и методом АСМ на приборе SolverPro. С применением высокоинтенсивного синхротронного (ондуляторного) излучения накопительного кольца BESSY II Гельмгольц центра – Берлин (интенсивность синхротронного излучения $\sim 10^{22}$ фот/сек) был использован метод РЕЕМ, который позволяет получить информацию о морфологии, химическом контрасте, магнитной структуре и электронном строении в предельно малых полях зрения микроскопа [4]. Данные РЕЕМ были получены путем регистрации электронного выхода в области ближней тонкой структуры $L_{2,3}$ края рентгеновского поглощения

никеля с использованием синхротронного излучения круговой поляризации и с разрешением по энергии сканирования 0,1 эВ. Измерения проводились при комнатной температуре. Для изучения морфологии поверхности, а также транспортных свойств путем регистрации распределения остаточной намагниченности использовалось поле зрения 10 мкм. Остаточное давление в камере 10^{10} Торр, глубина информативного слоя ~ 10 нм.

Согласно информации, полученной при изучении микроскопических изображений скола и поверхности методом РЭМ, следует отметить, что столбики металла распределены в целом равномерно по поверхности (Рис.1.1(a)) со средним покрытием 20 столбиков на 50 мкм^2 . В сформированных «грибообразных» столбиках имеются два основных морфологических элемента - полусферическая "шляпка" (диаметр ~ 500 нм), лежащая на поверхности, и "ножка" конусообразной формы, расположенная в матрице SiO_2 . Конусообразная форма "ножки" столбика коррелирует с данными [4] и соответствует геометрии сформированной поры в матрице SiO_2 , заполняемой металлом [4]. Результаты, полученные методом АСМ, подтверждают результаты РЭМ, согласно данным РЭМ и АСМ, столбики формируются отдельно друг от друга. Как видно по результатам исследования морфологии поверхности методом РЕЕМ (Рис. 1.2), столбики формируются как единично, так и группами, от трех до свыше пятнадцати, образуя группировки размером, не превышающие 7 мкм. Все столбики в упомянутых группировках соединены перегородками, длиной до 300 нм и шириной менее 50 нм. Имея изображение химического контраста, полученное при энергии, соответствующей краю поглощения металлического Ni (852,9 эВ [5]), можно говорить о том, что исследованные столбики состоят из металлического Ni, ограниченные матрицей SiO_2 . При комнатной температуре и в отсутствии внешних магнитных полей, распределение остаточной намагниченности поверхности образца с распределенными столбиками Ni в матрице SiO_2 , в целом нейтрально.

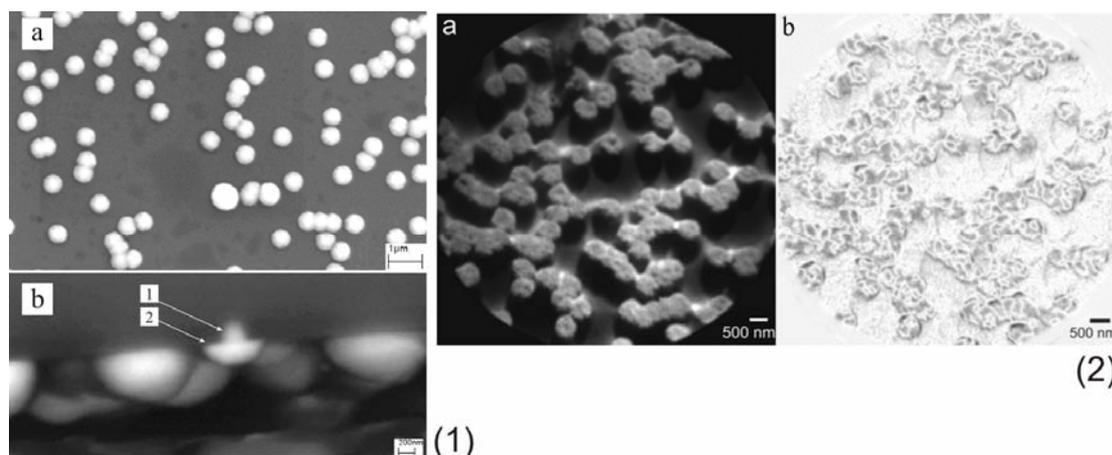


Рис. 1. (1) РЭМ изображения поверхности (a) массива столбиков никеля в матрице SiO_2 , и скола (b) исследуемого образца, содержащего столбики никеля (1 - "ножка" столбика, 2 – "шляпка" столбика). (2) РЕЕМ изображение морфологии (a) сформированных столбиков никеля в матрице SiO_2 совместно с распределением остаточной намагниченности (b).

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

Таким образом, с применением микроскопических методов показано формирование массивов столбиков металлического никеля с диаметром ~ 500 нм при их электрохимическом осаждении из раствора NiSO_4 в поры субмикронного диаметра, созданные трековым методом в матрице SiO_2 . Показана эффективность применения метода фотоэлектронной эмиссионной микроскопии (РЕЕМ) с использованием высокоинтенсивного синхротронного (ондуляторного) излучения для характеристики массивов субмикронных столбиков никеля в матрице SiO_2 и распределения магнитного контраста по поверхности темплата. Столбики

металла формируются преимущественно группами, внутри которых они в основном соединены перегородками, шириной ~ 50 нм (интерфейс Ni/Ni). Полученные при комнатной температуре данные по распределению остаточной намагниченности на поверхности образца подтверждают формирование соединенных перегородками столбиков никеля в матрице диэлектрика.

Список литературы

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

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

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

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

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

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Гранта РФФИ № 12-02-31702.

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

Розынова А.М.

Магистр 1 курс

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет

sandrarozynova@gmail.com

В настоящее время нанокристаллический диоксид титана (TiO_2) является одним из наиболее широко используемых в науке, промышленности и быту полупроводниковых материалов [1, 2], однако оптические свойства данного материала изучены слабо. В основном это связано с его непрозрачностью в видимом диапазоне. В то время как относительные большие значения показателя преломления (более 2.5 в видимом диапазоне) наряду с развитой удельной поверхностью наноструктурированного диоксида титана позволяют рассматривать данный материал как эффективно рассеивающую свет среду, что может найти применение в оптике и лазерной физике. В частности, представляется перспективной идея управления процессами спонтанного и вынужденного комбинационного рассеяния (КР и ВКР соответственно) света в суспензиях с нанопорошками нанокристаллического TiO_2 . Ввиду малой изученности данного аспекта в настоящей экспериментальной работе была поставлена задача исследования особенностей и механизмов указанных процессов в коллоидных растворах наночастиц TiO_2 поли типа рутил размером от 100 до 300 нм в бензоле и диметилсульфоксиде.

Анализ спектров КР света в коллоидных растворах на основе наночастиц диоксида титана при различных концентрациях в диметилсульфоксиде (линия 2913 см^{-1}) и бензоле (992 см^{-1}) показал немонотонность зависимостей интенсивности сигнала от концентрации нанопорошка TiO_2 в обоих случаях (рис. 1(а) и рис. 1(б)).

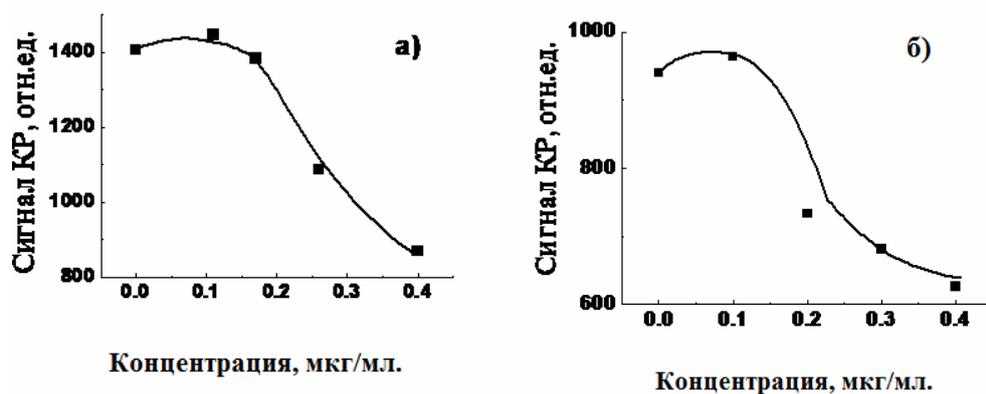


Рис.1.

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

$I=I_0\exp(-(\alpha+\gamma)d)$ [3, 4], когда при увеличении количества частиц растут слагаемые коэффициента экстинкции, т.е. поглощение и рассеяние, и в результате интенсивность излучения уменьшается. Однако незначительный рост сигнала в рассматриваемых растворах при малых концентрациях не может быть объяснен в рамках теории экстинкции (ослабления) интенсивности излучения в случайно-неоднородной среде. Здесь, вероятнее всего, работает другой механизм – локализация света на случайных рассеивателях, когда наблюдается увеличение локальных электромагнитных полей вследствие конструктивной интерференции. В случае же ВКР в обоих случаях с ростом концентрации наночастиц диоксида титана наблюдался монотонный спад интенсивности сигнала в диметилсульфоксиде (линия 630 нм) и бензоле (линия 636 нм), показанный на рисунках 2 (а) и 2 (б).

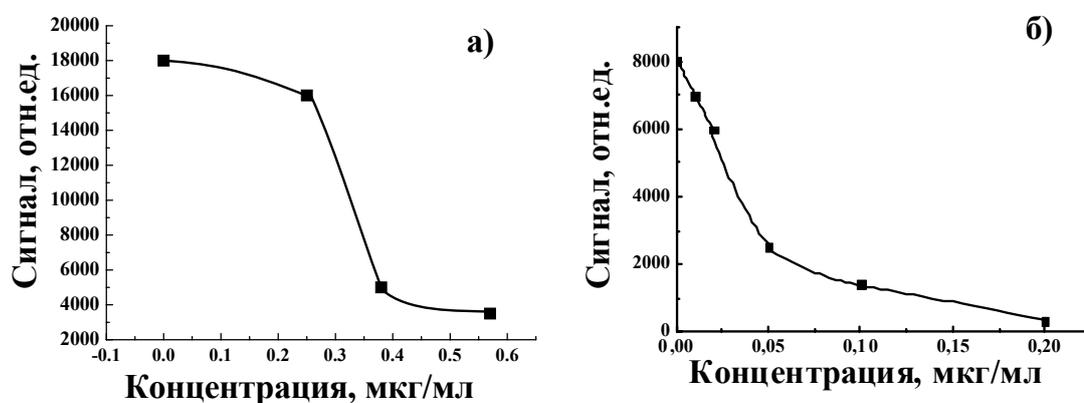


Рис.2

Такое поведение можно объяснить увеличением светорассеяния и поглощения (экстинкции света) с ростом концентрации нанопорошка TiO_2 . Также обнаружено, что интенсивность сигнала ВКР экспоненциально зависит от энергии накачки при величинах последней менее 200 мкДж для раствора диоксида титана в бензоле и менее 400 мкДж – в диметилсульфоксиде. Данный случай описывается приближением заданной накачки. При больших энергиях накачки рост зависимостей становится более плавным, постепенно выходя на насыщение за счет заполнения верхних энергетических уровней и истощения накачки.

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

Литература

- 1 Константинова Е.А., Гайворонский В.Я., Тимошенко В.Ю., Кашкаров П.К. Исследование спиновых центров в нанокристаллическом диоксиде титана с высокой степенью фотокаталитической активности // Физика и техника полупроводников. 2010, том 44, вып. 8, с. 1093-1097.
- 2 E. A. Konstantinova, A. I. Kokorin*, Shanmugasundaram Sakthivel, K. Horst, and L. Klaus "Carbon-Doped Titanium Dioxide: Visible Light Photocatalysis and EPR Investigation" // *Chimia* 61, 2007, 810–814
- 3 Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика. М.:Издательство МГУ. 2004.
- 4 Матвеев А.Н. Оптика. М.:Высшая школа. 1985.

ИМПУЛЬСНАЯ ФОТОДЕСОРБЦИЯ ЗАГРЯЗНЯЮЩИХ ВЕЩЕСТВ С ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖЕК

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

студентка 3его курса, студент 5ого курса, магистрант, студент 3его курса

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

E-mail: as-alex93@mail.ru

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

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

- изучение влияния импульсного излучения света большой мощности на состояние поверхности;
- поиск оборудования для очистки поверхности от загрязнений импульсами света в экранированном от внешней среды объеме.

Объектом исследования служат кремниевые пластины 12x12 мм типа 1A2КДБ10.

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

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

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

Стандартные методы химической обработки подложки Si перед вводом ее в установку МЛЭ обладают рядом недостатков: появление центров дефектообразования при нагреве до температуры $t=700-900^{\circ}\text{C}$, длительность обработки может достигать нескольких часов, применение метода термической десорбции может приводить к существенному изменению структуры поверхности, что приводит к ее загрязнению[2]. Использование метода очистки

импульсом света позволяет сократить длительность десорбции до нескольких секунд, снизить вероятность появления центров дефектообразования на поверхности при МЛЭ, исключая необходимость использования высоких температур и химических реагентов. Выше изложенные преимущества данного метода очистки допускают возможность его применения перед технологическим процессом МЛЭ, заменив им традиционные методы очистки.

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

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

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

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

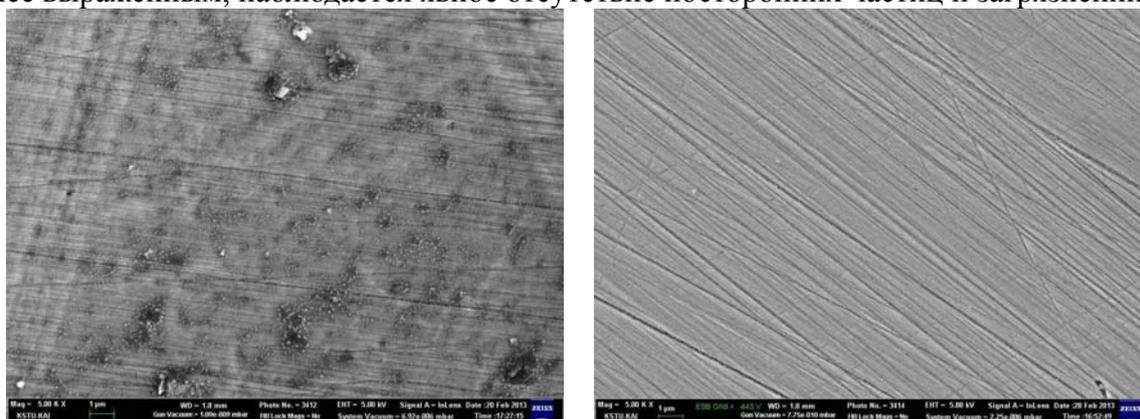


Рис.1. снимки поверхности кремниевой пластины с увеличением 5000х (WD=1,8 мм; ЕНТ=5 кВ)

а) до воздействия световыми импульсами; б) после воздействия импульсами света

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

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

Авторы выражают благодарность научному руководителю доценту Ф.Х. Вахитову.

Литература

1. Вахитов Ф.Х. Влияние состояния поверхности и приповерхностного слоя на оптические свойства металлических зеркал / Дис. ... канд. физ.-мат. наук. С.118-134.
2. Борисов С.Ф. «Межфазная граница газ - твердое тело: структуры, модели, методы исследования» учебное пособие. Екатеринбург, 2001. С.258.

ВЛИЯНИЕ ИМПЛАНТАЦИИ УГЛЕРОДА НА ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ СТРУКТУР $\text{SiO}_2:\text{nc-Si/SiO}_x$ ПО ДАННЫМ $\text{Si } L_{2,3}$ КРАЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Спирин Дмитрий Евгеньевич

аспирант

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

E-mail: geforce2mx@yandex.ru

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

Структуры исследовались методом рентгеновской спектроскопии близ краевого поглощения рентгеновских лучей (XANES) на синхротроне SRC университета Висконсин – Мэдисон. Глубина анализа определяется полной глубиной выхода электронов с поверхности для $\text{Si } L_{2,3}$ спектров составляет около 5 нм.

На рис. 1 представлены $\text{Si } L_{2,3}$ спектры XANES образцов, сформированных на подложке с ориентацией (100), до и после имплантации углерода. На рис. 1б – спектры $\text{Si } L_{2,3}$ «эталонных» образцов c-Si, SiO_2 и $\beta\text{-SiC}$. Как видно из рис. 1, для исходной пленки мы наблюдаем типичный для стехиометрического SiO_2 спектр, что обусловлено доокислением SiO_x на поверхности до SiO_2 . После отжига исходной пленки (образец N0) появляется тонкая структура в $\text{Si } L_{2,3}$ - спектрах в области 100-102 эВ, соответствующая краю поглощения элементарного кремния в нанокристаллах. В спектрах образцов после ионной имплантации мы наблюдаем сильно искаженную тонкую структуру SiO_2 . Для образца с минимальной дозой имплантации это искажение приводит к инверсии интенсивности в области 105-112 эВ.

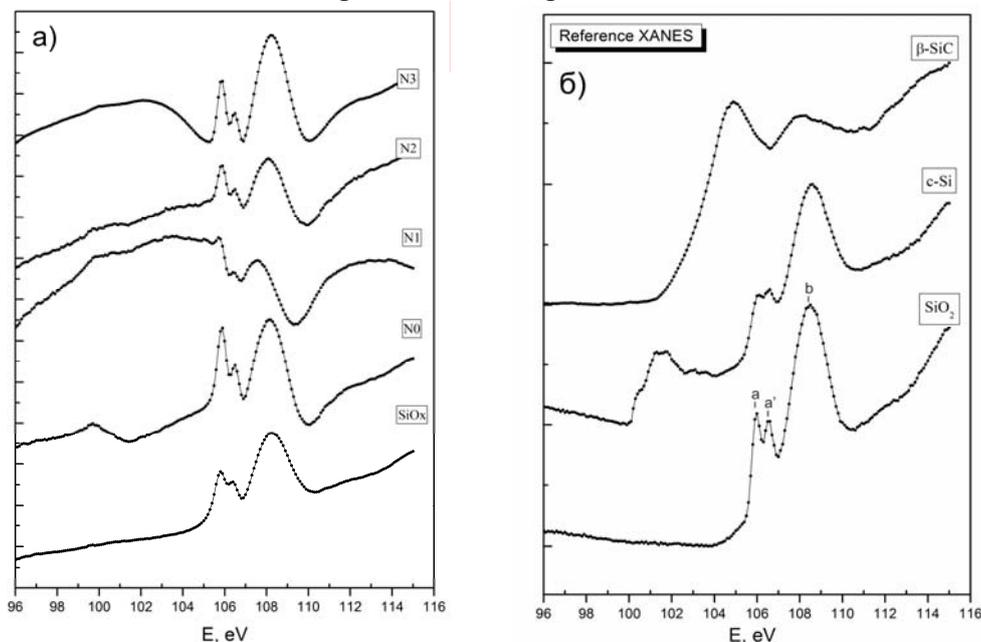


Рис. 1а $\text{Si } L_{2,3}$ XANES спектры структур SiO_x (100). SiO_x – исходная пленка, N0 – пленка без имплантации и отжига, N1 – после имплантации $D=6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и отжига, N2 – имплантация $D=9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и отжига, N3 – имплантация $D=1,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ и отжига

Рис. 1б $\text{Si } L_{2,3}$ XANES спектры эталонов

При уменьшении угла скольжения рентгеновского пучка с 90° до 20° инверсия ослабляется, а спектр приближается к «нормальному» виду (рис. 2). Так как изменение угла скольжения излучения должно приводить к вариации эффективной толщины взаимодействия излучения с материалом пленки, то последнее обстоятельство свидетельствует о том, что инверсия связана с особенностями структурного и фазового состояния пленки в заглубленных слоях, расположенных за пределами зондируемого слоя.

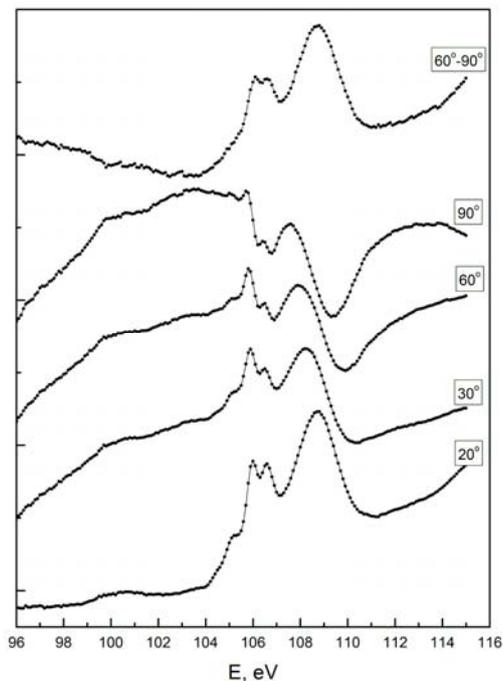


Рис. 2 Si $L_{2,3}$ XANES спектры образца N1 ($D=6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) на подложке (100) при разных углах скольжения, а также разностный спектр (60° - 90°)

Поглощение рентгеновских квантов с энергиями, соответствующими краю поглощения $\text{Si}L_{2,3}$ кремния, связанного с кислородом и углеродом, приводит к ослаблению обратно рассеянного пучка, что вызывает уменьшение интенсивности выхода электронов и фиксируется как «провал» в спектре. Существенную роль в поглощении обратного рассеянного излучения слоем чистого SiO_2 , находящегося между поверхностью и слоем в котором располагаются рассеивающие нанокристаллы, демонстрирует разностный спектр между спектрами снятыми при углах скольжения 60° и 90° (рис. 2). Этот спектр практически совпадает со спектром поглощения в SiO_2 (рис. 1б).

Полученные в настоящей работе и в [3] результаты показывают, что при интерпретации спектров XANES наноструктурированных систем необходимо учитывать вклад не только прямого, но и обратно рассеянного рентгеновского пучка. Это обстоятельство, с одной стороны, усложняет интерпретацию спектров, а с другой – создает дополнительные диагностические возможности для анализа структуры и морфологии подобных систем неразрушающим методом XANES.

Благодарности

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.132.21.1682.

Литература

1. Si rings, Si clusters, and Si nanocrystals – different states of ultrathin SiO_x layers / L.X. Yi, J. Heitmann, R. Scholz, M. Zacharias // Appl. Phys. Lett. – 2002. – Vol.81, №22. – P.4248-4250
2. Формирование и „белая“ фотолюминесценция нанокластеров в пленках SiO_x , имплантированных ионами углерода / А.И. Белов, А.Н. Михайлов, Д.Е. Николичев, А.В. Боряков, А.П. Сидорин, А.П.Грачев, А.В.Ершов, Д.И.Тетельбаум // Физика и техника полупроводников, 2010, том 44, вып. 11
3. Синхротронные исследования особенностей электронной и атомной структуры поверхностных слоев пленок оксида кремния, содержащих нанокристаллы кремния / В.А. Терехов, С.Ю. Турищев, К.Н. Панков, И.Е. Занин, Э.П. Домашевская, Д.И. Тетельбаум, А.Н. Михайлов, А.И. Белов, Д.Е. Николичев // Поверхность. Рентгеновские, синхронные и нейтронные исследования . – 2011 – № 10. – С. 46-55 .

ПРЕВЫШЕНИЕ ФАКТОРА ЗАПОЛНЕНИЯ ВОЛЬТАМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОРГАНИЧЕСКИХ СОЛНЕЧНЫХ ФОТОЭЛЕМЕНТОВ ПРЕДЕЛА ШОКЛИ-КВАЙССЕРА

Труханов Василий Андреевич

Аспирант

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

E-mail: vtrukhanov@mail.ru

Солнечные фотоэлементы на основе органических полупроводников, в частности сопряжённых полимеров и фуллеренов, являются перспективной альтернативой традиционным кремниевым фотоэлементам благодаря низкой стоимости, простоте производства, малому весу и гибкости. Эффективность солнечных фотоэлементов зависит от формы их вольтамперных характеристик (ВАХ), которые характеризуются такими параметрами как ток короткого замыкания (КЗ), напряжение холостого хода (ХХ) и фактор заполнения (ФЗ). Для неорганических солнечных фотоэлементов с р-п переходом Шокли и Квайссером был рассчитан теоретический предел для коэффициента полезного действия (КПД) [1]. Для ФЗ также было рассчитано предельное значение, причём оказалось, что оно зависит от напряжения ХХ [2]. В данной работе путём численного моделирования мы показываем, что для двухслойных органических солнечных фотоэлементов ФЗ может быть выше этого предельного значения.

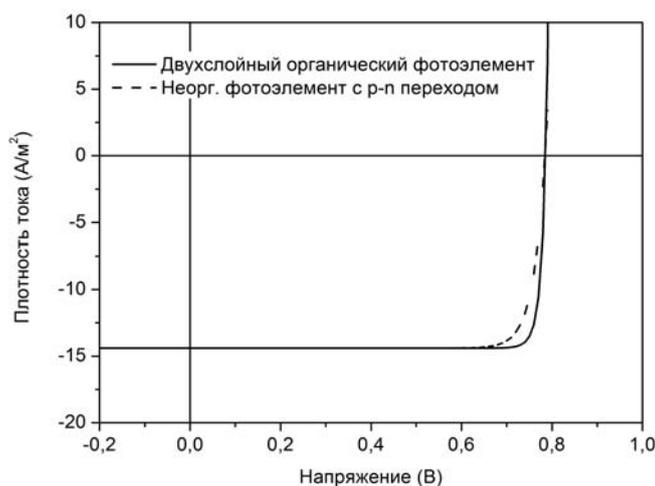


Рис. 1. Рассчитанные ВАХ для двухслойного органического фотоэлемента (сплошная линия) и для идеального неорганического фотоэлемента с током КЗ и напряжением ХХ такими же как у органического фотоэлемента (штриховая линия).

Органические солнечные фотоэлементы основаны на гетеропереходе: активный слой состоит из двух органических полупроводников с различными значениями электронного сродства и потенциала ионизации - донора электронов и акцептора. Гетеропереход необходим для разделения на свободные заряды экситонов, образующихся в результате поглощения света, потому что экситоны в органических полупроводниках имеют относительно большую энергию связи и не разделяются под действием тепловой энергии. Первые органические солнечные фотоэлементы были основаны на планарном гетеропереходе, образованном двумя слоями донора и акцептора [3]. Так как экситоны в органических полупроводниках обычно имеют малую длину диффузии (~10 нм), не все экситоны достигают гетероперехода, разделяются и дают вклад в фототок. Это ограничивает КПД двухслойных фотоэлементов. Наиболее эффективные органические солнечные фотоэлементы основаны на объёмном гетеропереходе, где активный слой представляет смесь донорного и акцепторного полупроводников, так что гетеропереход имеет большую площадь и генерация свободных зарядов имеет место по всему объёму активного слоя. Тем не менее, наилучшие

органические фотоэлементы с планарным гетеропереходом обладают КПД более 5% [4], и, вероятно, КПД может быть гораздо выше для веществ с большой длиной диффузии экситонов.

Используя численную модель, в данной работе было показано, что двухслойные органические фотоэлементы могут иметь очень большой ФЗ при легировании активного слоя [5]. Модель учитывает генерацию, рекомбинацию, дрейф и диффузию носителей зарядов, а также влияние объёмного заряда на электрическое поле в активном слое. Генерация и рекомбинация зарядов в модели зависят от напряжённости электрического поля на границе слоёв донора и акцептора. На рис. показана рассчитанная ВАХ двухслойного фотоэлемента с параметрами, соответствующими паре полимер/фуллерен (РЗНТ/PCBM) и легированию 10^{24} м⁻³, фактор заполнения ВАХ равен 92%.

В общеизвестной модели неорганических солнечных фотоэлементов с p-n переходом формула для ВАХ имеет вид:

$$J(V) = J_s \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] - J_\phi = J_{K3} \left[\frac{\exp(eV/kT) - 1}{\exp(eV_{XX}/kT) - 1} - 1 \right], \quad (1)$$

где J_s и J_ϕ плотности тока насыщения и фототока. Данная формула может быть однозначно выражена через плотность тока короткого замыкания J_{K3} и напряжение холостого хода V_{XX} . Формула (1) соответствует идеальному солнечному фотоэлементу с нулевым последовательным и бесконечным параллельным сопротивлениями и диодным фактором идеальности равным единице. На рис. штриховой линией показана ВАХ рассчитанная по формуле (1) с J_{K3} и V_{XX} такими же, как у описанной выше рассчитанной ВАХ двухслойного органического солнечного фотоэлемента. ФЗ равен 86% и это значение является предельным для неорганических солнечных фотоэлементов с p-n переходом для данного V_{XX} .

Как показано на рис., ФЗ двухслойного органического фотоэлемента может превышать предел Шокли-Квайссера для фактора заполнения. Чтобы найти возможные причины большого ФЗ, мы расширили разработанную нами модель органического солнечного фотоэлемента [5] на неорганический солнечный фотоэлемент с p-n переходом, в результате модель даёт ВАХ, соответствующие формуле (1), а ФЗ в пределе Шокли-Квайссера. Сравнивая органический и неорганический фотоэлементы с помощью данной модели, удалось выяснить, что ключевым отличием является рекомбинация зарядов на донорно-акцепторном переходе, зависящая от напряженности электрического поля в модели двухслойного органического фотоэлемента. Эта зависимость приводит к зависимости фототока J_ϕ от напряжения V , причём J_ϕ резко убывает с приближением V к V_{XX} ; в результате ВАХ становится круче и ФЗ больше, чем у ВАХ рассчитанной по формуле (1), то есть больше, чем предел Шокли-Квайссера.

Литература

1. W. Shockley and H.J. Queisser. Detailed Balance Limit of Efficiency of p-n Junction Solar Cells // Journal of Applied Physics. 1961, v. 32, p. 510.
2. M.A. Green. Solar Cell Fill Factors: General Graph and Empirical Expression // Solid-State Electronics. 1981, v. 24, p. 788.
3. C.W. Tang. 2-Layer Organic Photovoltaic Cell // Applied Physics Letters. 1986, v. 48, p. 183.
4. M. Hirade, C. Adachi. Small molecular organic photovoltaic cells with exciton blocking layer at anode interface for improved device performance // Applied Physics Letters. 2011, v. 99, 153302.
5. V.A. Trukhanov, V.V. Bruevich and D.Yu. Paraschuk. Effect of doping on performance of organic solar cells // Physical Review B. 2011, v. 84, 205318.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ АЛКЕНОВ НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ АНСАМБЛЕЙ КРЕМНИЕВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ С ВЫСОКИМ КВАНТОВЫМ ВЫХОДОМ

Федотова А.П., Емельянов А.В., Воронцов А.С., Жигунов Д.М.

Студентка

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

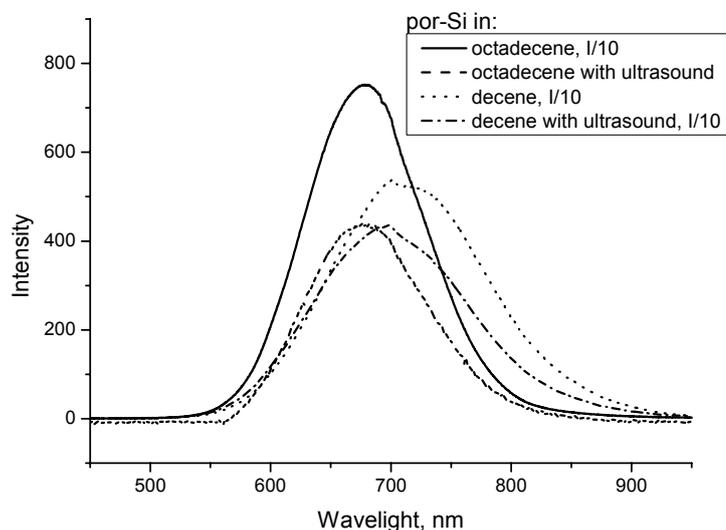
E-mail: fedotova.a@bk.ru

Настоящая работа посвящена изучению природы резкого увеличения квантового выхода люминесценции нанокристаллов кремния при их функционализации (покрытии наночастиц защитной оболочкой). Задачей работы является проверка гипотезы о том, что существенное повышение эффективности кремния связано не столько с фактом пассивации поверхностных дефектов в процессе функционализации, но определяется в первую очередь типом пассивирующих молекул и характером их взаимодействия с нанокристаллическим ядром.

В ряде работ [1], посвященных исследованию фотолюминесценции нанокристаллов кремния, пассивированных октадецином и додецином, было установлено наличие двух источников излучения: с коротким временем жизни, зависящим от размера нанокристаллов (менее 1 нс) – состояния в нанокристаллах кремния, и с большим временем жизни, не зависящим от размера нанокристаллов (более 10 нс) – состояния, локализованные на поверхности нанокристаллов. Для более детального изучения данных особенностей методом электрохимического травления были созданы образцы пористого кремния, которые пассивировались алкенами (октадецен и децен). Часть образцов подвергалась дополнительной обработке ультразвуком. Люминесценция кремниевых нанокристаллов возбуждалась стандартным способом с помощью аргонового лазера на длине волны 364 нм.

На рисунке представлены спектры фотолюминесценции экспериментальных образцов. Результат исследований показал, что для растворов пористого кремния в октадеcene длительная ультразвуковая обработка приводит к изменению на порядок интенсивности люминесценции образца по сравнению с исходным необработанным, а для раствора в децене такого сильного эффекта не наблюдалось. Это указывает, в первую очередь, на определяющее влияние типа пассивирующих молекул на эффективность люминесценции нанокристаллов кремния, тогда как сам факт пассивации играет, по-видимому, второстепенную роль.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 12-02-31262.



Литература

1. Sykora M., Mangolini L., Schaller R.D., Kortshagen U., Jurbergs D., Klimov V.I., Phys. Rev. Lett., 2008, v. 100, p. 067401

Подсекция «Теоретическая физика»

ТЕОРЕМА ХААГА В ТЕОРИЯХ С НЕФИЗИЧЕСКИМИ ЧАСТИЦАМИ

Антипин Константин Владиславович

Сотрудник

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

E-mail: antipin1987@gmail.com

Данная работа посвящена обобщению теоремы Хаага [1] на случай теорий, в которых возникают нефизические частицы. В гамильтоновой схеме квантовой теории поля считается, что полевые операторы и сопряженные к ним “импульсы” в разные моменты времени связаны унитарным преобразованием. В частности, предполагается, что асимптотические свободные in- и out-поля связаны с взаимодействующими гайзенберговскими полями тоже унитарным преобразованием. Теорема Хаага показывает, что если к этому подходу добавить требование релятивистской инвариантности, то он становится тривиальным: теория оказывается эквивалентной теории свободных полей. Простейшим примером теории с нефизическими частицами является квантовая электродинамика, в которой “временные” и “продольные” фотоны в действительности не существуют, но возникают на промежуточных этапах при переходе от наблюдаемых величин (векторов напряженности поля) к 4-потенциалу. Чтобы сохранить самосопряженность оператора потенциала, приходится вводить индефинитную метрику в пространстве амплитуд состояния. В данной работе рассмотрены подобные теории, которые могут быть сформулированы в пространствах с индефинитной метрикой. При этом основное внимание уделено специальному классу пространств Крейна [2].

Проведенное исследование показало, что обобщение теоремы Хаага может быть получено для теории, в которой регулярные представления канонических коммутационных соотношений реализованы в пространстве Крейна.

Литература

Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Тодоров И. Т. Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля. М.: Наука. 1969.

Vognar, J. Indefinite Inner Product Spaces. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag. 1974.

ВЛИЯНИЕ СГОЛДСТИНО НА ФИЗИКУ ХИГГСОВСКОГО СЕКТОРА

Астапов Константин Олегович

Аспирант

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

E-mail: astapov@physics.msu.ru

Данная работа посвящена обсуждению феноменологии МССМ (Минимальной Суперсимметричной Стандартной Модели[1]), в которую добавлены легкие сголдстино и гравитино[2].

В суперсимметричных моделях сокращаются квадратичные расходимости в массах скалярных частиц за счет вкладов суперпартнеров, достигается объединение калибровочных взаимодействий при высоких энергиях, а также в моделях с сохраняющейся дискретной симметрией, R-четностью, имеются возможные стабильные кандидаты на роль темной материи. Эти свойства делают суперсимметричные модели феноменологически привлекательными. Однако, если суперсимметрия имеет вообще отношение к описанию Природы, она должна быть спонтанно нарушена на некотором масштабе энергий E_{SUSY} . Если это так, то из суперсимметричного аналога теоремы Голдстоуна следует, что должен существовать безмассовый голдстоуновский фермион — голдстино, и его суперпартнеры, которые в простейшем случае представляют собой скаляры — сголдстино. При учете взаимодействий с гравитацией и петлевых взаимодействий голдстино и сголдстино

приобретают ненулевые массы. Обычно, когда рассматривают суперсимметричные расширения Стандартной модели, такие как МССМ или ее обобщения, неявно предполагается, что масштаб нарушения суперсимметрии E_{SUSY} много больше электрослабого масштаба энергий и в этом случае взаимодействием с сектором сголдстино можно пренебречь. Однако феноменологически приемлемой является другая ситуация — когда масштаб E_{SUSY} находится недалеко от электрослабой шкалы, скажем несколько ТэВ. В этом случае естественно ожидать, что массы сголдстино в этом сценарии будут несколько меньше масштаба нарушения суперсимметрии. Поэтому, для корректного описания низкоэнергетической теории необходимо к лагранжиану МССМ добавить взаимодействия с сектором гольдстино и сголдстино. Взаимодействия этих частиц с остальными полями МССМ практически однозначно фиксируются требованием корректного воспроизведения констант, мягко нарушающих суперсимметрию.

В данной работе производится изучение влияния смешивания сголдстино с хиггсовским сектором МССМ и его следствия для феноменологии: влияние на картину относительных вероятностей распадов и сечений образования хиггсовских бозонов и сголдстино.

Рассматриваемая модель МССМ + сголдстино является низкоэнергетической теорией с нарушенной суперсимметрией, которая переходит при высоких энергиях в суперсимметричную теорию. При низких масштабах энергии, вспомогательная компонента F_s , скалярного супермультиплета

$$S = s + \sqrt{2}b\psi + F_s \theta^2,$$

приобретает вакуумное среднее значение, равное F , в результате чего мы имеем лагранжиан чистой модели МССМ с мягкими членами, которые нарушают суперсимметрию, и члены взаимодействия частиц МССМ со сголдстино. Эти члены взаимодействия вносят существенные поправки в константы взаимодействия полей МССМ [5] и массы этих полей.

Поскольку недавним результатом экспериментов на ЛHC было обнаружение нейтральной частицы с массой около 125 ГэВ, которая претендует на роль хиггсовского бозона Стандартной Модели, то наиболее интересным представляется изучение этого влияния на сектор легчайшего хиггсовского скаляра.

Мы предполагаем, что обнаруженной на ЛHC частицей является смесь сголдстино s и легчайшего хиггсовского бозона МССМ h^0 . Помимо упомянутого легчайшего хиггсовского скаляра h^0 , МССМ предсказывает также еще одну скалярную и псевдоскалярную частицы с большей массой и два заряженных хиггсовских бозона. В работе предполагается, что массы остальных хиггсовских бозонов достаточно велики (предел отщепления).

Последние результаты ATLAS и CMS представляют также еще значения величины σ гипотетического бозона хиггса h для основных каналов распада $h \rightarrow \gamma\gamma$, $h \rightarrow b\bar{b}$, $h \rightarrow ZZ^*$, $h \rightarrow \tau^+\tau^-$ [3].

Где σ определяется формулой: $\sigma = \Gamma(\text{prod. } h) \mathcal{B}\Gamma(h \rightarrow xx)$.

Эти результаты свидетельствуют о том, что значение $\frac{\sigma}{\sigma_{\text{SM}}}$ для моды $h \rightarrow \gamma\gamma$ значительно превосходит единицу, в то время как для всех остальных мод распада $\frac{\sigma}{\sigma_{\text{SM}}}$ меньше единицы [4].

В данной работе показано, каким образом смешивание легчайшего скаляра МССМ со сголдстино определяет такие значения $\frac{\sigma}{\sigma_{\text{SM}}}$.

Сверка теоретических формул для $\frac{\sigma}{\sigma_{\text{SM}}}$, полученных в работе, с результатами экспериментов на ЛHC позволяет получить ограничения на пространство параметров МССМ и параметров сектора сголдстино.

Как известно, МССМ предсказывает массу h^0 равную примерно 115 ГэВ в древесном приближении, и чтобы придать ей значение 125 ГэВ необходимы петлевые поправки с

большими значениями стоп кварков – порядка нескольких ТэВ, а также большой величиной смешивания этих стоп кварков, что является причиной так называемой ненатуральности МССМ. Включение в модель легкого сголдстино решает проблему ненатуральности [6]. В предложенной модели, в пределе отщепления тяжелых хиггсовских скаляров сголдстино, смешиваясь с легчайшим хиггсовским скаляром, придает его массе наблюдаемое на ЛНС значение 125 ГэВ, поэтому большие петлевые вклады не требуются.

Для модели МССМ, в которой взяты небольшие массы стоп-кварков 400-700 ГэВ [7], вычислено смешивание легчайшего скаляра и сголдстино, а также массы нового хиггса и нового сголдстино, образовавшихся в результате смешивания.

Проведено виртуальное сканирование по возможным диапазонам параметров МССМ и массе сголдстино в диапазоне 60-110 МэВ, отобран ряд разрешенных моделей с различным значением параметра F , который определяет масштаб нарушения суперсимметрии.

Литература

1. S. P. Martin, In *Kane, G.L. (ed.): Perspectives on supersymmetry II* 1-153 [hep-ph/9709356].
2. D. S. Gorbunov and A. V. Semenov, hep-ph/0111291.
3. M. Spira, Fortsch. Phys. 46, 203 (1998) [hep-ph/9705337].
4. G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B 716, 1 (2012) [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
5. E. Dudas, C. Petersson and P. Tziveloglou, [arXiv:1211.5609 [hep-ph]].
6. L. J. Hall, D. Pinner and J. T. Ruderman, JHEP 1204, 131 (2012) [arXiv:1112.2703 [hep-ph]].
7. M. Papucci, J. T. Ruderman and A. Weiler, JHEP 1209, 035 (2012) [arXiv:1110.6926 [hep-ph]].

НЕЛИНЕЙНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ДВУМЕРНОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ

Гордеева С.В.

Аспирант

Московский государственный университет приборостроения и информатики, Москва, Россия

E-mail: gorsvetkaa@gmail.com

Развитие технологии полупроводниковых гетероструктур с одной стороны, и создание мощных лазеров с другой, делают актуальными теоретические и экспериментальные исследования взаимодействия интенсивных электромагнитных полей с низкоразмерными системами [1,2]. Переход к системам пониженной размерности приводит к новым физическим результатам, которые могут отличаться как качественно, так и количественно от аналогичных эффектов в трехмерном случае. В связи с этим актуально количественное описание свойств низкоразмерных систем во внешних электромагнитных полях.

Целью настоящей работы является теоретическое исследование процесса ионизации двумерной квантовой точки в поле линейно-поляризованной волны, а также в постоянном электрическом поле и в суперпозиции постоянного и переменного электрических полей одинакового направления.

Основой теоретического описания явлений туннельной и многофотонной ионизации низкоразмерных структур стали результаты, полученные в работах [3-6].

Удерживающий потенциал двумерной квантовой точки моделируется потенциальной ямой вида

$$U(\rho) = \begin{cases} -U_0, & \rho = \sqrt{x^2 + y^2} < a, \\ 0, & \rho > a, \end{cases}$$

где a - радиус квантовой точки, U_0 - глубина ямы. Такой вид двумерного удерживающего потенциала используется в случае формирования квантовой точки методом травления.

В квазиклассическом приближении получены аналитические выражения для скорости ионизации и парциальных вероятностей процесса ионизации квантовой точки в поле линейно-поляризованной волны для любых значений параметра Келдыша и параметров удерживающего потенциала :

$$w = \sum_{n \geq \nu} w_n(F, \omega) = \frac{C\omega}{4\pi^2\omega_0} \frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} \exp\left\{-\frac{2\omega_0}{\omega} f(\gamma)\right\} \int_0^1 \frac{dt}{\sqrt{t-t^2} (1-e^{-(\alpha+\beta)t})}, \quad (1)$$

$$w_n(F, \omega) = \frac{C\omega}{4\pi\omega_0} \frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} \exp\left\{-\frac{2\omega_0}{\omega} f(\gamma)\right\} e^{-(n-\nu)[\alpha+\frac{\beta}{2}]} I_0\left(\frac{1}{2}\beta(n-\nu)\right). \quad (2)$$

В формулах (1), (2) приняты обозначения: $\gamma = \kappa\omega/F$ - параметр Келдыша, ω - частота волны, F - амплитуда напряженности электрического поля волны, $\omega_0 = \kappa^2/2$ - энергия связи электрона в квантовой точке, $\nu = \frac{\kappa^2}{2\omega} \left(1 + \frac{1}{2\gamma^2}\right)$, $C = \frac{\pi}{a^2 K_1^2(\kappa a)} \left(\frac{U_0 - \omega_0}{U_0}\right)$,

$$\alpha = 2 \left[\text{Arsh } \gamma - \frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} \right], \quad \beta = \frac{2\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}, \quad f(\gamma) = \left(1 + \frac{1}{2\gamma^2}\right) \text{Arsh } \gamma - \frac{\sqrt{\gamma^2+1}}{2\gamma} - \text{функция Келдыша.}$$

Для полной вероятности ионизации двумерной квантовой точки в постоянном электрическом поле в единицу времени в квазиклассическом приближении получено выражение

$$w = \frac{C}{4\sqrt{\pi}} \left(\frac{F}{F_0}\right)^{1/2} \exp\left\{-\frac{2F_0}{3F}\right\}. \quad (3)$$

где $F_0 = \kappa^3$, F - напряженность постоянного электрического поля.

Исследован процесс ионизации квантовой точки во внешнем поле $F(t) = F_1 + F_2 \cos \omega t$, представляющем собой суперпозицию постоянного и низкочастотного электрических полей одинакового направления. При выполнении условий

$$F_1 > F_2, \quad \frac{F_0 F_2}{(F_1 + F_2)^2} \ll 1, \quad \frac{\kappa\omega}{F_1} \ll 1,$$

вероятность процесса определяется формулой:

$$w = \frac{\sqrt{3}C}{4\sqrt{\pi}} \frac{F_1 + F_2}{F_0} \left(\frac{F_1 + F_2}{F_2}\right)^{1/2} \exp\left\{-\frac{2F_0}{3(F_1 + F_2)}\right\}. \quad (4)$$

Этот предельный случай достигается в оптических и инфракрасных лазерах.

Таким образом, основными результатами работы являются впервые полученные аналитические формулы (1)-(4), описывающие нелинейную ионизацию двумерной квантовой точки внешними электромагнитными полями. Результаты работы могут быть использованы для описания процесса ионизации реальных физических систем. К ним относятся не только системы связанные короткодействующими силами, но также и системы заряженных частиц, связанных далекодействующими кулоновскими силами (ионизация атомов).

Автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю П.А. Эминову.

Литература

1. Алферов Ж.И.// ФТП.1998. 1. С. 3-18.
2. Демиковский В.Я., Вугальтер Г.А.// Физика квантовых низкоразмерных структур. М.: Логос. 2000. С.186.
3. Келдыш Л.В.// ЖЭТФ. 1964. 47.С. 1945-1957.
4. Никишов А.И., Ритус В.И.// ЖЭТФ.1966. 50. С. 255-270.

5. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В.// ЖЭТФ. 1966. **50**. С.1393-1409.

6. Переломов А.М., Попов В.С.// ЖЭТФ.1967. **52**. С. 514-526.

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ВЕРОЯТНОСТЬ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОГО ПЕРЕХОДА В КВАНТОВОЙ МОЛЕКУЛЕ С D_2^- -ЦЕНТРОМ

Губин Тихон Александрович

аспирант

*Пензенский государственный университет,
физико-математический факультет, Пенза, Россия*

E-mail: physics@pnzgu.ru

Теоретически исследовано влияние внешнего электрического поля на вероятность излучательного перехода (ВИП) в квантовой молекуле (КМ), моделируемой двухъямным осцилляторным потенциалом, содержащей D_2^- -центр с резонансным u -состоянием при наличии диссипативного туннелирования. Потенциал D_2^- -центра моделировался суперпозицией потенциалов нулевого радиуса. В дипольном приближении рассчитана вероятность ВИП с учётом плотности конечных состояний излучаемых фотонов. На рис. 1 приведена зависимость ВИП в КМ (в относительных единицах) от напряженности внешнего электрического поля для различных значений энергии излучаемого фотона. На представленных кривых 1 и 3 больший пик появляется в том случае, когда энергия излучаемого фотона становится сравнимой со средней энергией оптического перехода, которая зависит от величины внешнего электрического поля. Меньший пик появляется при напряженности поля $E_C = (a_0 - b_0) m^* \omega_0^2 / (2|e|)$ (ω_0 - частота осцилляторного потенциала вдоль координаты туннелирования; a_0 и b_0 - координаты минимумов двухъямного осцилляторного потенциала; m^* - эффективная масса электрона), при котором исходно асимметричный двухъямный осцилляторный потенциал КМ становится симметричным, вследствие чего на полевой зависимости вероятности диссипативного туннелирования возникает максимум. В случае, когда средняя энергия оптического перехода определяется величиной E_C , имеет место своеобразный резонанс (см. кривую 2): оба пика объединяются в один, и величина ВИП в результирующем пике возрастает более чем на два порядка.

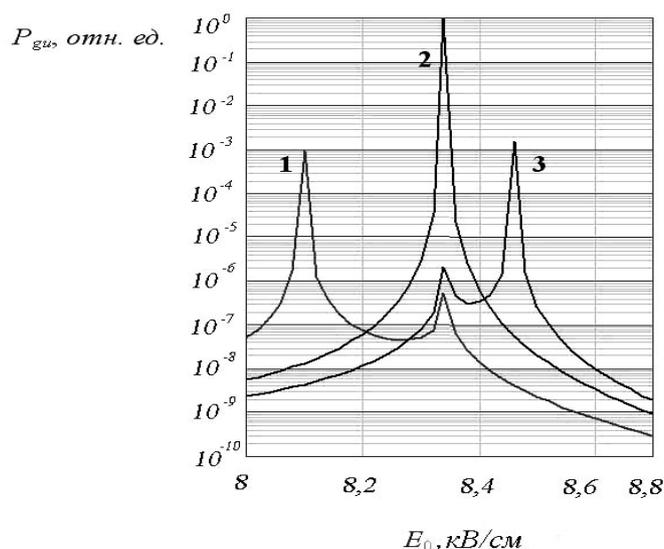


Рис. 1. Зависимость вероятности P_{gu} излучательного перехода в КМ с D_2^- -центром от величины напряженности внешнего электрического поля E_0 при $R_0 = 80 i i$, $U_0 = 0.2 \text{ \AA}$, $\varepsilon_T^* = kT / E_d = 1$, $\varepsilon_C^* = \hbar\sqrt{C} / E_d = 1$, $\varepsilon_L^* = \hbar\omega_L / E_d = 1$ для различных значений энергии излучаемого фотона $\hbar\omega$ (мэВ):

1 – 6.78,

2 – 7.11,

3 – 7.29.

Исследована спектральная зависимость ВИП для различных значений напряженности внешнего электрического поля. Смещение максимума ВИП в квантовой молекуле с ростом напряженности внешнего электрического поля обусловлено ростом величины расщепления между g - и u -термами. Уменьшение вероятности излучательных

переходов с ростом величины напряжённости внешнего электрического поля может быть связано с уменьшением перекрытия волновых функций электрона в локализованном g - и резонансном u -состоянии D_2^- -центра.

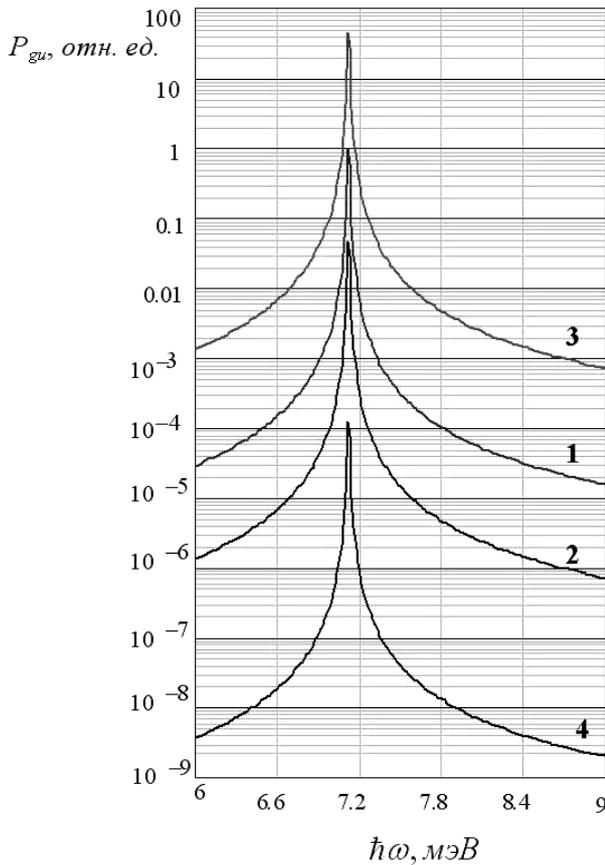


Рис. 2. Спектральная зависимость вероятности P_{gu} излучательных переходов в квантовой молекуле с D_2^- -центром при $R_0 = 80 \text{ нм}$, $U_0 = 0.2 \text{ \AA}$ во внешнем электрическом поле $E_0 = 8.4 \text{ кВ/см}$ для различных значений параметров диссипативного туннелирования:

- 1 - $\varepsilon_T^* = 1$, $\varepsilon_C^* = 1$, $\varepsilon_L^* = 1$,
- 2 - $\varepsilon_T^* = 1$, $\varepsilon_C^* = 1$, $\varepsilon_L^* = 0,5$,
- 3 - $\varepsilon_T^* = 2$, $\varepsilon_C^* = 1$, $\varepsilon_L^* = 1$,
- 4 - $\varepsilon_T^* = 1$, $\varepsilon_C^* = 3$, $\varepsilon_L^* = 1$.

Из рис. 2 видно, что ВИП в КМ эффективно модулируется такими параметрами диссипативного туннелирования, как температура и константа взаимодействия с контактной средой: с ростом температуры (параметр ε_T^*) возрастает вероятность диссипативного туннелирования, вследствие чего уменьшается время жизни резонансного u -состояния (см. кривую 3); увеличение

константы взаимодействия электрона ε_C^* с контактной средой приводит к блокировке туннельного распада, сопровождаемой ростом времени жизни резонансного состояния и соответствующим уменьшением ВИП (см. кривую 4).

Заключение

Показано, что зависимость ВИП в КМ с D_2^- -центром от напряжённости внешнего электрического поля содержит два пика: более высокий пик соответствует излучательному переходу с энергией излучаемого фотона, равной средней энергии оптического перехода электрона из резонансного u -состояния в локализованное g -состояние D_2^- -центра, а второй пик появляется при напряжённости поля, при которой исходно асимметричный двухъямный осцилляторный потенциал КМ становится симметричным. Найдено, что в зависимости вероятности излучательного перехода в КМ с D_2^- -центром от внешнего электрического поля возможен эффект резонанса, имеющий место, когда средняя энергия оптического перехода определяется величиной внешнего поля, при которой двухъямный осцилляторный потенциал становится симметричным. Полученные результаты могут быть использованы при разработке источников электромагнитного излучения терагерцового диапазона частот.

Автор благодарит проф. В.Ч. Жуковского, проф. В.Д. Кривчика и проф. М.Б. Семёнова за поддержку при выполнении теоретических исследований.

COLLECTIVE STATES OF 2D ELECTRON-HOLE SYSTEM UNDER THE INFLUENCE OF RASHBA SPIN-ORBIT COUPLING

Dumanov E.V.

Dr., Senior Research Associate

Institute of Applied Physics of the Academy of Sciences of Moldova

Email: dum@phys.asm.md

This study is concerned with a two-dimensional (2D) electron–hole system in an ideal symmetric 2D layer in a strong perpendicular magnetic field with special attention devoted to the Rashba spin–orbit coupling.

The electric field strength perpendicular to the layer surface gives rise to Rashba spin-orbit coupling (RSOC)[1]. The main results of the influence of spin-orbit coupling on the 2D Wannier-Mott excitons in double quantum well structures are breaking of the spin degeneracy of the electrons and holes, changes of the exciton structure, and new properties of the Bose-Einstein condensed excitons[2].

This influence on the chemical potential of the Bose–Einstein condensed magnetoexcitons and on the ground state energy of the metallic-type electron–hole liquid is investigated in the Hartree–Fock approximation.

We have established that chemical potential is monotonic function versus the value of the filling factor with negative compressibility, which leads to instability of the Bose-Einstein condensate of magnetoexcitons. The magnetoexciton ground state energy, and the energy of the single-particle elementary excitations were obtained. The energy per one e–h pair inside the electron-hole droplets found to be situated on the energy scale lower than the value of the chemical potential of the Bose–Einstein condensed magnetoexcitons with wave vector $k=0$ calculated in the Hartree–Fock approximation. Therefore the electron–hole liquid state is more preferable than the Bose–Einstein condensed magnetoexcitons.

Our results well agree with the [3]. Indeed, if we make the limiting transition and put RSOC equal to zero which means that the coefficients of RSOC will be $|a_0|^2 = |d_0|^2 = 1$ and $|b_1|^2 = |c_3|^2 = 0$, and consequently results exactly coincide with the results of Ref.[3].

References

1. E.I. Rashba, Fiz. Tverd. Tela, **2**, 1224, (1960) [Sov. Phys. Solid. State, **2**, 1109 (1960)]
2. M.C. Ali and T. Hakioglu, Phys. Rev. Lett., **103**, 086404, (2009)
3. S.A. Moskalenko, M.A. Liberman, D.W. Snoke, V. Botan, Phys. Rev. B, **66**, 245316, (2002)

ВЛИЯНИЕ ДВУХ ЛОКАЛЬНЫХ МОД ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАТРИЦЫ НА ДИССИПАТИВНЫЙ ТУННЕЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ В УСЛОВИЯХ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

*Егоров И.А. (студент кафедры физики ПГУ), П.В. Кривчик (студент кафедры физики ПГУ), Т.А. Губин (аспирант кафедры физики ПГУ)
Пензенский государственный университет*

В рамках теории 1D – диссипативного туннелирования исследована проблема переноса в полупроводниковых квантовых точках в системе совмещенного атомного силового и сканирующего туннельного микроскопа в условиях внешнего электрического поля [1-4]. Методом инстантонов рассчитана вероятность 1D- туннельного переноса с точностью до предэкспоненциального фактора и исследована ее зависимость от величины внешнего электрического поля и температуры с учетом влияния отдельных локальных мод диэлектрической матрицы. Показано, что появление единичного пика, обусловленного особенностью предэкспоненциального фактора для случая, когда двухъямный осцилляторный потенциал с изменением величины напряженности электрического поля при одной из полярностей становился симметричным, оказывается неустойчивым, (в отличие от

предела слабой диссипации, когда этот эффект оказывался устойчивым). Учет влияния отдельной локальной моды на вероятность 1D – диссипативного туннелирования $G = B \exp(-S)$ позволил теоретически выявить дополнительный устойчивый максимум, который не носит резонансного характера. Полученная теоретическая кривая качественно согласуется с экспериментальной туннельной ВАХ для структур с полупроводниковыми квантовыми точками (*InAs/GaAs*) в системе совмещенного АСМ/СТМ (экспериментальная работа выполнена в Казанском физико-техническом институте КНЦ РАН и Нижегородском гос. университете: П.А. Бородин, А.А. Бухараев, Д.О. Филатов, Д.А. Воронцов, М.А. Лапшина «Визуализация локальной плотности состояний в квантовых точках *InAs/GaAs* методом комбинированной АСМ/СТМ» см. рис. 1).

Учет влияния двух промотирующих локальных мод матрицы среды – термостата позволил также теоретически выявить различные режимы 1D – диссипативного туннелирования, включая осциллирующий.

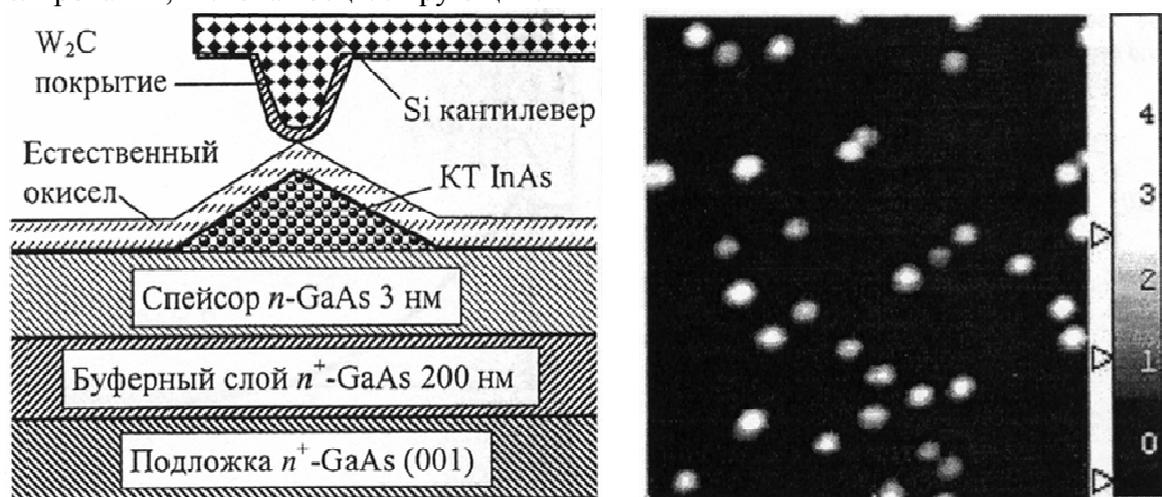


Схема измерения токового изображения поверхностных КТ *InAs/GaAs*

АСМ изображение поверхности КТ *InAs/GaAs*. Размер кадра $750 \cdot 750 \text{ нм}^2$, диапазон высот 5,9 нм

Рис. 1 Схема измерения токового изображения поверхностных КТ *InAs/GaAs*.

Качественное сравнение модельной кривой вероятности 1D – диссипативного туннелирования (с учетом влияния двух локальных фононных мод) и экспериментальной ВАХ для полупроводниковых квантовых точек *InAs/GaAs* представлено на рис. 2. При этом характерный неэквидистантный набор пиков на экспериментальных ВАХ и соответствующие пики на теоретической зависимости вероятности 1D – диссипативного туннелирования от напряженности приложенного электрического поля показали гораздо лучшее качественное совпадение, чем в модели, учитывающей влияние только одной локальной фононной моды.

Заключение

Таким образом, модель 1D – диссипативного туннелирования с учётом двух локальных мод позволяет получить качественное согласие с результатами туннельных ВАХ для полупроводниковых КТ *InAs/GaAs*.

Литература

1. Тернов И.М., Жуковский В.Ч., Борисов А.В. Квантовая механика и макроскопические эффекты. – М.: изд-во МГУ, 1993. – 198 С.
2. Введение в современную мезоскопию/ В.Ч. Жуковский, В.Д. Кривчик, А.А. Овчинников, М.Б. Семенов и др. – П.: изд-во ПГУ, 2003. 570 с.

3. Transfer processes in low-dimensional systems. Коллективная монография: под ред. В.Ч. Жуковского, В.Д. Кревчика, В.Я. Кривнова, М.Б. Семенова, К. Yamamoto. – UT Research Institute Press, Tokyo, Japan, 2005. 690 p.
4. Управляемое диссипативное туннелирование. Туннельный транспорт в низкоразмерных системах (под редакцией Э. Леггета, В.Ч. Жуковского, М.Б. Семенова, В.Д. Кревчика, Ю.Н. Овчинникова, К. Ямамото и др.), М.: Физматлит, 2011-2012. 495 с.

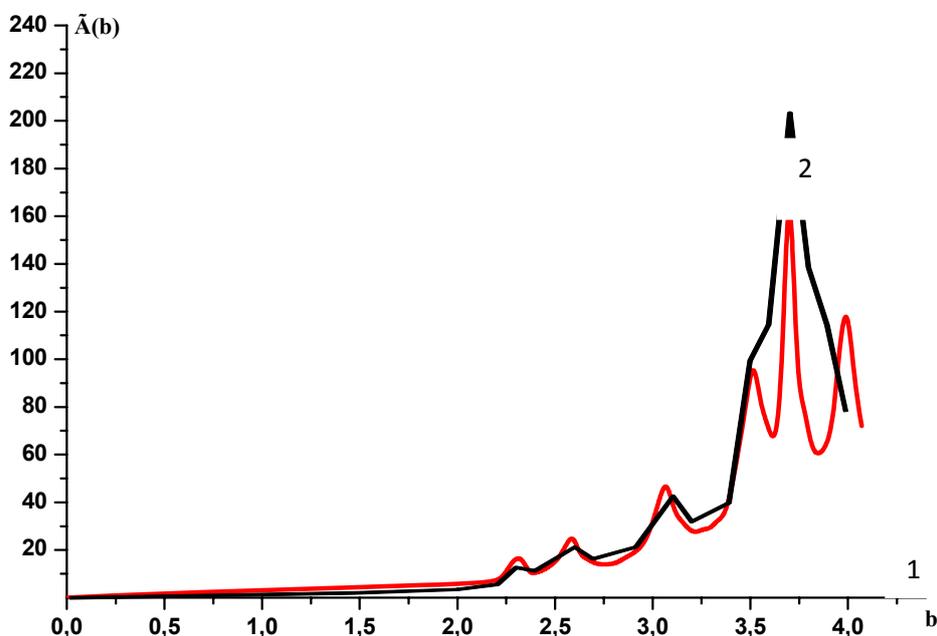


Рис. 2 Сравнение теоретической кривой (кривая 1) в модели для $\Gamma = B \exp(-S)$ с учетом влияния двух локальных мод с экспериментальной кривой (кривая 2).

Авторы благодарят проф. В.Ч. Жуковского, проф. В.Д. Кревчика и проф. М.Б. Семенова за поддержку при выполнении теоретических исследований, а также проф. О.Н. Горшкова – директора НИФТИ при ННГУ им. Н.И. Лобачевского – за предоставление экспериментальных данных.

ИЗОТОПИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ОСНОВНЫХ БАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ В ПРОЦЕССАХ ДВОЙНОГО ФОТОРОЖДЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ.

Егоров Михаил Викторович

Аспирант

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,

Физико-технический институт, Томск, Россия

E-mail: egorovphys@mail.ru

Успех квантовой хромодинамики (КХД) в значительной степени обусловлен ролью кварк-глюонных степеней свободы в динамике ядерных реакций при в режиме сильной связи. Однако в резонансной области существует избыток предсказанных КХД параметров резонансов не все из которых удалось обнаружить. Гораздо целесообразнее изучать резонансную область используя мезон-барионные степени свободы. Такой подход продиктован относительной малостью энергий начальных частиц в этой области в результате чего кварковые степени свободы остаются незадействованы. Успехом в изучении относительной роли резонансов в ядерных реакциях, явилась способность выявить в эксперименте два легчайших мезона. Такие эксперименты (см. например [1]) дали возможность исследовать резонансную область без использования сложных математических

моделей, характерных для физики высоких энергий, что также способствует лучшему пониманию скрытого от нас мира сильных взаимодействий.

В ходе изучения процессов парного фоторождения пионов, как основного инструмента в изучении относительной роли резонансов обнаружили две модели [2],[4] с различными предсказаниями о полном сечении когерентной реакции $p(\gamma, \pi^0 \pi^0)p$. Основное различие в этих и в других моделях заключается в относительной роли резонанса $D_{33}(1700)$ в этих процессах. Несмотря на идентичные спиновые структуры $D_{33}(1700)$ и $D_{13}(1520)$ пику в первой резонансной области соответствуют только $D_{13}(1520)$ в модели [2] тогда как тот же пик объясняется интерференционным вкладом обоих резонансов в модели [4]. Учитывая тот факт, что модель групп A2-TAPS/CBELSA [4] использует параметры резонансов, полученные собственным мультипольным анализом, представляется целесообразным продемонстрировать такой набор параметров резонанса $D_{33}(1700)$ в рамках модели MAID [2] который бы соответствовал наблюдаемой картине полученной в рамках модели [4].

Оказывается, что такой подбор параметров можно сделать оставаясь в рамках допустимых пределов PDG [5] и на Рис.1. показано исходное (А-на рисунке) и, полученное подгоном параметров, сечение (В-на рисунке) для модели [2]. Однако, используя подобный же переход для процесса $d(\gamma, \pi^0 \pi^0)d$ мы заметно снижаем сечение в области первого резонанса, что может оказаться заведомо неверным шагом в предверии появления экспериментальных данных (см. например [3]).

Как будут вести себя полные сечения исходной и изменённой модели [2] с учётом перерасеяния заряженных пионов в нейтральный канал? Будет ли выявлено его пренебрежимо малое влияние на сечение $d(\gamma, \pi^0 \pi^0)d$ в области первого резонанса тем самым подтверждающее исходные предсказания модели [2]. В настоящей работе мы постараемся впервые ответить на эти вопросы.

[1] Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-Munich collaboration. Photoproduction of meson and baryon resonances at energies up to 5.8 GeV // Phys.Rev. 175. 1968. С. 1669-1696

[2] Fix A., Arenhovel H. Double pion photoproduction on nucleon and deuteron // Eur. Phys. J. A. 25. 2005. С. 115-135.

[3] Jaegle I. CB meeting. Edinburgh, Sept. 2009.

[4] Sarantsev A. [et al.]. New results on the Roper resonance and the P11 partial wave // Phys. Lett. B. 659. 2008. С. 94-100.

[5] PDG: http://pdg.arsip.lipi.go.id/2011/tables/contents_tables.html

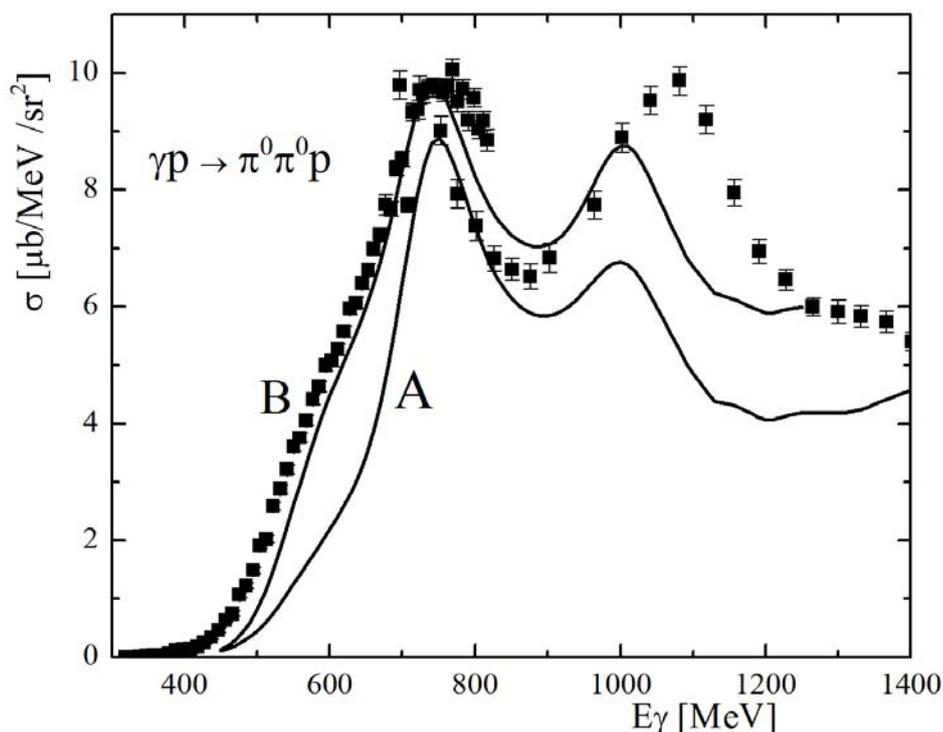


Рис. 1. Полные сечения: А – исходной модели [2]; В – полученной подбором параметров модели.

КИРАЛЬНЫЕ ЭКСИТОНЫ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ИЗОЛЯТОРА

Ефимкин Дмитрий Кириллович

Младший научный сотрудник

ФГБУН Институт спектроскопии РАН, Москва, Россия

E-mail: mitruga@yandex.ru

В настоящее время исследование магнитооптических эффектов Фарадея и Керра на поверхности трехмерного топологического изолятора, находящейся во внешнем обменном поле, созданным, например, упорядоченными магнитными примесями, очень актуально [1-3]. Обменное поле открывает щель в спектре дираковских поверхностных состояний и приводит к аномальному квантовому эффекту Холла и, как к следствию, к квантованным углам Фарадея и Керра. Внутри энергетической щели образуются экситонные состояния, которые благодаря дираковской природе электронов являются киральными, то есть для них отсутствует симметрия между состояниями с противоположными орбитальными квантовыми числами [4].

Исследована роль киральных экситонов на поверхности топологического изолятора, щель в энергетическом спектре которой открыта внешним обменным полем, в магнитооптических эффектах. Для этого вычислен их вклад в тензор оптической проводимости поверхности. Показано, что киральные экситоны вносят резонансный вклад в холловскую компоненту тензора проводимости и поэтому играют важную роль в магнитооптических эффектах. Киральные экситоны приводят к резонансному усилению эффекта Фарадея и резонансному ослаблению эффекта Керра. Также они приводят к резонансным особенностям в частотных зависимостях степеней эллиптичности прошедшей и отраженной от поверхности электромагнитных волн. Проанализированы условия, необходимые для экспериментального наблюдения резонансных эффектов, и показано, что они могут быть выполнены для сверхтонких пленок из топологического изолятора.

Работа выполнена вместе с научным руководителем проф. Ю.Е. Лозовиком. Материалы работы опубликованы в [5]. Работа поддержана грантом РФФИ 12-02-31199 и стипендией фонда Династия.

Литература

1. J. Maciejko, X.L. Qi, H.D. Drew, S.C. Zhang. Topological quantization in units of the fine structure constant // Phys. Rev. Lett. 105, 166803(4pp) (2010).
2. Y. Lan, S. Wan, S.C. Zhang. Generalized quantization condition in topological insulator // Phys. Rev. B 83, 205109(9pp) (2011).
3. W.-K. Tse, A.H. MacDonald. Giant Magneto-optical Kerr Effect and Universal Faraday Effect in Thin-film Topological Insulators // Phys. Rev. Lett. 105,057401(5pp) (2010).
4. I. Garate, M. Franz. Excitons and Optical Absorption on the Surface of a Strong Topological Insulator with a Magnetic Energy Gap // Phys. Rev. B 84, 054403 (12pp)(2011).
5. D.K. Efimkin, Yu.E. Lozovik, Resonant manifestations of chiral excitons in magneto-optical Faraday and Kerr effects in topological insulator film // ArXiv: 1208.3320(2012); Phys.Rev. B, in press.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СКАЛЯРНЫХ ПОЛЕЙ В КИРАЛЬНОЙ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Крюков С.В.¹

аспирант

Ульяновский государственный педагогический университет имени И.Н. Ульянова,
Физико-математический факультет, Ульяновск, Россия

E-mail: krjukov_s@mail.ru

В настоящей работе исследуется киральная космологическая модель (ККМ) как модель описывающая эволюцию Вселенной на инфляционной стадии, а так же в настоящую эпоху ускоренного расширения [2]. Особенностью такой модели является включение кинетического взаимодействия между скалярными полями. В настоящей работе изучается кинетическое взаимодействие двух полей темного сектора, включающее в себя перекрестное, которое описывается недиагональной компонентой метрики кирального пространства.

В работе [1] исследован обмен между темной энергией и темной материей через некоторую функцию Q, которая вводится эмпирически. Здесь мы рассматриваем возможность придать величине Q смысл перекрестного взаимодействия полей. Для этого выбирается двухкомпонентная ККМ с киральной метрикой общего вида

$$ds_\sigma^2 = h_{11}(\phi, \psi) d\phi^2 + 2h_{12}(\phi, \psi) d\phi d\psi + h_{22}(\phi, \psi) d\psi^2. \quad (1)$$

Мы использовали уравнение Фрийдмана и уравнения поля для ККМ [1]

$$\begin{aligned} 3H(h_{11}\dot{\phi} + h_{12}\dot{\psi}) + \partial_t(h_{11}\dot{\phi} + h_{12}\dot{\psi}) - \frac{1}{2} \frac{\partial h_{11}}{\partial \phi} \dot{\phi}^2 - \frac{\partial h_{12}}{\partial \phi} \dot{\phi} \dot{\psi} - \frac{1}{2} \frac{\partial h_{22}}{\partial \phi} \dot{\psi}^2 + \frac{\partial W}{\partial \phi} &= 0, \\ 3H(h_{12}\dot{\phi} + h_{22}\dot{\psi}) + \partial_t(h_{12}\dot{\phi} + h_{22}\dot{\psi}) - \frac{1}{2} \frac{\partial h_{11}}{\partial \psi} \dot{\phi}^2 - \frac{\partial h_{12}}{\partial \psi} \dot{\phi} \dot{\psi} - \frac{1}{2} \frac{\partial h_{22}}{\partial \psi} \dot{\psi}^2 + \frac{\partial W}{\partial \psi} &= 0; \end{aligned} \quad (2)$$

для преобразования фоновых уравнений баланса, которые рассматривались в работе [2], к следующему виду

$$\dot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{\partial V}{\partial \phi} = \frac{Q_1}{\dot{\phi}^2}, \quad \dot{\psi} + 3H\dot{\psi} + \frac{\partial V}{\partial \psi} = \frac{Q_2}{\dot{\psi}^2}, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} Q_1 &= 3Hh_{12}\dot{\psi} + \partial_t h_{12}\dot{\psi} - \frac{1}{2} \frac{\partial h_{11}}{\partial \phi} (\dot{\phi})^2 - \frac{\partial h_{12}}{\partial \phi} \dot{\psi} \dot{\phi}^2 - \frac{1}{2} \frac{\partial h_{22}}{\partial \phi} (\dot{\psi})^2 \dot{\phi}, \\ Q_2 &= 3Hh_{12}\dot{\phi} + \partial_t h_{12}\dot{\phi} - \frac{1}{2} \frac{\partial h_{11}}{\partial \psi} \dot{\phi} \dot{\psi}^2 - \frac{\partial h_{12}}{\partial \psi} (\dot{\psi})^2 \dot{\phi} - \frac{1}{2} \frac{\partial h_{22}}{\partial \psi} (\dot{\psi})^3. \end{aligned} \quad (4)$$

Опираясь на теорию гибридной инфляции в данной работе, мы ввели особую метрику пространства целей, впервые предложенную С.В. Червоном в [3]

$$h_{AB} = \begin{pmatrix} m^2 + \gamma\psi^2 & 2\gamma\phi\psi \\ 2\gamma\phi\psi & (\gamma\phi^2 - 2M^2\sqrt{\lambda}) + 3\lambda\psi^2 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

На основе этих данных модифицировали уравнения для перекрестного взаимодействия

$$\begin{aligned} Q_1 &= \gamma\phi\left(6H\psi\phi + 3(\psi\phi)^2 + 2\psi\phi\right), \\ Q_2 &= \gamma\phi\left(6H\psi\phi + \frac{\psi(\phi^2)}{\phi} + 2\psi\phi\right) - \frac{3}{2}\lambda(\psi\phi)^3 \end{aligned} \quad (6)$$

и предположили, что $Q_1 = Q_2$. Данное равенство не противоречит исследованиям [1] и сводится к обыкновенному дифференциальному уравнению:

$$\gamma\phi\left[3(\psi\phi)^2 + 2\psi\phi\right] - \gamma\psi\phi\left[\phi^2 + 2\phi\right] + \frac{3}{2}\lambda(\psi\phi)^3 = 0. \quad (7)$$

Следует отметить, что в это уравнение не входит параметр Хаббла H , а значит, такое обменное взаимодействие может иметь место в различные эпохи эволюции Вселенной. Мы нашли общий вид уравнения для случая, когда поля темного сектора меняются по степенному закону $\phi = \xi t^m$, $\psi = \mu t^s$, где ξ, m, s – произвольные константы, t – время. Также в рамках данного исследования были получены решения для линейно меняющихся полей.

$$\psi = \alpha t, \quad \phi - \phi_* = C_1 t^{5/2}, \quad (8)$$

где α, C – постоянные, ϕ_* – значение поля на начальный момент времени.

Таким образом, найдены примеры решений в двухкомпонентной ККМ соответствующие обмену между темной энергией и темной материей. Установлено, что на основе эволюции первого поля, можно определить каким законом описывается другое, при условии, что данные поля взаимодействуют между собой кинетическим образом.

Литература

- [1] Boehmer, C. G., Maartens R. et al. (2008) Dynamics of dark energy with a coupling to dark matter // arXiv:0801.1565v2.
 [2] Chervon S.V. (2013) Chiral cosmological models: dark sector fields description // Quantum Matter, v. 2, 71-82
 [3] Chervon S.V. (1997) Chiral inflationary models: exact solutions and cosmological perturbations // Problem of theoretical cosmology. Ulyanovsk, UISU 11-12

ВЕРОЯТНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ В КАЧЕСТВЕ ЭЛЕМЕНТОВ КВАНТОВЫХ КОМПЬЮТЕРОВ

Муродов Сухайли Искандаршоевич

Филиал МГУ имени М.В. Ломоносова в городе Душанбе,

*Естественно-научный факультет, направление «Химия, физика и механика материалов»,
Душанбе, Таджикистан.*

e-mail: hot_bods10@mail.ru

Сегодня технология квантовых компьютеров и теория квантовой информации находится на начальном этапе развития. Ученые и работники всех компьютерных лабораторий мира преодолевают препятствия, чтобы обеспечить знания, необходимые для продвижения квантовых компьютеров, которые могут стать самыми быстрыми вычислительными устройствами в мире. Однако, имеются ряд принципиальных научно-технических проблем, которые должны быть решены на пути создания квантовых компьютеров, осуществляющих устойчивые квантовые вычисления. К таким проблемам относится декогеренция квантового вычислительного процесса. Алгоритм исправления ошибок, предложенный для преодоления декогеренции, осуществил многообещающий прогресс и на сегодняшний день наука приближается к точке, когда мы будем иметь все необходимые инструменты для создания компьютера, способного достаточно стабильно выдерживать эффект декогеренции.

Как мы знаем, информация в классическом компьютере кодируется в битах. Биты, грубо говоря, являются основными элементами классического компьютера, с которыми

можно выполнить арифметические операции. В соответствии с классическими битами в квантовом компьютере операции выполняются с некоторыми числами квантовых битов или кубитов. Бит реализуется в системе с двумя состояниями, принятыми условно за «0» и за «1». Кубит тоже существует в системе с двумя состояниями («0» и «1»), но в отличие от классических битов, кубит существует и в суперпозиции этих состояниях и является более выгодным для выполнения операций или хранения и передачи информации. Физической реализацией кубита может служить любая двухуровневая система (спин, фотон, атом, молекула, ион).

В настоящее время прототипы квантовых компьютеров уже существует, но пока что они состоят из нескольких чисел кубитов и неспособны выполнять надежные операции. Существующие системы, реализующие работу квантового компьютера, либо недостаточно хорошо контролируемы, либо очень подвержены влиянию внешних воздействий. Но, если смотреть с физической точки зрения, то никаких ограничений на построение квантового компьютера - нет. Необходимым является только решение возникающих технологические проблем и трудностей.

В настоящее время ведутся работы над несколькими основными вариантами физической основы (элементной базы) квантового компьютера. В этих физических системах используются, в качестве двухуровневых элементов – кубиты. Некоторыми основными вариантами физической основы квантового компьютера являются следующие:

1. Использование в качестве кубитов уровней энергии ионов или нейтральных атомов с двумя низколежащими колебательными или сверхтонкими уровнями захваченные ионными ловушками, которые создаются в вакууме определенной конфигурацией электрического поля в условиях их лазерного охлаждения до температур измеряемые в микрокельвинах.

2. Изучение и исследование определенных состояний квантованного электромагнитного поля в резонаторах и фотонных кристаллах находящиеся в электродинамических условиях.

3. Усовершенствование сверхпроводниковых структур с двумя макроскопическими квантовыми состояниями, используемые в качестве состояний кубитов.

4. Кроме того одними из наиболее естественных кандидатов в качестве квантовых двухуровневых элементов являются отдельные электронные и ядерные спины.

Существует и много других интересных предложений, которые пока не реализованы.

Создание квантового компьютера позволило бы решать многие задачи проще, быстрее и с меньшей затратой ресурсов.

Литература

1. Доронин С.И. Квантовая магия. Электронный ресурс. (Способ доступа к ресурсу:

http://www.koob.ru/doronin_si/kvant_magia

2. Кокин А.А. Твердотельные квантовые компьютеры на ядерных спинах. М.: ИКИ. 2004.

3. Валиев К.А. Кокин А.А. Квантовые компьютеры: надежды и реальность. Ижевск: РХД. 2001.

4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика (в 10 томах). Том 3. М. 2004.

5. www.ufn.ru/ (Журнал “Успехи физических наук”).

6. www.compress.ru/ (Журнал "КомпьютерПресс").

РАСЧЁТ УГЛА ОТКЛОНЕНИЯ ЛУЧА СВЕТА МАССИВНЫМ ТЕЛОМ В ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ УЧИТЫВАЮЩЕЙ КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ

Николаев А.В.

Аспирант

Ульяновский государственный педагогический университет имени И.Н. Ульянова, физико-математический факультет, Ульяновск, Россия

E-mail: ilc@xhns.org

В теоретической физике особый интерес представляют собой задачи, позволяющие получить результат, который можно сопоставить с экспериментальными данными. Одной из таких задач, является расчёт угла отклонения массивным телом в заданной теории гравитации, которая позволяет сопоставить теоретические расчёты с данными линзирования и тем самым проверить справедливость выбранной теории гравитации. Таким образом была произведена проверка ОТО, путём измерения угла отклонения луча света солнцем. Но классическая ОТО не может дать объяснения данным линзирования на галактиках без привлечения холодной тёмной материи (CDM), поэтому существует возможность для различных модификаций теории гравитации. Одним из таких направлений является теория гравитации, в которой учитывают квантовые поправки. Возможное применение к космологическим задачам этой теории описано в работе [5]. В рамках теории гравитации с квантовыми поправками была показана её состоятельность в случае расчёта кривых скоростей вращения галактик [3]. В данной работе производится расчёт угла отклонения света массивным телом в рамках выше обозначенной теории.

При построении квантовой теории гравитации используют, так называемое эффективное действие - аналог классического действия, включающий в себя вклад квантовой материи или квантования соответствующего гравитационного поля [2]. Используя его на космологических масштабах [4], предполагая, что гравитация на низких энергиях не должна иметь других степеней свободы кроме одной метрической. Таким образом, квантовые поправки могут быть получены в форме степенных рядов производных от метрики. В соответствии с рассуждениями, приведёнными в [5] плотность энергии вакуума

$\rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G}$ и константа Ньютона удовлетворяют уравнениям

$$\rho_\Lambda = C_0 + \frac{3\nu}{4\pi} M_p^2 \mu^2, \quad \nu = \frac{\sigma}{12\pi} \frac{M^2}{M_p^2}$$

$$(\rho + \rho_\Lambda)dG + Gd\rho_\Lambda = 0$$

$$\rho + \rho_\Lambda = \frac{3H^2}{8\pi G}$$

где ρ - плотность энергии материи, $\mu = H$, а ν и M некоторые неопределённые параметры, зависящие от неизвестных квантовых поправок. Решение записывается в виде [6]

$$G(H; \nu) = \frac{G_0}{1 + \nu \ln \frac{H^2}{H_0^2}}$$

где $G(H_0) = G_0 = \frac{1}{M_p^2}$ - начальное значение G . Заменим $H = \frac{k}{r}$ и $H_0 = \frac{k}{r_0}$ где k константа r

- радиальное расстояние в ренормлизованной метрике, а r_0 - соответствует длине видимой части галактики [4], тогда уравнение принимает вид

$$G(H; \nu) = \frac{G_0}{1 + \nu \ln \frac{r_0^2}{r^2}}$$

Воспользуемся известной формулой для расчёта угла отклонения света массивным телом, в пределе слабого гравитационного поля [1]

$$\alpha = \frac{2}{c^2} \int \Phi_{,y}$$

где Φ - потенциал слабого гравитационного поля, учитывающий квантовые поправки

$$\Phi = -G_0 \frac{M}{r} + \nu(1 - 2G_0 \frac{M}{r}) \ln \frac{r}{r_0}$$

Выполнив интегрирование, мы впервые получаем новое выражение для угла отклонения света массивным телом в альтернативной теории гравитации учитывающей квантовые поправки

$$\alpha = \frac{4G_0M}{c^2b} + \frac{2\pi\nu}{c^2} - \frac{8G_0M\nu}{c^2b} - \frac{8\nu G_0M}{c^2b} \left(\ln \frac{b}{2r_0} + 1 \right)$$

В рамках рассматриваемой модифицированной теории гравитации было получено выражение для угла отклонения массивным телом на достаточно больших расстояниях от гравитирующего тела, позволяющих применять приближение слабого гравитационного поля. Величина поправки к стандартному выражению полученному в ОТО, достаточно мала, чтобы не противоречить результатам линзирования для звёзд (например солнца), но возможно, она достаточна для того чтобы объяснить гравитационное линзирование на галактике без привлечения CDM.

Выражаю благодарность проф. И.Л. Шапиро за постановку задачи и проф. С.В. Червону за консультации.

Литература

1. Лукаш В.Н., Михеева Е.В. Физическая космология. М., 2010.
2. Birell N.D. Davies P.C.W. Quantum Fields in Curved Space. Cambridge, 1982.
3. Rodrigues D.C. Letelier P.S. Shapiro I. L. Galaxy rotation curves from general relativity with renormalization group corrections // JHEP, 04, 2010.
4. Shapiro I.L. Sola J.S. Scaling behavior of the cosmological constant: Interface between quantum field theory and cosmology // JHEP, 0202, 2002.
5. Shapiro I.L. Sola J.S. Stefancic H. Running G and Lambda at low energies from physics at MX: possible cosmological and astrophysical implications // JHEP, 04, 2005.
6. Sola J.S., Dark energy: a quantum fossil from the inflationary Universe? // J. Phys., 41, 2008.

НЕЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ЛИНЕЙНОГО МАЯТНИКА

Новицкая Наталья Сергеевна

аспирант, учитель физики

Приднестровский государственный университет им.Т.Г. Шевченко,

Молдова, Тирасполь

Муниципальное образовательное учреждение "Тираспольская гуманитарно-математическая гимназия", Молдова, Тирасполь

E-mail: natali_novickaya@mail.ru

Простой пружинный маятник состоит из груза массой m , прикрепленного к свободному концу невесомой пружинки с коэффициентом упругости k , второй конец которой закреплен в точке O к неподвижной стенке (рис.1). В положении равновесия пружинка не деформирована. При небольшом смещении x груза из положения равновесия вдоль оси Ox в системе возникает возвращающая сила $\vec{F} = -k\vec{x}$, пропорциональная величине смещения и направленная в сторону, противоположную смещению. Под действием этой силы маятник, предоставленный самому себе, начинает

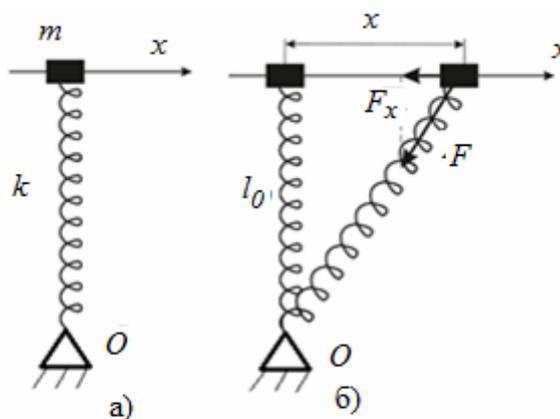


Рис.2. Пружинный маятник в режиме поперечных колебаний а) в состоянии равновесия и б) при перемещении из положения равновесия.

совершать линейные, гармонические колебания вдоль оси Ox . В этом смысле их можно назвать продольными колебаниями. Интерес представляет возможность получения существенно нелинейных колебаний в нулевом приближении, когда отсутствует линейный предел. Оказывается, такая ситуация возможна в теории поперечных колебаний пружинного маятника. На рис.2а представлен тот же маятник, что и на рис.1, однако грузик перемещается только в направлении оси x , перпендикулярной оси недеформированной пружинки. В положении равновесия пружинка не деформирована, имеет длину l_0 и характеризуется постоянным коэффициентом упругости k (рис.2а). При смещении грузика на величину x относительно положения равновесия пружинка удлиняется на величину Δl , равную $\Delta l = (l_0^2 + x^2)^{1/2} - l_0$. В ней возникает сила упругости $F = k\Delta l = k((l_0^2 + x^2)^{1/2} - l_0)$, направленная вдоль пружинки и действующая на грузик (рис.2б). Силой, возвращающей грузик в положение равновесия, является проекция силы упругости F на ось x : $F_x = Fx/(l_0^2 + x^2)^{1/2} = kx(1 - l_0/(l_0^2 + x^2)^{1/2})$. Полагая смещение x грузика из положения равновесия малым ($x \ll l_0$), можно разложить выражение для F_x в ряд по степеням x с точностью до второго слагаемого, в результате чего получаем $F_x = kx^3/(2l_0^2)$. (1)

Эта сила пропорциональна кубу смещения из положения равновесия и также направлена в сторону, противоположную смещению. Нелинейность в этом случае не связана с отклонением от линейного есть тем, что направление движения грузика перпендикулярно направлению оси пружинки, находящейся в положении равновесия (рис.2а). Поэтому полученная нелинейность может быть названа геометрической нелинейностью. Если наложить дополнительную связь, потребовав, например, чтобы грузик двигался по заданной заранее траектории, то можно получить еще более сильную нелинейность, которая также обусловлена геометрией задачи.

Уравнение Ньютона в этом случае имеет вид

$$m \cdot d^2x/dt^2 + kx^3/(2l_0^2) = 0. \quad (2)$$

Первый интеграл этого уравнения выражается формулой:

$$\frac{1}{2}m(dx/dt)^2 + \frac{1}{8}kx^4/(4l_0^2) = \frac{1}{2}mv_0^2 + \frac{1}{8}kx_0^4/(l_0^2), \quad (3)$$

где x_0 и v_0 - начальное смещение из положения равновесия и начальная скорость соответственно. Потенциальная энергия упруго деформированной пружинки теперь оказывается равной

$$W = kx_0^4/(8l_0^2). \quad (4)$$

Максимальная скорость v_m и максимальное смещение x_m грузика из положения равновесия зависят от начального смещения x_0 и начальной скорости v_0 .

$$v_m = (v_0^2 + \omega_0^2 x_0^4/(4l_0^2))^{1/2}, \quad x_m = (x_0^4 + 4l_0^2 v_0^2/\omega_0^2)^{1/4}. \quad (5)$$

Таким образом, v_m и x_m определяются значениями v_0 и x_0 , а также параметрами ω_0 и l_0 , причем между v_m и x_m существует нелинейная связь: $v_m = \omega_0 x_m^2/(2l_0)$. Видно, что v_m и x_m растут с ростом начальной скорости и начального смещения, причем эти зависимости являются нелинейными.

Решение уравнения (3) при условии, что $v_0 = 0, x_0 \neq 0$ представляется в виде

$$x = x_0 \cdot \text{sn}(\sqrt{2}\tau), \quad \tau = t/\tau_0, \quad \tau_0 = 2l_0/\omega_0 x_0, \quad (6)$$

где $\text{sn}x$ - эллиптический косинус с модулем $k = \sqrt{2}/2$. При этом скорость движения грузика определяется формулой

$$v = -\sqrt{2}x_0/\tau_0 \text{sn}(\sqrt{2}\tau) \text{dn}(\sqrt{2}\tau), \quad (7)$$

где $\operatorname{sn} \varphi$ и $\operatorname{dn} \varphi$ – эллиптические функции Якоби с модулем $p = \sqrt{2}/2$. Отсюда видно, что маятник совершает периодические колебания с периодом T , равным

$$T = 4\sqrt{2}l_0K(p)/(\omega_0 x_0), \quad (8)$$

где $K(p)$ – полный эллиптический интеграл первого рода с модулем $p = \sqrt{2}/2$. Период колебаний определяется не только частотой ω_0 , но также и начальным смещением x_0 грузика и длиной l_0 недеформированной пружинки. Если сравнить период поперечных колебаний T с периодом продольных линейных колебаний $2\pi/\omega_0$, то получаем $T\omega_0/2\pi = 2\sqrt{2}l_0K(p)/(\pi x_0)$. Полагая $l_0/x_0 \approx 10$, получаем $T\omega_0/2\pi \approx 20$.

Таким образом, линейный пружинный маятник может совершать нелинейные колебания благодаря геометрической нелинейности. При этом период и амплитуда колебаний существенно зависят от начального смещения и начальной скорости грузика. Полученные результаты свидетельствуют о том, что предельный переход к линейным колебаниям отсутствует. При любых начальных условиях колебания остаются нелинейными.

ОГРАНИЧЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ДИПОЛЬНЫЕ МОМЕНТЫ СТЕРИЛЬНЫХ НЕЙТРИНО ИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА MiniBooNE

Радионов Александр Андреевич

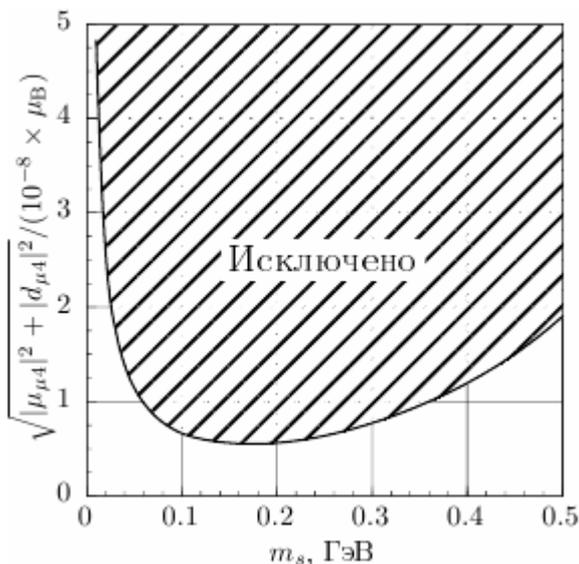
Аспирант

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

E-mail: radionov@physics.msu.ru

Мотивацией к выполненной работе послужили результаты эксперименты ISTRA+ [2], ограничивающие модель [4,5], в которой была предпринята попытка объяснить значительное превышение зафиксированных событий над предсказываемым фоном в детекторе MiniBooNE [1] с помощью одного стерильного нейтрино, смешанного с активными нейтрино и распадающегося на активные нейтрино с излучением фотона.

В настоящем исследовании обобщается модель [3], содержащая одно стерильное нейтрино на случай наиболее общего электромагнитного дипольного взаимодействия между



активными и стерильным нейтрино без смешивания с активными нейтрино, учитывая возможное нарушение CP-симметрии. Для значений масс стерильных нейтрино m_s меньших 300 МэВ было получено, что область разрешенных значений $\sqrt{|\mu_{\mu 4}|^2 + |d_{\mu 4}|^2}$ сужается по сравнению с вычисленным ранее [3] ограничением из эксперимента NOMAD, полученным для модели только с магнитным переходным моментом.

Также рассмотрено обобщение на модель [6], включающую два стерильных нейтрино. Это позволяет на доверительном уровне 95% отвергнуть сценарий, рассмотренный в работе [6], как основной источник превышения событий

в эксперименте MiniBooNE.

Литература

- 1 A.A.Aguilar-Arevalo. A Combined $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ and $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillation Analysis of the MiniBooNE Excesses // arXiv:1207.4809 [hep-ex].
- 2 V.A.Duk. Search for Heavy Neutrino in $K^- \rightarrow \mu^- \nu_h (\nu_h \rightarrow \nu \gamma)$ Decay at ISTRAP Setup // Phys.Lett. B710 (2012) 307-317.
- 3 S.N.Gninenko. Limits on the magnetic moment of sterile neutrino and two photon neutrino decay // Phys.Lett. B450 (1999) 165-172 Phys.Lett. B450 (1999) 165-172.
- 4 S.N.Gninenko. A resolution of puzzles from the LSND, KARMEN, and MiniBooNE experiment // Phys.Rev. D83 (2011) 015015.
- 5 S.N.Gninenko. New limits on radiative sterile neutrino decays from a search for single photons in neutrino interactions // Phys.Lett. B710 (2012) 86-90.
- 6 M.Masip. Heavy neutrino decays at MiniBooNE // JHEP 1301 (2013) 106.

ТОЧНОЕ АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЗАРЯДА ПО ПОВЕРХНОСТИ ПРОВОДНИКА

Русакова Наталья Енчуновна

Ассистент

Самухина Юлия Владимировна

Студентка

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: rusakova@physics.msu.ru*

В данной работе приведено одно из полученных нами точных аналитических решений расчета поверхностной плотности заряда по поверхности жесткого проводящего тела. Ранее подобные решения были получены только для эллипсоида и его вырожденных форм.

Хорошо известно, что электростатическому уравнению Лапласа удовлетворяют сферические функции вида $\sum_{n=0}^{\infty} \frac{P_n(\cos\theta)}{r^{n+1}}$ и любая линейная комбинация этих функций, здесь $P_n(\cos\theta)$ — полиномы Лежандра порядка n , θ — азимутальный угол в сферической системе координат [1-3].

Рассмотрим заряженное тело, форма поверхности которого задается формулой

$$r = a_0 \pm a_1 P_1(\cos\theta) \quad (1)$$

Потенциал заряженного тела несимметричной сфероидальной формы (1) описывается формулой

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{a_0}{r} \pm \frac{a_1}{r^2} P_1(v) \right) = \varphi, \quad (2)$$

где a_1 и a_0 — коэффициенты при полиномах Лежандра, параметр a_0 имеет размерность Кл, параметр a_1 имеет размерность Кл·м, $v = \cos\theta$.

Введем безразмерный параметр $x = r/r_0$, где r — расстояние от начала координат до данной точки, r_0 — нормировочный параметр. Тогда можно записать уравнение для безразмерного потенциала в виде

$$\Psi x^2 - x \mu k P_1(v) = 0, \quad (3)$$

где Ψ — безразмерный потенциал, нормированный на потенциал проводящей сферы радиуса

$$r_0 \varphi_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_0}, \quad k = a_1 / (a_0 r_0^2).$$

При выборе знаков «+» и «-» в уравнении (3) получаются две идентичные фигуры, рассмотрим случай со знаком «-». Уравнение поверхности имеет вид

$$x = \frac{1 + \sqrt{1 + 4\Psi k \cos\theta}}{2\Psi} \tag{4}$$

с ограничением на параметры $1 + 4\Psi k P_1(v) \geq 0$.

Точный расчет для распределения заряда по поверхности данной фигуры дает следующую функцию безразмерной поверхностной плотности заряда, нормированной на поверхностную плотность заряда тела сферической формы с заданным зарядом и радиусом r_0

$$\bar{\sigma} = \sqrt{\frac{64\Psi^6 k^2 \sin^2 \theta}{(1 + \sqrt{1 + 4\Psi k \cos\theta})^6} + \left(\frac{16\Psi^3 k \cos\theta}{(1 + \sqrt{1 + 4\Psi k \cos\theta})^3} + \frac{4\Psi^2}{(1 + \sqrt{1 + 4\Psi k \cos\theta})^2} \right)^2} \tag{5}$$

На рис. 1 приведена зависимость нормированной поверхностной плотности заряда в зависимости от угла θ .

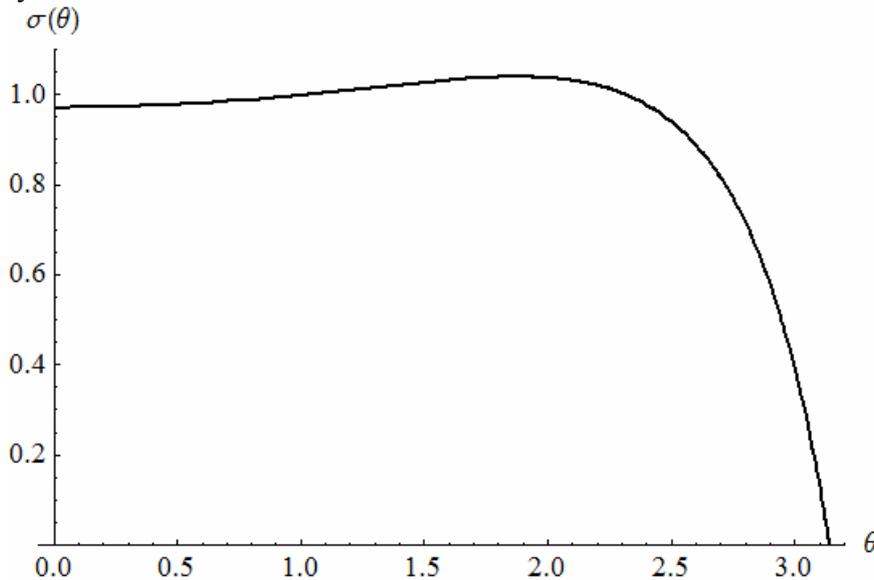


Рис. 1

На рис. 2 и 3 приведены форма поверхности и распределение заряда по поверхности фигуры при значениях параметров $\Psi = 1$ и $k = 0,25$. Эти значения параметров являются критическими, при превышении данных значений полученная поверхность будет разрывной.

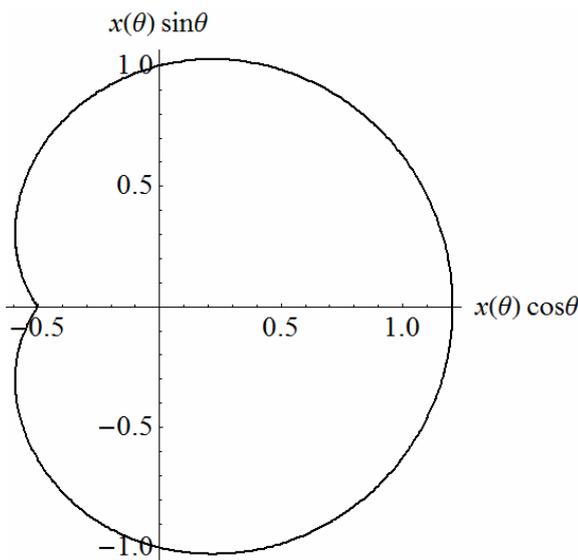


Рис. 2

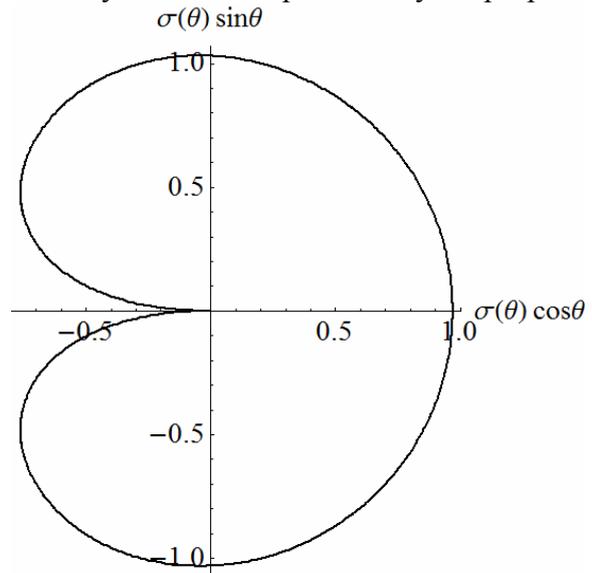


Рис. 3

Таким образом, найдена точная формула (5), описывающая распределение заряда по поверхности тела несимметричной сфероидальной формы (1). При этом существует ограничение на параметры Ψ и k : $|\Psi k| \leq 1/4$

Литература

1. Hendricks C.D., Schneider J.M. Stability of Conducting Droplet under the Influence of Surface Tension and Electrostatic Forces // Amer.Phys.—1963.—V.1,N.6.—P.450-453
2. Русакова Н.Е., Самухина Ю.В. Метастабильное состояние равновесия заряженной проводящей капли // Материалы XIX Международная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов», секция «Физика» — http://lomonosov-msu.ru/archive/Lomonosov_2012/1878/3930_18dc.doc
3. Поляков П.А., Русакова Н.Е., Самухина Ю.В. Электростатическая задача о возмущении капли проводящей жидкости. // Сборник трудов XX Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы» стр.324-325

СПИНОВЫЕ И СПИН-ОРБИТАЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ В РАСПРОСТРАНЕНИИ ВИСТЛЕРОВ В КВАНТОВОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Труханова Мария Ивановна

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: mar-tiv@yandex.ru

На протяжении долгих лет интерес к изучению электромагнитных волн, распространяющихся параллельно внешнему магнитному полю, будучи циркулярно поляризованными в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения, так и не угас. Подобные волновые процессы могут происходить в силовом магнитном поле Земли, в намагниченной плазме, а так же в пучково – плазменной системе.

В данной работе нами были рассмотрены спиновые и спин-орбитальные эффекты в линейном и нелинейном приближениях. Замкнутая система континуальных уравнений магнитной гидродинамики, полученная из многочастичного уравнения Шредингера, с учётом спин-орбитальных добавок, имеет вид

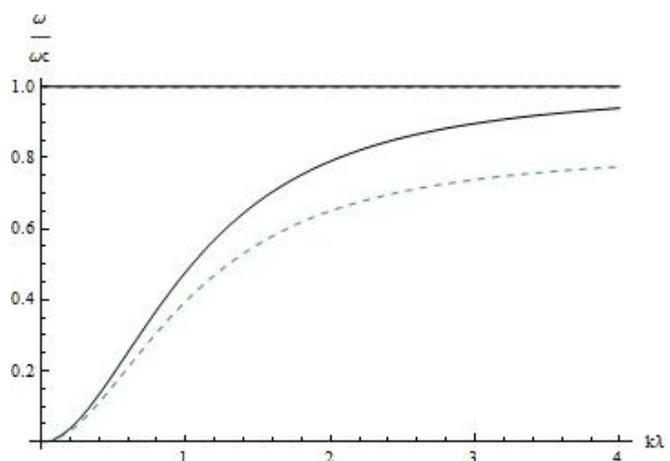
$$\begin{aligned} \partial_t n_e + \partial^\alpha (j^\alpha_e) &= 0, \\ mn(\mathbf{r}, t)(\partial_t + v_e^\beta \partial^\beta) v_e^\alpha + \frac{1}{n_e m_e} &= F_L^\alpha + \frac{2\mu}{m_e \eta} s^\beta \nabla^\alpha B^\beta + F^{\alpha}_{s-o}, \\ \partial_t s^\alpha + \partial_\beta \mathfrak{S}_M^{\alpha\beta}(\mathbf{r}, t) &= \frac{2\mu}{\eta} \varepsilon^{\alpha\beta\gamma} s^\beta B^\gamma + \frac{2\mu}{c\eta} \varepsilon^{\alpha\beta\gamma} \varepsilon^{\beta\mu\nu} E^\mu. \end{aligned}$$

Замкнутая уравнениями Максвелла система уравнений гидродинамики приводит к следующему спектру волн

$$n_R^2 \left(1 + \frac{\omega_S}{\omega \pm \omega_g}\right) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \pm \omega_c)} - \frac{2\omega_S}{g(\omega \pm \omega_c)},$$

Здесь $\omega_S = n^2 \omega_p^2 \eta / 8c^2 m_e$ - спин-модифицированная частота, возникающая в следствие учёта тока намагниченности, $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_0 / m_e$ - электронная частота и $\omega_c = eB_0 / m_e c$ - циклотронная частота соответственно.

Последнее слагаемое в правой части дисперсионной зависимости представляет собой спин-релятивистский эффект, проявляющийся на достаточно значительных величинах магнитных полей



$4.4138 \times 10^{13} G$ и плотной плазме $10^{32} m^{-3}$. Графически отклонение в частотах волн для случая спин-зависимой и спин-орбитальной мод выглядит следующим образом рис. 1.

Развитие нелинейной теории циркулярно-поляризованных волн привело к уравнению для векторного потенциала магнитного поля в спин-намагниченной плазме, учитывающее вклад как плоскости энергии намагниченности, так и квантового потенциала Бома или дополнительного квантового давления, Рис.1 На графике представлена одна из волновых мод возникающего исключительно в квантовой гидродинамики в пределе $\omega < \omega_c$ при нормированных частотах ω/ω_c и волновых векторах $k\lambda$.

$$i \operatorname{sgn}(k) \frac{\partial A_k}{\partial t} + i\beta_k \operatorname{sgn}(k) \frac{\partial A_k}{\partial x} = \gamma_k \frac{\partial^2 A_k}{\partial t^2} + \sum_l \eta_{kl} |A_l|^2 A_k.$$

Дальнейшие исследования спиновых и спин-орбитальных эффектов в намагниченной квантовой плазме поможет исследовать как можно шире механизмы волновых процессов, а так же расширить аппарат квантовой гидродинамики.

Литература

1. Russell, C. T.; Zhang, T. L.; Delva, M.; Magnes, W.; Strange-way, R. J.; Wei, H. Y., Nature 450 Issue 7170 (2007) 661
2. Helliwell, A., Whistlers and Related Ionospheric Phenomena (Standford University Press, Standford, CA. 1965)
3. Scholer, M., and Burgess, D., Phys. Plasmas 14 (2007) 072103
4. Dastgeer Shaikh, arXiv:0803.3265 5. A. P. Misra, G. Brodin, M. Marklund, P. K. Shukla, Phys. Plasmas 17 (2010) 122306
6. T.F. Bell and O. Buneman, Physical Review 133 (1964) A1300
7. R.F. Lutomirski and R.N. Sudan, Physical Review 147 (1966) 156
8. A. P. Misra, G. Brodin, M. Marklund, P. K. Shukla, Phys. Plasmas 76 (2010) 857
9. Salvatore De Martino, Mariarosaria Falanga, Stephan I. Tzenov, Phys. Plasmas 12 (2005) 072308
10. A. P. Misra, G. Brodin, M. Marklund, P. K. Shukla, Physical Review E 82 (2010) 056406
11. S. Grap, V. Meden, S. Andergassen, Phys. Rev. B 86 (2012) 035143
12. Felipe A. Asenjo, arXiv:1010.0058

Подсекция «Физика магнитных явлений»

РАЗРАБОТКА МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ МАГНИТНЫХ ХОЛОДИЛЬНИКОВ

Балбихина Оксана Вячеславовна, Карпенков Алексей Юрьевич

студент

*Тверской государственный университет,
физико-технический факультет, Тверь, Россия*

E-mail: balbihina_oksana@mail.ru

Технология магнитного охлаждения является перспективным методом охлаждения при температурах вблизи комнатных [1-2]. Данная технология имеет высокий потенциал энергоэффективности и использует в качестве хладагентов твердые магнитные материалы вещества с низкой токсичностью [2]. Магнитное охлаждение основывается на магнитокалорическом эффекте (МКЭ), который определяется как изменение температуры, наблюдаемое в большинстве магнитных материалах при изменении внешнего магнитного поля.

Эффективность работы магнитного рефрижератора (МР) зависит от различных конструкционных решений: объем рабочего тела, конфигурация источника магнитного поля, качественная конструкция рабочей области рефрижератора [3]. Результат решения данных конструкционных задач и определяет основные характеристики МР: температурный диапазон охлаждения, мощность охлаждения и холодильный коэффициент.

Магнитная система – это ключевой компонент магнитного холодильника (МХ). Магнитные системы, собранные из постоянных магнитов, являются более подходящими для использования в МХ. Это обуславливается тем, что они не требуют энергии для того чтобы сгенерировать магнитное поле и к тому же они имеют относительно небольшие геометрические размеры, что позволяет создавать компактные МР [4]. В идеале, магниты в системе должны располагаться так, чтобы создавать максимально возможное поле в как можно большем зазоре, при этом должно использоваться минимум магнитного материала.

По причине того, что МКЭ лучших в настоящее время магнитокалорических материалов не

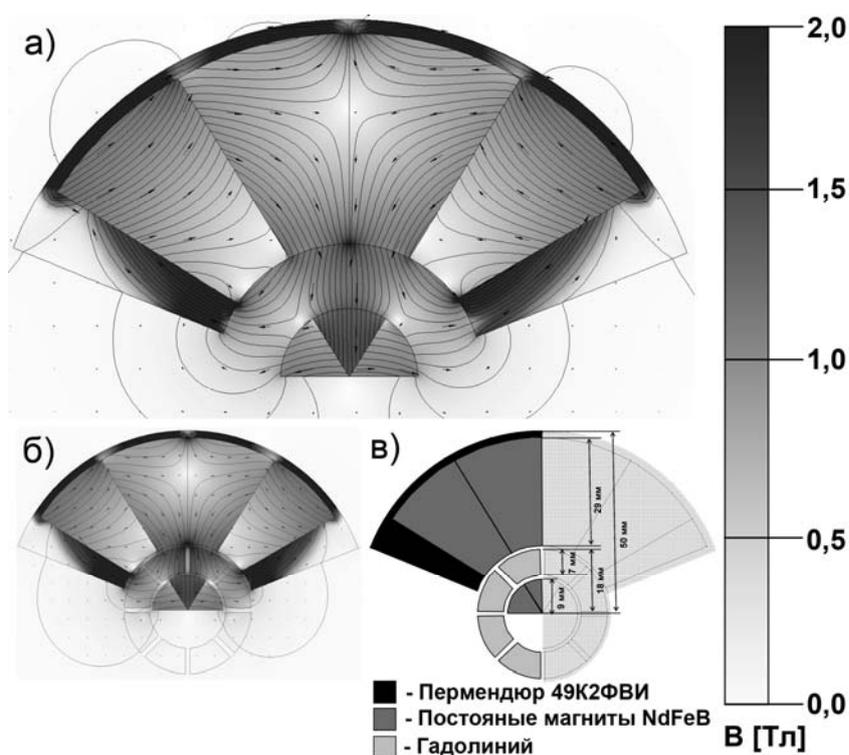


Рисунок 1. Конфигурация создаваемого системой магнитного поля: а) без рабочего тела; б) с рабочим телом; в) конструкция и линейные размеры магнитной системы.

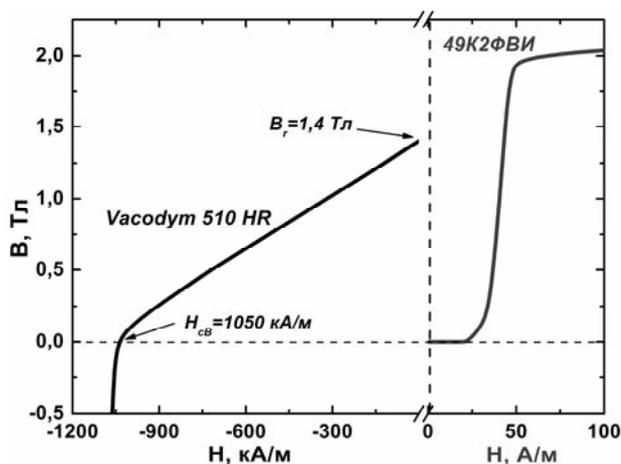


Рисунок 2. Полевые зависимости индукции для материалов используемых при моделировании.

превышает 4 К в магнитном поле 1 Тл [1-2], магнитное охлаждающее устройство должно использовать регенеративный или каскадные процессы (циклы).

В связи с вышесказанным в работе была разработанная и промоделирована магнитная система для использования в МХ, работающих по каскадному циклу охлаждения.

Для моделирования различных конфигураций магнитных систем, а так же для численной оценки величины создаваемых ими полей использовалась компьютерная программа ELCUT 5.10.

Принцип каскадного рабочего цикла заключается в том, что каждый элемент

рабочего тела непосредственно является тепловым насосом для соседнего элемента. Таким образом, магнитная система для МХ, работающего по каскадному циклу, должна состоять из нескольких, по количеству рабочих тел, однотипных магнитных систем.

Конструкция и линейные размеры элемента разработанной магнитной системы представлены на рисунке 1в. Основа конструкции – это два сектора, собранных из специальным образом сориентированных магнитов.

При моделировании магнитных систем использовались характеристики реальных материалов (рисунок 2). Результаты моделирования магнитной системы при использовании рабочего тела и без него приведены на рисунке 1б и 1а, соответственно.

К преимуществам данной системы можно отнести следующие позиции: а) высокая однородность и четкое разграничение областей с низким и высоким значениями индукции создаваемого магнитного поля; б) непрерывное вращение магнитокалорического материала, что позволяет добиться высокой частоты работы магнитного холодильника; в) непрерывное использование областей с высоким значением магнитного поля.

В ходе выполнения исследований была разработана и численно промоделирована конструкция магнитной системы для использования в компактных магнитных рефрижераторах, работающих по каскадному циклу. В результате численного моделирования установлено, что максимальное значение индукции магнитного поля, создаваемого в зазоре магнитной системы $B_{\max} = 1,4$ Тл.

Работа выполнена при поддержке стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам на 2012-2014 годы.

Литература

1. Андреевко А.С., Белов К.П., Никитин С.А., Тишин А.М. Магнитокалорический эффект в редкоземельных магнетиках // УФН. 1989. Т.158. С.553–579.
2. Tishin A.M., Spichkin Y.I. The magnetocaloric effect and its applications // Philadelphia: Institute of Physics Publishing, Bristol. 2003. 475 P.
3. Yu B., Liu M., Egolf P.W., Kitanovski A. A review of magnetic refrigerator and heat pump prototypes built before the year // International Journal of Refrigeration. 2010. V.33. P.1029-1060.
4. R. Bjørk, C.R.H. Bahl, A. Smith, N. Pryds // Review and comparison of magnet designs for magnetic refrigeration. International Journal of Refrigeration. 2010. V.33. P.437-448.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРОБОРАТА $\text{Nd}_{0.95}\text{Dy}_{0.05}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ И ВЛИЯНИЕ НА НИХ МАЛОГО ЗАМЕЩЕНИЯ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНОЙ ПОДСИСТЕМЕ

Бегунов Алексей Игоревич

Аспирант

Брянский государственный технический университет, факультет энергетики и

электроники, Брянск, Россия

E-mail: begun1412@yandex.ru

В последнее время интерес к тригональным редкоземельным ферроборатам $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$ усиливается из-за наличия у них мультиферроэлектрических свойств [1]. Принадлежность ферроборатов замещенных составов $\text{R}_{1-x}\text{R}'_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ к классу мультиферроиков в настоящее время устанавливается и в случае наличия в них конкурирующих $\text{R}-\text{Fe}$ и $\text{R}'-\text{Fe}$ обменных взаимодействий возможно появление эффектов, обусловленных конкуренцией вкладов, например, реализация спонтанных переориентационных переходов между легкоосным и легкоплоскостным состояниями. Удобными редкоземельными ионами для получения и исследования замещенного ферробората с конкурирующими обменными взаимодействиями являются ионы Nd^{3+} и Dy^{3+} . При $T < T_N \approx 31$ К в $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ магнитные моменты Nd и Fe подсистем лежат в базисной плоскости ab , а $\text{DyFe}_3(\text{BO}_3)_4$ при $T < T_N \approx 39$ К имеет ориентацию магнитных моментов Dy и Fe вдоль тригональной оси c [1,2]. В результате конкуренции разных вкладов от Nd, Dy и Fe подсистем в магнитную анизотропию $\text{Nd}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ ($x = 0.15, 0.25$) возникают спонтанные и индуцированные спин-переориентационные переходы от c -оси к ab -плоскости [3,4].

В данной работе проведено теоретическое исследование низкотемпературных магнитных свойств нового слабозамещенного ферробората $\text{Nd}_{0.95}\text{Dy}_{0.05}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$. Измерения магнитных характеристик $\text{Nd}_{0.95}\text{Dy}_{0.05}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ были выполнены при $T = 2-300$ К и магнитных полях до 9 Тл в работе [5]. Расчеты проведены на основе теоретического подхода, который был успешно применен для описания магнитных свойств $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$ и $\text{Nd}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ (см., например, [2, 4]). Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными позволило определить набор актуальных параметров $\text{Nd}_{0.95}\text{Dy}_{0.05}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$: при низких температурах внутрицепочечное Fe-Fe обменное поле $B_{\text{dd1}} \approx 62$ Тл, поле f-d взаимодействия $B_{\text{fd}}(\text{Nd}-\text{Fe}) \approx 8.32$ Тл и $B_{\text{fd}}(\text{Dy}-\text{Fe}) \approx 2.84$ Тл, межцепочечное обменное Fe-Fe поле $B_{\text{dd2}} \approx 32.5$ Тл.

При $B > 1.5$ Тл магнитная подсистема $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ проявляет легкоплоскостные свойства [2]. Поскольку в исследуемом $\text{Nd}_{0.95}\text{Dy}_{0.05}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ доля замещения ионов Nd^{3+} ионами Dy^{3+} довольно мала ($x = 0.05$), было предположено, что при $B > 1.5$ Тл его магнитная подсистема также является легкоплоскостной. Это предположение позволило получить хорошее согласие теоретических и экспериментальных кривых намагничивания $M_{c,\perp c}(B)$ при $B > 1.5$ Тл и $T = 2$ К, а также во всем диапазоне полей при $T = 10-40$ К. Однако, предположение легкоплоскостного (или легкоосного) состояния $\text{Nd}_{0.95}\text{Dy}_{0.05}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ и в малых полях (при $B < 1.5$ Тл) не позволили описать низкополевые нелинейные участки экспериментальных кривых $M_{c,\perp c}(B)$ для $T = 2$ К и низкотемпературные участки кривых восприимчивости $\chi_{c,\perp c}(T)$. Ранее, для объяснения ступенчатых аномалий на экспериментальных кривых $M_c(B)$ и восприимчивости $\chi_c(T)$ $\text{Nd}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ ($x = 0.15, 0.25$) [4], было сделано предположение о возможном наличии низкотемпературного магнитного состояния, при котором реализуется слабонеколлинеарная антиферромагнитная фаза с отклоненными на некоторый угол от оси c магнитными моментами железа. Расчеты показали, что в исследуемом $\text{Nd}_{0.95}\text{Dy}_{0.05}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ слабонеколлинеарная магнитная фаза может быть реализована уже при $B = 0$, при этом угол отклонения магнитных моментов Fe от оси c при $T = 2$ К равен 77° . Причиной реализации такого возможного состояния является конкуренция вкладов от Nd, Dy и Fe подсистем в полную магнитную анизотропию $\text{Nd}_{0.95}\text{Dy}_{0.05}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$. Подсистема Dy стабилизирует легкоосное состояние, а подсистемы Nd и Fe – легкоплоскостное, в результате, при определенных значениях B и T , становится возможной реализация магнитной фазы с отклоненными от тригональной оси c магнитными

моментами Fe. Предложенный вариант процессов намагничивания $\text{Nd}_{0.95}\text{Dy}_{0.05}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ позволил получить хорошее совпадение теории и эксперимента для всей совокупности измеренных характеристик. Из рис. 1 видно, что теоретические кривые $\chi_{c,\perp c}(T)$ хорошо описывают эксперимент во всем температурном диапазоне, в том числе и яркую аномалию на экспериментальной кривой $\chi_c(T)$ вблизи 4.3 К.

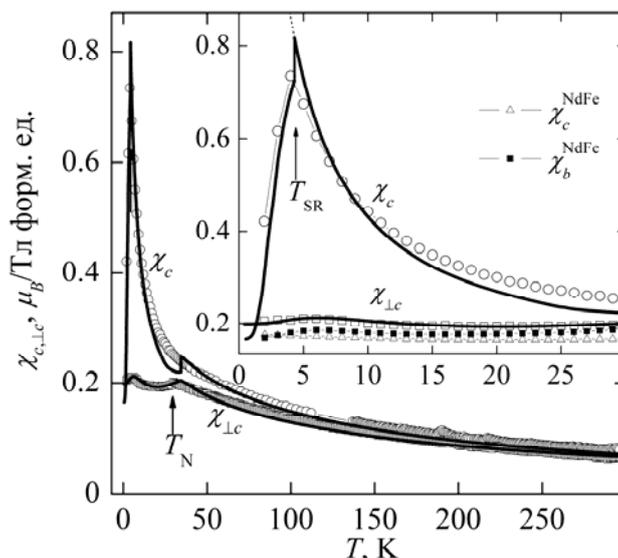


Рис.1. Температурные зависимости начальной магнитной восприимчивости $\chi_{c,\perp c}(T)$. На вставке – низкотемпературная область кривых $\chi_{c,\perp c}(T)$ и экспериментальных $\chi_{c,b}^{\text{NdFe}}(T)$ $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$.

Показано, что малое замещение ионов Nd^{3+} ионами Dy^{3+} почти не сказывается на характере процессов намагничивания в базисной плоскости ab – кривые восприимчивостей $\chi_{\perp c}(T)$ $\text{Nd}_{0.95}\text{Dy}_{0.05}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ и $\chi_b^{\text{NdFe}}(T)$ $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ практически совпадают (см. вставку на рис. 1). В тоже время оно приводит к кардинальному изменению кривой $\chi_c(T)$ $\text{Nd}_{0.95}\text{Dy}_{0.05}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ – вблизи температуры $T = 4.3$ К появляется яркая аномалия, связанная со спин-переориентационным переходом в Fe-подсистеме от начальной во флоп-фазу, отсутствующая на кривой $\chi_c^{\text{NdFe}}(T)$ для $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ № 12-02-31007 мол_a.

Литература

1. Кадомцева А.М. и др. Магнитоэлектрические и магнитоупругие свойства редкоземельных ферроборатов // ФНТ. 2010, Т. 36. № 6. С. 640-653.
2. Волков Д.В., Демидов А.А., Колмакова Н.П. Магнитные свойства легкоплоскостного тригонального антиферромагнетика $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ // ЖЭТФ. 2007, Т. 131, С. 1030-1039.
3. Попов Ю.Ф. и др. Обнаружение спонтанной спиновой переориентации в ферроборатах $\text{Nd}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ с конкурирующим R-Fe обменом // Письма в ЖЭТФ. 2009, Т. 89. № 7. С. 405-411.
4. Демидов А.А., Гудим И.А., Еремин Е.В. Магнитные фазовые переходы в ферроборатах $\text{Nd}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ // ЖЭТФ. 2012, Т. 141, № 2. С. 294-309.
5. Бегунов А.И., Демидов А.А., Гудим И.А., Еремин Е.В. Магнитные свойства ферробората $\text{Nd}_{0.95}\text{Dy}_{0.05}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ с малым замещением в редкоземельной подсистеме // Статья направлена в ЖЭТФ.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РЕОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ СО СПОНТАННО НАМАГНИЧЕННЫМИ АГРЕГАТАМИ

Белых С.С.

студент

ФГАОУ ВПО Северо-Кавказский федеральный университет, Институт естественных наук, кафедра общей физики, г. Ставрополь, Россия

E-mail: serg151292@mail.ru

В настоящее время актуальными являются исследования направленные на создание материалов с управляемыми реологическими характеристиками. Такого рода материалы находят широкое применение в демпфирующих устройствах. Новые возможности в создании таких сред открываются благодаря применению магнитных жидкостей. Магнитные жидкости (магнитные нанокolloиды) представляют собой высокодисперсный коллоид ферро- или ферритмагнитных наночастиц в немагнитной жидкой среде. Многочисленные исследования вязкости магнитных жидкостей выявили ее незначительную зависимость от воздействия внешних полей, что не позволяет эффективно управлять реологическими свойствами таких жидкостей.

Проведенные нами исследования показали, что на основе магнитных жидкостей возможно создание магнитного нанокolloида с развитой системой спонтанно намагниченных микроагрегатов (рис. 1). Воздействие внешнего магнитного поля на данную среду приводит к упорядочению агрегатов, что влияет на макроскопические свойства среды. Были проведены исследования макроскопических реологических свойств магнитного нанокolloида со спонтанно намагниченными агрегатами при воздействии на него внешнего магнитного поля.

Для исследования реологических характеристик магнитной жидкости со спонтанно намагниченными агрегатами была создана специализированная вискозиметрическая установка. Вискозиметр представлял собой систему из двух сосудов с исследуемой жидкостью, сообщающихся между собой тонким плоским капилляром длиной 15 мм, шириной 5 мм и высотой 0,5 мм. Измерялась скорость протекания жидкости через капилляр в зависимости от подаваемого давления. Серия опытов показала, что вязкость магнитной жидкости со спонтанно намагниченными агрегатами возрастает примерно на 5% при воздействии внешнего магнитного поля, перпендикулярного течению. Экспериментальная зависимость вязкости от величины магнитного поля представлена на рисунке 2.

Таким образом, проведенные исследования позволяют сделать вывод о том, что реологическими свойствами синтезированных на основе магнитной жидкости сред можно эффективно управлять при помощи внешних полей.

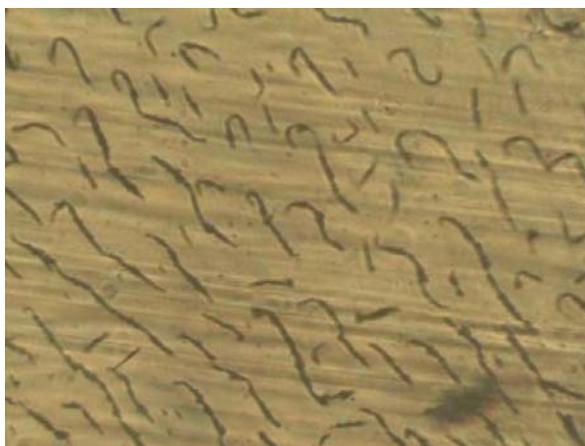


Рис. 1

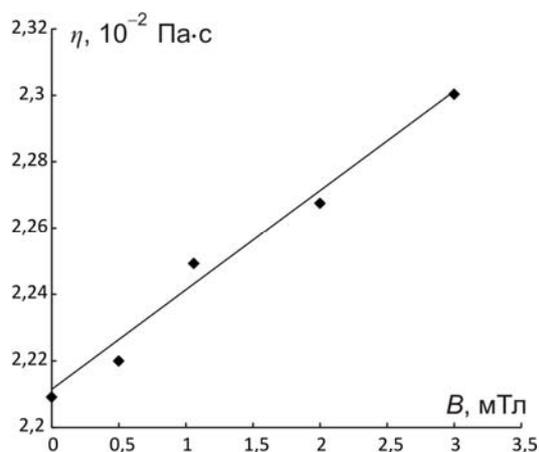


Рис. 2

МИКРОСТРУКТУРА И НАНОСТРУКТУРА ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ RFeCoBAI**Викторов Б.Н.***Студент магистратуры**Тверской государственной университет,
физико-технический факультет, Тверь, Россия**E-mail: fan-liverpoolfc@rambler.ru*

Постоянные магниты NdFeB характеризуются экстремально высокими магнитными характеристиками, однако область их применения ограничивает относительно невысокая температура магнитного упорядочения [1, 2]. Совершенствование магнитов данного типа, а именно повышение рабочего температурного интервала, возможно посредством легирования исходных сплавов 3d- и 4f-элементами и оптимизации технологических режимов изготовления магнитов [3 – 5].

Предметом изучения в данной работе является влияние режимов термических обработок на микроструктуру, фазовый состав, магнитную доменную структуру и магнитные свойства постоянных магнитов RFeCoBAI, где R = Nd, Pr, Gd, Dy, Tb.

Выплавка исходных сплавов осуществлялась в вакуумной индукционной печи из чистых шихтовых материалов в среде особо чистого аргона с последующей разливкой в медную щелевую водоохлаждаемую изложницу. Далее выполнялось гидридное диспергирование до фракции менее 300 мкм, с последующим размолотом в изопропиловом спирте в вибрационной шаровой мельнице до средней фракции 3-4 мкм. Прессование порошковых брикетов выполнялось при давлении 500 кг/см² в магнитном поле 10 кЭ. Спекание образцов выполнялось при температуре 1100°C в течение 2 часов, после чего образцы подвергались термообработке в вакууме по двум режимам: 1) 900°C, 2 часа (закалка) и 2) 900°C, 2 часа с последующим медленным (6 часов) охлаждением до 500°C и дальнейшим охлаждением до комнатной температуры.

Методами оптической, электронной и атомно-силовой микроскопии проведены следования микро- и наноструктуры полученных образцов. Установлено, что средний размер зерна в постоянных магнитах составляет порядка 22 мкм и существенно не зависит от режима термических обработок. Однако, учитывая, что применение медленного охлаждения приводит к увеличению коэрцитивного поля (H_{ci}) постоянного магнита с 16,2 кЭ до 20,5 кЭ, можно предположить, что при медленном охлаждении происходит диффузия неодима из фазы типа 2-14-1 в межзеренные границы, что и приводит к росту H_{ci} . Исследование поверхности зерен магнитов методами атомно-силовой микроскопии выявило в образце, подвергнутом медленному охлаждению области, средний размер которых составляет 5-8 нм. Показано, что границы зерен также являются наногетерогенными.

Литература

1. Herbst J.F., Croat J.J., Yelon W.B. Structural and magnetic properties of Nd₂Fe₁₄B // J. Appl. Phys. 1985, v.57, p.4086–4091.
2. Sagawa M., Fujimura S., Yamamoto H., Matsuura Y., Hiraga K. Permanent magnet materials based on the rare earth iron boron tetragonal compounds // IEEE Transactions on Magnetism. 1984, v.20, p.1584–1589.
3. Kim A.S., Camp F.E. High performance NdFeB magnets // J. Appl. Phys. 1996, v.79, p.5035–5040.
4. Шакин А.В., Лукин А.А., Скуратовский Ю.Е., Добрынин Н.А. Редкоземельные бескобальтовые магнитотвердые материалы с повышенной эксплуатационной стойкостью // Перспективные материалы. 2011. №11, с.269–273.
5. Савченко А.Г., Мельников С.А., Пискорский В.П., Паршин А.П., Сычёв И.В. Свойства спечённых постоянных магнитов из сплава (Nd, Pr)–Fe–B с добавками сплава Dy–(Al, Co) // Перспективные материалы. 2007. №3, с.49–54.

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ НАМАГНИЧИВАНИЯ ТОНКИХ СЛОЕВ МАГНИТНЫХ НАНОКОЛЛОИДОВ С НАМАГНИЧЕННЫМИ АГРЕГАТАМИ

Гладких Д.В.

доцент, кандидат физико-математических наук

Шевченко А.Ю.

студент

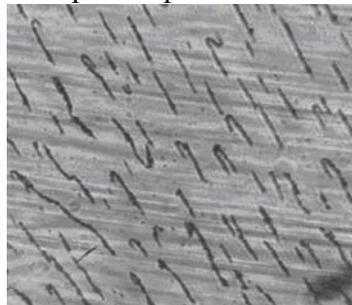
*Северо-Кавказский федеральный университет,
Институт естественных наук, Ставрополь, Россия*

E-mail: gladkikhdv@mail.ru

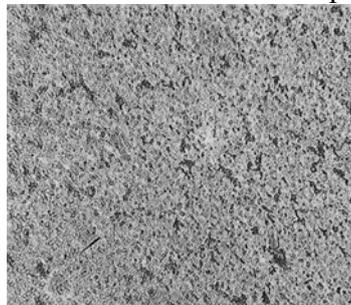
Одной из проблем магнитных коллоидных наносистем, привлекающей интерес исследователей, является магнитное упорядочение в системе составляющих их дипольных частиц. Ранее нами в работах [1, 2] представлялись результаты экспериментальных исследований особенностей намагничивания магнитных жидкостей с хорошо развитой системой агрегатов, имеющих отличный от нуля магнитный момент. Настоящая работа является продолжением исследований в этом направлении, при этом в ней были исследованы тонкие слои таких сред.

Изучение структурных образований проводилось с помощью наблюдений в оптический микроскоп, снабженный двумя парами катушек Гельмгольца для создания магнитного поля. Исследование особенностей намагничивания магнитных жидкостей с намагниченными агрегатами проводили с помощью баллистического метода, при этом использовался вариант «выдергивания» образца из измерительной катушки, размещенной в области однородного поля намагничивающей системы. В отличие от ранее проводимых исследований в [2] была предпринята попытка исследования тонких слоев образцов, содержащих намагниченные агрегаты. Для этого использовались измерительные плоские ячейки различной толщины. В качестве намагничивающей системы, как и в [2] использовалась кубическая катушка с пятисекционной обмоткой, с соотношением числа витков в секциях 19:4:10:4:19, обеспечивающем хорошую однородность поля внутри катушки. Измерительная ячейка помещалась внутрь плоской измерительной катушки, расположенной в центральной области намагничивающей системы, расчет намагниченности осуществлялся по изменению магнитного потока при удалении ячейки из измерительной катушки (при этом ячейка с образцом оставалась внутри намагничивающей системы).

Для приготовления образцов для исследования проводилось разделение магнитной жидкости на две фракции путем центрифугирования или осаждения в поле тяжести Земли в течение длительного времени. Впоследствии тяжелая фракция растворялась дисперсионной средой без добавления каких либо сурфактантов, в результате этого получали магнитную жидкость с хорошо развитой системой намагниченных агрегатов (рис. 1а).



а)



б)

Рис. 1. Намагниченные агрегаты – а) МЖ на основе керосина, б) МЖ на основе минерального масла

образцов использовались магнитные жидкости на основе керосина с магнетитовыми частицами. Кроме того, подобные системы были получены при использовании в качестве исходного образца магнитной жидкости на основе минерального масла (рис. 1б).

Известно, что в случае достаточно малого размера однодоменных частиц, составляющих магнитную жидкость в них может неелевский механизм релаксации магнитного момента. В случае коллоида с более крупными частицами (со средним диаметром более 10 нм) большая их часть могут представлять собой жесткие магнитные диполи. Согласно результатам наших исследований именно в таких коллоидах могут при определенных условиях возникать агрегаты, сохраняющие магнитный момент.

Как уже было указано выше, в настоящей работе были предприняты исследования тонких слоев таких магнитных жидкостей. Было обнаружено, что в отличие от кривой намагничивания объемных образцов исследуемой жидкости, подобная кривая в случае достаточно тонких слоев, перегиба не имеет и, как следствие, максимума на зависимости магнитной восприимчивости от напряженности поля, описанного в [2] также не наблюдается. Кроме того, ход начальных участков кривых намагничивания существенным образом зависит от толщины слоя образца – тангенс угла наклона кривых с уменьшением толщины слоя увеличивается. Вместе с тем, как и для объемных образцов, кривые намагничивания тонких слоев магнитной жидкости с намагниченными агрегатами имеют гистерезисный характер, при этом остаточная намагниченность такой магнитной жидкости зависит от толщины слоя и увеличивается при его уменьшении (рис. 2).

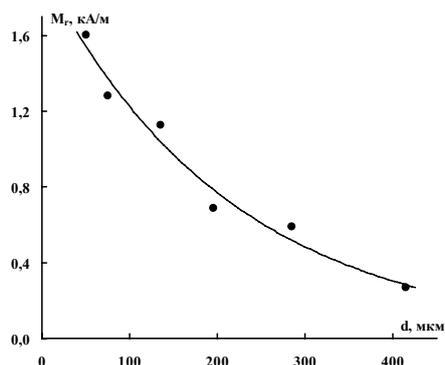


Рис. 2. Зависимость остаточной намагниченности от толщины слоя.

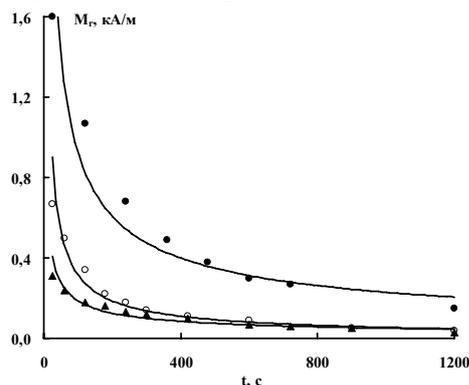


Рис. 3. Зависимость остаточной намагниченности МЖ от времени для слоев различной толщины: ● – 50 мкм, ○ – 195 мкм, ▲ – 415 мкм.

Можно предположить, что уменьшение толщины слоя приводит к образованию двумерной системы намагниченных агрегатов, способствующей увеличению роли их ориентационного взаимодействия, с чем, по-видимому, и связаны особенности кривых намагничивания. Очевидно, что наблюдаемая остаточная намагниченность магнитной жидкости с намагниченными агрегатами обусловлена затруднением их переориентации после выключения поля. Однако следует заметить, что полученная в результате экспериментальных исследований зависимость остаточной намагниченности от времени (рис. 3) наиболее близка к степенной функции

$$M_r = At^{-\alpha}$$

где коэффициент α оказался зависимым от толщины слоя.

Это может указывать на возможность как поворота самого агрегата после выключения поля, так и его размагничивания за счет переориентации моментов составляющих его частиц.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках государственного задания на выполнение НИР.

Литература

1. Диканский Ю.И., Вегера Ж.Г., Закинян Р.Г., Нечаева О.А., Гладких Д.В. // Коллоидный журнал. – 2005. – Т. 67. – № 2. – С. 161 – 166.
2. Dikansky Yu.I., Gladkikh D.V., Kunikin S.A., Zolotukhin A.A. // Magnetohydrodynamics. 2012. – Vol. 48. – No.3. – P. 493-501.

ОСОБЕННОСТИ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ НА ОСНОВЕ МАГНЕТИТА*Деменцова И.В.**Студентка**Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия**Demencova_i@mail.ru*

Большой интерес на сегодняшний день вызывают материалы с необычными физическими свойствами. Так, например, ферромагнитные жидкости обладают уникальным сочетанием текучести и способности отклика на изменение внешнего магнитного поля. Исследование таких материалов довольно актуально, поскольку они используются в различных отраслях промышленности, техники, а также рассматривается возможность их использования в медицине.

Магнитная жидкость (МЖ) – это устойчивое образование из магнитных наночастиц, покрытых поверхностно-активным веществом, обеспечивающим отсутствие слипания частиц, и диспергированных в несущей жидкости. Магнитные свойства МЖ определяются природой как самой жидкости, так и составом наночастиц и их концентрацией. На свойства МЖ оказывают влияние способ стабилизации частиц, природа несущей жидкости, размер частиц, взаимодействие частиц с несущей жидкостью и между собой и многие другие. Ранее нами был проведен сравнительный анализ магнитных свойств МЖ с такими несущими жидкостями, как трансформаторное масло (Т.М.), керосин, гептан, декан, тетрахлорметан, керосин и показано, что магнитные свойства существенно зависят от типа несущей жидкости (см. рис.1).

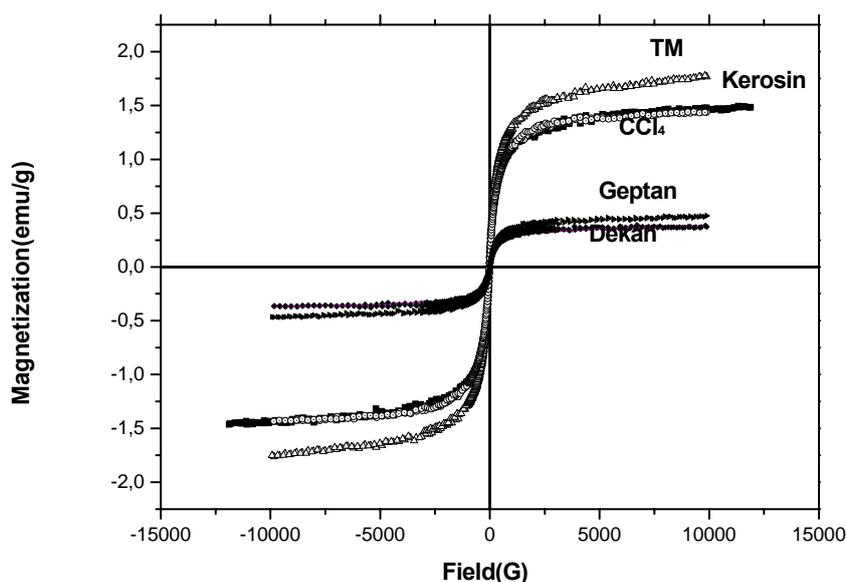


Рис. 1. Полевые зависимости магнитного момента МЖ на основе различных несущих жидкостей.

В настоящей работе представлены результаты исследования МЖ на основе керосина и частиц магнетита. Целью данной работы было исследование зависимости магнитных свойств от концентрации и температуры. Были измерены магнитные свойства МЖ на основе керосина с различными концентрациями магнетита (0,1%, 0,5%, 1%, 2,5%, 5%, 10%, 15%, 20%, 25%). Все измерения проводились на вибрационном магнитометре фирмы «LakeShore» при температурах от 80 до 300К (в том числе, и ниже температуры замерзания несущей жидкости). Для ряда образцов были исследованы процессы релаксации магнитного момента при ступенчатом изменении магнитного поля (включение и выключение поля). Обнаружено, что параметры релаксации зависят от концентрации магнитных частиц.

Полевые зависимости магнитного момента образцов близки к ланжевеновским кривым (рис. 2), характерным для суперпарамагнетиков, но обладают небольшой коэрцитивностью, что связано с релаксационными процессами в МЖ.

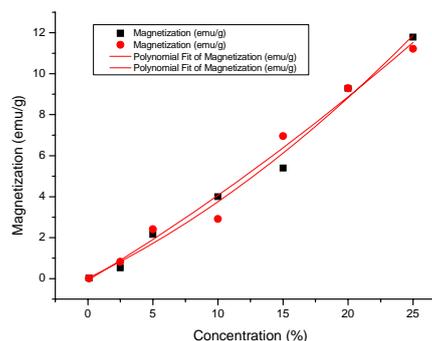
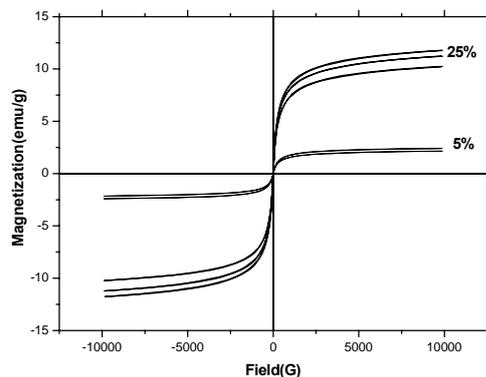


Рис. 2. Полевые зависимости намагниченности магнитной жидкости на основе керосина и магнетита различных концентраций

С увеличением концентрации магнитной компоненты в магнитной жидкости увеличивается намагниченность насыщения образца. Обнаружено, что намагниченность нелинейно зависит от концентрации (см. рис.3): при больших концентрациях намагниченность растет быстрее, что, скорее всего, связано с влиянием межчастичного взаимодействия.

Обсуждаются механизмы формирования магнитных свойств и их зависимости от концентрации магнитных частиц.

Работа выполнена в рамках грантов РФФИ 13-02-90491 и 13-03-00914.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ

$\text{La}(\text{Fe},\text{Si})_{13}$

Денисов Федор Олегович, Карпенков Дмитрий Юрьевич
студент

Тверской государственной университет,
физико-технический факультет, Тверь, Россия

E-mail: macbetden@yandex.ru

Сплавы системы $\text{LaFe}_{13-x}\text{Si}_x$ считаются одними из наиболее перспективных для применения в качестве магнитных хладагентов [1-5] в магнитных рефрижираторах. Гигантский МКЭ, наблюдаемый вблизи температуры Кюри в $\text{LaFe}_{13-x}\text{Si}_x$ объясняется наличием зонного метамагнитного перехода [6,7]. Несмотря на возросший интерес к этим материалам некоторые аспекты механизма переноса электрона и детали электронной структуры этой системы остаются неясными. Коэффициент Зеебека (\square) очень чувствителен к незначительным изменениям плотности состояний и поверхности Ферми металлов и таким образом, обеспечивает понимание электронной структуры материалов, а также механизмов рассеяния электронов. Известно, что на магнитокалорический эффект материала оказывает влияние и его микроструктура, а коэффициент Зеебека в свою очередь определяется преимущественно внутренними свойствами. Таким образом учитывая информацию, полученную из измерений \square , может быть уточнен эффект влияния особенностей микроструктуры на магнитокалорический эффект. В данной работе были проведены исследования коэффициента Зеебека, теплопроводности и электросопротивления на сплавах системы $\text{LaFe}_{13-x}\text{Si}_x$.

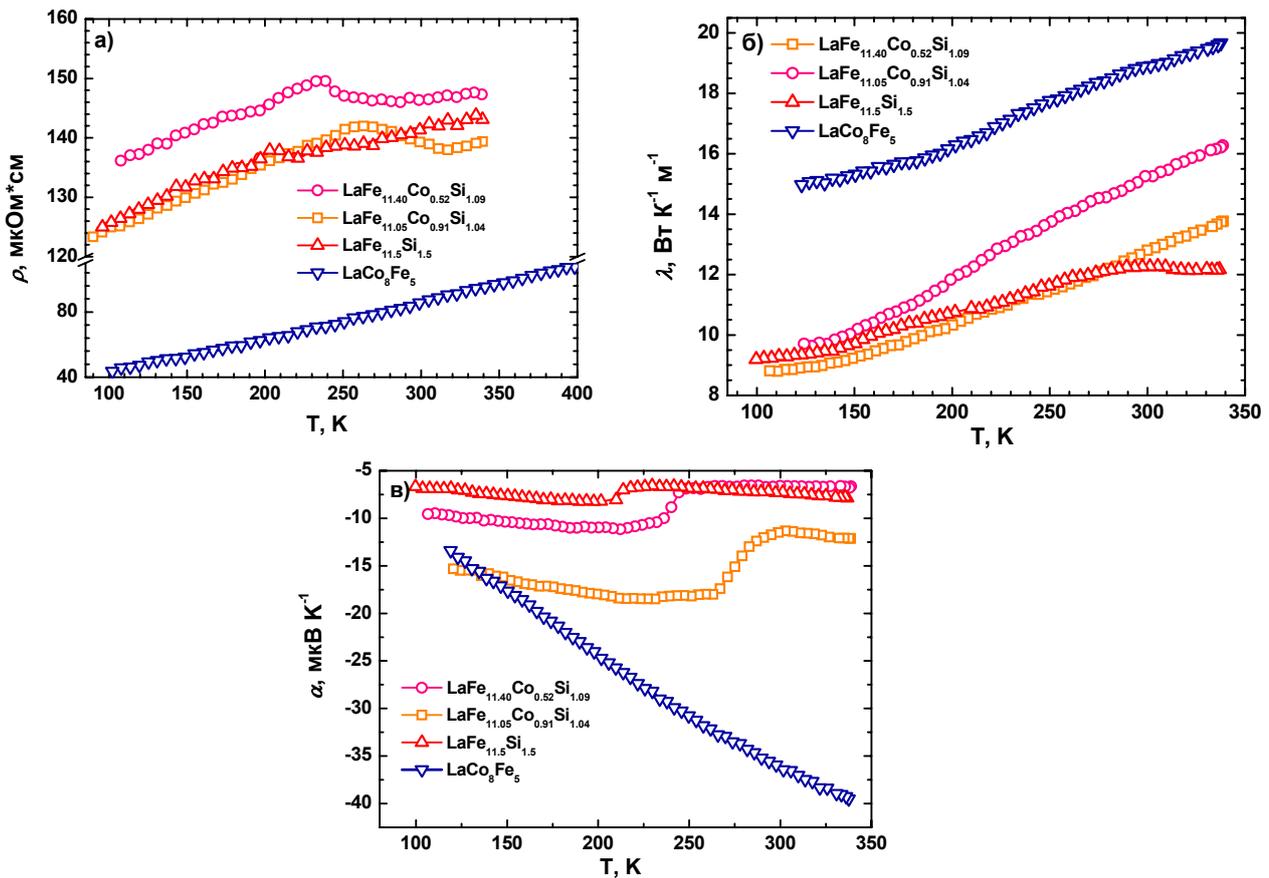


Рисунок 1 - Температурные зависимости электросопротивления (а), теплопроводности (б) и коэффициенты Зеебека (в) на сплавах $\text{LaFe}_{11.40}\text{Co}_{0.52}\text{Si}_{1.09}$, $\text{LaFe}_{11.05}\text{Co}_{0.91}\text{Si}_{1.04}$, $\text{LaFe}_{11.5}\text{Si}_{1.5}$, LaFe_5Co_8 .

На рисунке 1а) представлены температурные зависимости сопротивления в исследуемых соединениях. Замещение железа кобальтом приводит к незначительному увеличению сопротивления в сплавах $\text{La}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)\text{Si}_y$, тогда как состав LaCo_8Fe_5 демонстрирует уменьшение значений сопротивления, вероятно из-за отсутствия Si. Как видно из графиков присутствуют аномалии зависимостей $\rho(T)$ вблизи температуры Кюри, которые более выражена у составов, в которых наблюдается переход второго рода. Зависимости $\lambda(T)$ представлены на рисунке 3б). Теплопроводность возрастает с добавлением кобальта, но остается неизменной в магнитном поле и не демонстрирует аномалий в T_c . Температурные зависимости коэффициента Зеебека $\alpha(T)$ изображены на рисунке 3в). Добавление Co приводит к резкому росту $\alpha(T)$, наблюдаются аномалии при фазовом переходе, которые более заметны для перехода второго порядка, чем в случае переходов первого. К тому же α также определяется как энтропия носителя заряда, различия в измеренных значениях коэффициента Зеебека в магнитном поле и в его отсутствии позволяет высчитать вклад в общее изменение энтропии от подсистемы носителей заряда. В максимуме для соединения $\text{LaFe}_{11.5}\text{Si}_{1.5}$ (1-й род перехода) $\Delta\alpha = 0,89 \cdot 10^{-6}$ В/К и $2,25 \cdot 10^{-6}$ В/К для $\text{LaFe}_{11.05}\text{Co}_{0.91}\text{Si}_{1.04}$ (2-й род перехода).

В ходе выполнения исследований были проведены измерения температурных зависимостей коэффициента Зеебека, теплопроводности и электросопротивления на микрокристаллических образцах сплавов системы $\text{LaFe}_{13-x}\text{Si}_x$. Используя полученные данные по $\rho(T)$, $\lambda(T)$ и $\alpha(T)$ были рассчитаны температурный диапазон охлаждения, мощность охлаждения и холодильный коэффициент термоэлектрического рефрижератора на основе сплава LaCo_8Fe_5 .

Литература

1. Gschneidner K. A. Jr and Pecharsky V. K., Int. J. Refrig., 31 (2008) 945.

2. Lyubina J., J. Appl. Phys, 109 (2011) 07A902.
3. Lyubina J, Hannemann U., Cohen L. F. and Ryan M. P., Adv. Energy Mater., 2 (2012) 1323.
4. Bruck E., Magnetocaloric refrigeration at ambient temperature, in Handbook of Magnetic Materials, edited by Buschow K. H. J, Vol. 17 (Elsevier B.V, Amsterdam) 2008.
5. Russek S., Auringer J., Boeder A., Chell J., Jacobs S. and Zimm C., Proceedings of the 4th International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature (Curran Associates, Inc.) 2010, pp. 245–253.
6. Fujita A., Fujieda S., Hasegawa Y. and Fukamichi K., Phys. Rev. B, 67 (2003) 104416.
7. Lyubina J., Nenkov K., Schultz L. and Gutfleisch O., Phys. Rev. Lett., 101 (2008) 177203.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ Fe_3S_4 И Fe_3O_4 , ДИСПЕРГИРОВАННЫХ В ПРОЗРАЧНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАТРИЦЕ

Диденко Ольга Николаевна

Студентка

*Институт инженерной физики и радиоэлектроники,
физический факультет, Красноярск, Россия*

E-mail: Olga23091990@yandex.ru

Исследованы магнитные и магнитооптические свойства нанопорошков грейгита (Fe_3S_4) и магнетита (Fe_3O_4). Магнетит и грейгит являются изоструктурными кристаллами: обратная шпинель (Fe^{3+}) [$\text{Fe}^{3+}\text{Fe}^{2+}$] O_4 , группа симметрии $Fd\bar{3}m$ с параметрами решетки $a=8.396 \text{ \AA}$,

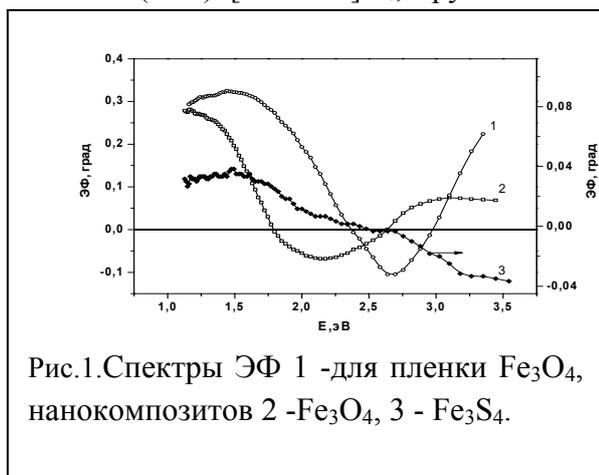


Рис.1. Спектры ЭФ 1 - для пленки Fe_3O_4 , наноконпозитов 2 - Fe_3O_4 , 3 - Fe_3S_4 .

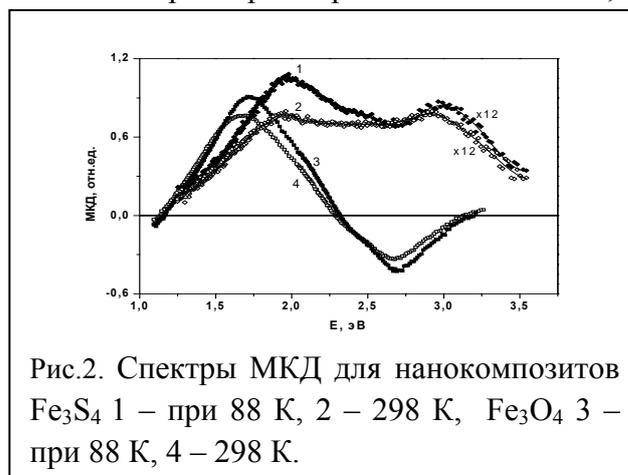


Рис.2. Спектры МКД для наноконпозитов Fe_3S_4 1 – при 88 К, 2 – 298 К, Fe_3O_4 3 – при 88 К, 4 – 298 К.

$a=9.83-9.90 \text{ \AA}$ соответственно. Нанопорошок Fe_3S_4 был получен полиольным методом, в качестве источника катионов Fe использовался ацетат железа $\text{Fe}(\text{COOCH}_3)_2$, в качестве источников катионов S использовалась тиомочевина NH_2CSNH_2 и диэтилен гликоль в качестве растворителя. Компоненты в растворителе нагревались в температурном интервале $180-220 \text{ }^\circ\text{C}$ и временном интервале 2-5 ч. Наночастицы Fe_3O_4 были изготовлены методом термического восстановления порошка $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ в кипящем растворителе 1-октадекана в атмосфере азота и последующим отжигом при $320 \text{ }^\circ\text{C}$. Из данных рентгено-структурного анализа оцененные размеры наночастиц для грейгита и магнетита составили 20 нм и 40 нм соответственно. Для измерений магнитооптических и оптических свойств нанопорошки размещались в прозрачном жидком силиконе и далее полученная масса помещалась между тонкими стеклами до затвердевания массы. На полученных таким образом наноконпозитах исследовались спектральные зависимости магнитного кругового дихроизма (МКД) при температурах 295 К и 88 К, эффекта Фарадея (ЭФ) в поле 2,5 кЭ и оптического поглощения при комнатной температуре. Для сравнения были измерены спектры МКД и ЭФ для пленки Fe_3O_4 .

Несмотря на одинаковую структуру и распределение ионов Fe по кристаллическим позициям, спектральные зависимости МКД и ЭФ сильно различаются как это видно из рис.1 и рис.2. Обнаруженные особенности сопоставляются с расчетами зонной структуры Fe_3S_4 и Fe_3O_4 , с учетом размерных эффектов [1,2].

Литература

1. Antonov V. N., Bekenov L.V., Yaresko A.N. Electronic Structure of Strongly correlated Systems // Advances in Condensed Matter Physics Volume 2011, Article ID 298928, p.1-107.
2. Zhang B., Wijs G.A., Groot R.A. Switchable Fermi surface sheets in greigite // PHYSICAL REVIEW B 86, 020406(R) (2012)

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И МАГНИТОСТРИКЦИОННЫХ СВОЙСТВ НОВЫХ МЕТАЛЛ-ПОЛИМЕРНЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ

Жолудев Сергей Иванович

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: s.i.zholudev@gmail.com

Современные технологии позволяют получать различными химическими и физическими методами наночастицы металлов и их соединений разных размеров и формировать из них пространственные структуры, обладающие функциональными свойствами с помощью различных матриц и стабилизирующих систем. Поиск новых материалов обусловлен тенденцией миниатюризации систем, функциональных устройств и приборов. Использование специфических характеристик частиц-составляющих элементов металл-полимерной композитной системы позволяет синтезировать миниатюрные материалы с уникальными функциональными характеристиками, например магнитные сенсоры, актюаторы, уплотняющие магнитные прокладки. В работе исследовались новые металл/полимерные композиты, представляющие собой пространственно ориентированные в полимерной матрице частицы магнитоотрицательного сплава Fe-Ga. Для создания такого композита методом направленного механосинтеза железа и галлия были получены частицы определенного фазового состава и размера. Структура, морфология и размеры частиц исследовались методами рентгеновской дифракции, мессбауэровской спектроскопии, просвечивающей электронной микроскопии. В качестве связующей полимерной матрицы при создании FeGa/полимер-композитов использовались два типа полимеров, обладающих разной эластичностью. Пространственная ориентация частиц в матрице анализировалась методом сканирующей электронной микроскопии. Исследование магнитоотрицательности и динамических механических характеристик позволили выявить влияние особенностей структурной организации синтезированных металл-полимерных композитов на анизотропию их функциональных магнитомеханических свойств.

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ Co/C/Co ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СИСТЕМ

Зайков К.В., Харламова А.М.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет,

Москва, Россия

E-mail: zaikov_k@mail.ru

Изучение физических свойств тонких магнитных пленок 3d-переходных металлов и многослойных структур, представляющих собой чередование магнитных и немагнитных слоев субмикронной толщины, вплоть до настоящего времени привлекает внимание

исследователей. Обусловлено это широким применением указанных материалов в различных устройствах современной микро- и нанoeлектроники в связи с обнаружением в них таких новых явлений, как гигантское магнетосопротивление [1], антиферромагнитное оное взаимодействие между магнитными слоями через немагнитный разделительный слой, осциллирующее обменное взаимодействие между ферромагнитными (Fe, Co) слоями через немагнитную металлическую (Cu, Ag, Au, Mo, Ta и т.д.) прослойку [2-4]. Несмотря на большой успех в изучении вышеперечисленных образцов, по-прежнему нет полного понимания магнитополевого поведения тонкопленочные системы с изолирующим слоем.

Целью данной работы является магнитооптическое исследование магнитных свойств Co/C/Co тонкопленочных систем, в которых в качестве разделительного слоя был использован углерод.

Исследуемые Co/C/Co тонкопленочные системы были получены методом последовательного магнетронного распыления слоев углерода и кобальта (чистотой 99.99 и 99.95%, соответственно) на кремниевые подложки при давлении в рабочей камере 0.17 мПа и давлении аргона в процессе напыления образцов – 0.1 мПа. Температура подложек в процессе напыления образцов была ниже 50 °С. Скорость напыления углерода была равна 0.1 нм/с, а кобальта – 0.3 нм/с. Во всех изучаемых образцах толщина Co слоев была равна 4 нм, а толщина слоя углерода, t_C , изменялась от 0.5 до 2.8 нм. Образцы имели прямоугольную форму с длиной сторон 4 и 6 мм.

Морфология поверхности образцов была изучена с помощью атомного силового микроскопа (АСМ). Измерения кривых намагничивания и петель гистерезиса были выполнены на магнитооптическом магнитометре, собранном на базе микроскопа МИС-11, с помощью экваториального эффекта Керра, δ . Здесь $\delta = (I - I_0)/I_0$, где I и I_0 – интенсивности света, отраженного от намагниченного и ненамагниченного образца, соответственно. Перемагничивающее магнитное поле было приложено параллельно поверхности образца вдоль длинной или короткой стороны образца перпендикулярно плоскости падения света. Все измерения были выполнены при комнатной температуре. Образцы были получены в Харьковском политехническом институте.

Исследования, выполненные с помощью АСМ, показали, что шероховатость поверхности, R_a , изучаемых образцов практически не зависит от толщины углеродного слоя, и значение R_a не превышает 0.4 нм. Эти данные свидетельствовали о хорошем качестве поверхности Co/C/Co тонкопленочных систем.

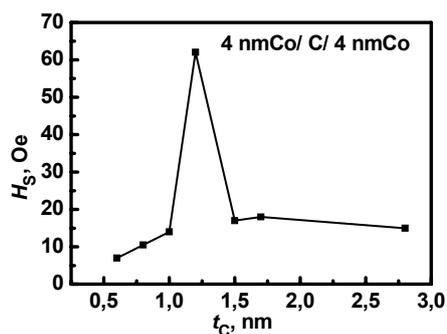


Рис. 1. Зависимость поля насыщения, H_s , от толщины разделительного углеродного слоя, наблюдаемая для изучаемых образцов в магнитном поле, приложенном параллельно оси легкого намагничивания.

Было установлено, что кривые намагничивания и петли гистерезиса, измеренные при двух выше описанных ориентациях внешнего магнитного поля, различаются. Этот факт свидетельствовал о существовании в изучаемых образцах плоскостной магнитной анизотропии и вследствие этого наличия осей легкого и трудного намагничивания (ОЛН и ОТН). В целом проведенные магнитные измерения позволили получить зависимость значений поля насыщения, H_s , образцов от толщины углеродного слоя, t_C . На рисунке 1 приведена зависимость $H_s(t_C)$, наблюдаемая для изучаемых образцов при их перемагничивании магнитным полем, приложенном параллельно оси легкого намагничивания.

Из рисунка можно видеть, что величина поля насыщения H_s зависит от толщины углеродной прослойки. В частности, H_s имеет максимум при $t_C = 1.2$ нм, а при других значениях t_C наблюдается достаточно монотонное изменение H_s . Для объяснения такого поведения $H_s(t_C)$ следует принять во внимание следующий экспериментальный результат. Петли гистерезиса для всех образцов (кроме с $t_C = 1.2$ нм), измеренные вдоль ОЛН, имели форму, близкую к прямоугольной. Перемагничивание образцов в этом случае осуществляется одним скачком Баркгаузена. Петля гистерезиса образца с $t_C = 1.2$ нм имела более сложный вид - при изменении поля от $-H_s$ до $+H_s$ (как и от $+H_s$ до $-H_s$) наблюдалось двухступенчатое изменение намагниченности. Наиболее простым объяснением этого факта может быть различие значений коэрцитивных сил магнитных слоев, причем один из них является достаточно магнитожестким. Это обуславливает двухступенчатую петлю гистерезиса и существенное увеличение H_s . Кроме того, с учетом экспериментальных результатов работы [4] и расчетных данных работы [5] нельзя исключить и наличия антиферромагнитного обмена между слоями кобальта через углеродную прослойку, которое также обуславливает увеличение поля насыщения по сравнению с трехслойными образцами с параллельной ориентацией намагниченности в соседних магнитных слоях и появление двухступенчатой петли гистерезиса.

Литература

1. Babich N., Broto J.M., Fert A., Nguyen Ven Dau F., et al. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. Phys. Rev. Lett. 1988, V.61. p. 2472-2475.
2. Parkin S.P., More N., Roche K.P. Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr. Phys. Rev. Lett. 1990, V.64. p. 2304-2307.
3. Grünberg P., Schreiber R., Pang Y., Brodsky M.B., et al. Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers. Phys. Rev. Lett. 1986, V.57. p. 2442-2445.
4. Е.Е. Шалыгина, А.А. Рожновская, А.Н. Шалыгин. The Influence of Quantum Size Effects on Magnetic Properties of Thin-film Systems. Solid State Phenomena. 2012, V. 190. p. 514-517.
5. А.К. Звездин. Особенности перемагничивания трехслойных структур. ФТТ. 2000, Т.42. №1. с. 116-120.

Слова благодарности

Автор выражает благодарность проф., д.ф.-м.н. Шалыгиной Е.Е.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ КОМПОЗИТОВ Fe-Pb, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ МЕХАНОСИНТЕЗА

Захаров Павел Александрович, Карпенков Дмитрий Юрьевич

студент

Тверской государственной университет,
физико-технический факультет, Тверь, Россия
E-mail: www.razorrr.ru@mail.ru

На сегодняшний день во всем мире известно несколько систем редкоземельных материалов, которые обладают достаточно большими значениями основных магнитных характеристик, чтобы частично заменить широко используемые постоянные магниты на основе неодима и самария. Первой системой с коэрцитивной силой 5кЭ стали композиционные слоистые материалы Co-Pt [1]. В 90-х годах прошлого столетия был открыт новый класс подобных материалов – быстрозакаленные образцы сплавов Co-Zr(Hg)-B-Si [2]. Максимальные значения характеристик составили $H_c = 3.3\text{ кЭ}$, $M_r = 4.7\text{ кГс}$, и $(BH)_{\text{max}} = 3.5\text{ МГсЭ}$.

В новом тысячелетии, параллельно с ростом цен на редкоземельные металлы, несколько новых классов материалов на основе композиционных структур стали привлекать внимание исследователей, работающих как в области прикладного металловедения а так же ученых,

занимающихся решением фундаментальных проблем: Fe-Pt [3], Fe-Pd, Fe-Pb, Bi [4-6], Mn-Ga [7].

Однако стоит отметить, все открытые материалы получены в виде либо многослойных пленок, либо в виде нанопроводов, что сдерживает их активное внедрение в промышленность. Необходимы новые подходы для получения постоянных магнитов с типа размерами 1-10 см и массами 1-100 г.

В данной работе были исследованы новые магнитотвердые материалы на основе смеси порошков Fe и Pb, полученные путем механосинтеза.



Рис.1 Полевые зависимости намагниченности для образцов смеси Fe-Pb, полученные при различных времени размола.

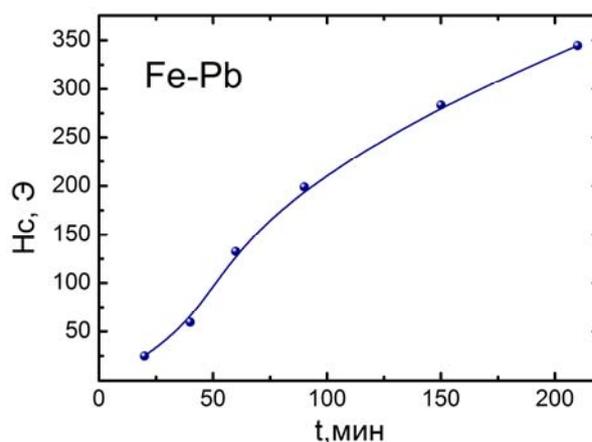


Рис.2 Зависимость коэрцитивной силы образцов Fe-Pb, полученных методом механосинтеза, от времени размола.

На рис.1 представлены полевые зависимости намагниченности. Как видно из графиков намагниченность образцов с увеличением времени размола плавно уменьшается с 120 Гс*см³/г до 80 Гс*см³/г для 20 минутного размола и 210 минутного размола соответственно. Это может быть объяснено появлением наведенной анизотропии в образце, что связано с формированием слоистой структуры.

Зависимость коэрцитивной силы образцов смеси Fe-Pb-Fe от времени размола изображена на рис. 2. Результаты исследований показывают, что увеличение времени размола приводит к значительному росту Hc.

Проведенные исследования методами электронной микроскопии показали уменьшение размера частиц при увеличении времени размола.

В дальнейшем были проведены термические обработки в сильных (до 30 кЭ) стационарных магнитных полях по следующему режиму: нагрев до 500⁰С с шагом 50⁰С в поле 10 кЭ, на каждом этапе проводились измерения петель гистерезиса. Целью проведения обработок явилось формирование дополнительной текстуры в образцах.

После проведенных отжигов наблюдается незначительное увеличение магнитных характеристик образцов.

Путем метода механосинтеза получены новые магнитотвердые материалы на основе смеси порошков Fe и Pb. Анализ результатов измерений показывает, что с увеличением времени размола уменьшается размер частиц, при этом наблюдается увеличение коэрцитивной силы и уменьшение намагниченности.

Литература

1. G. C. Hadjipanayis and Y. F. Tao, J. Phys. (Paris) Colloq. C6, 237 (1985).
2. A. M. Ghemawut, M. E. McHenry, and R. C O'Handley, J. Appl Phys. 63, 3388 (1988).
3. B. Z. Cui and K. D. S. Li and H. Garmestani J. P. Liu N. M. Dempsey H. J. Schneider-Muntau Journal of applied physics 100, 013902 _2006.

4. R.L. Wang, S.L. Tang, B. Nie, X.L. Fei, Y.G. Shi, Y.W. Du Solid State Communications 142 (2007) 639–642.
5. Jen-Hwa Hsu, J.T. Lee, Ching-Ray Chang, M.T. Lin Journal of Magnetism and Magnetic Materials 226-230 (2001) 502-504.
6. Y. Harada, Y. Nakanishi, N. Yoshimoto, M. Daibo, M. Nakamura, M. Yoshizawa J. Phys. Chem. B 2004, 108, 8862-8865.
7. Jürgen Winterlik, Benjamin Balke, Gerhard H. Fecher, and Claudia Felser Physical review B 77, 054406_2008.

ВЛИЯНИЕ БЫСТРОЙ ЗАКАЛКИ НА СТРУКТУРНОЕ СОСТОЯНИЕ И МАГНИТОТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ДИСПРОЗИЯ

*Звонов А.И.¹, Смаржевская А.И.¹,
Карпенков Д.Ю.², Карпенков А.Ю.², Панкратов Н.Ю.¹*

Студент

¹*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия*

²*Тверской государственный университет, физико-технический факультет,
Тверь, Россия*

E-mail: zvonov@physics.msu.ru

Известно, что при переходе от объемных образцов к частицам малого размера происходит существенное изменение механических и магнитных свойств. Магнитокалорическим эффектом (МКЭ) называется обратимое выделение или поглощение теплоты при быстром (адиабатическом) включении или выключении магнитного поля. Научный и промышленно-технический интерес к нанокристаллическим и наноструктурным материалам вызван перспективой их использования в различных устройствах, например, в магнитных холодильных установках. Однако, до настоящего времени, исследования зависимости магнитных свойств от структурного состояния материала для чистых редкоземельных элементов, т.е. влияние размера кристаллитов, который может изменяться в пределах от нескольких миллиметров до десятков нанометров на магнитные, характеристики не проводились.

Целью данной работы являлось изучение влияния быстрой закалки из жидкой фазы на размер кристаллитов массивного образца и магнитные характеристики, в том числе, температуры магнитных фазовых переходов и температурную зависимость МКЭ.

Магнитные свойства диспрозия достаточно хорошо исследованы как на монокристаллах, так и на поликристаллических образцах, с характерным размером кристаллитов порядка нескольких микрон. Известно, что в диспрозии было обнаружено два магнитных фазовых перехода: температура Кюри $T_C = 86$ К и Нееля $T_N = 178,5$ К [1 - 3].

Быстроохлажденный диспрозий, исследованный в данной работе, получен методом спиннингования на установке, разработанной на кафедре магнетизма ТвГУ. Расплавленный диспрозий с чистотой не менее 99,9% разливался на быстро вращающийся медный диск,

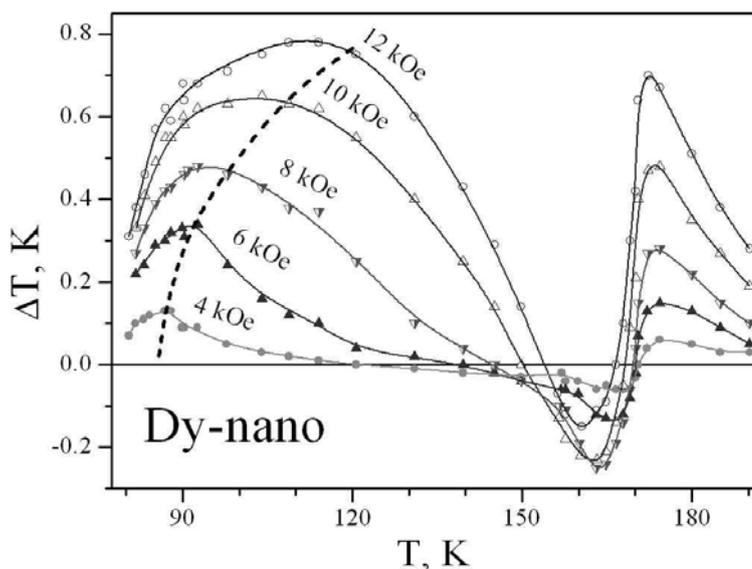


Рис. 1. Температурные зависимости МКЭ Dy.

линейная скорость вращения которого составляла 12 м/с. Размер зерна, определялся контактным методом атомно-силовой микроскопии на шлифованной и протравленной поверхности образца. Измерения МКЭ проводились прямым методом в температурном диапазоне 78-200 К. Образец помещался в контейнер с теплоизоляцией и глубоким вакуумом $\sim 10^{-4}$ мм рт.ст. для минимизации отвода тепла (адиабатическое намагничивание).

Выявлено, что для быстрозакаленного образца размеры кристаллитов лежат в диапазоне 100-200 нм, следовательно, кристаллиты, составляющие массивный образец, являют собой наноразмерные частицы, то есть, образец, подверженный быстрой закалке из жидкой фазы, является нанокристаллическим.

На рис. 1 представлены температурные зависимости МКЭ в полях, 4, 6, 8, 10 и 12 кЭ для быстрозакаленного (нанокристаллического) диспрозия. Можно полагать, что максимум МКЭ в температурном диапазоне 78-130 К соответствует магнитному фазовому переходу ферромагнетик-антиферромагнетик для данного значения магнитного поля. Из рис. 1 видно, что температура максимума МКЭ, как и его величина растет с увеличением поля. Для уточнения значения температуры Кюри мы провели экстраполяцию к нулевому значению поля с помощью уравнения $H = A \cdot (T/T_C - 1)^{1/2}$ ($A = 17,23$ кЭ) и установили, что температура Кюри в нанокристаллическом Dy составляет 83,2 К. Температуру Нееля можно определить как температуру, при которой ΔT принимает нулевое значение в области роста МКЭ с температурой. Видно, что данная температура уменьшается с ростом магнитного поля. Для определения температуры Нееля была также проведена экстраполяция к нулевому полю. Найдено, что температура Нееля в быстрозакаленном Dy составляет 171 К. Таким образом, показано, что температуры магнитных фазовых переходов типа ферромагнетик-антиферромагнетик и антиферромагнетик-парамагнетик, уменьшаются в быстрозакаленном диспрозии по сравнению с поликристаллическим. Уменьшение температуры Нееля составило около 8 К, уменьшение температуры Кюри ~ 2 К.

Существенное изменение температуры Нееля, соответствующей магнитному фазовому переходу типа порядок-беспорядок, в быстрозакаленном диспрозии можно связать с увеличением среди общего числа атомов в кристаллите атомов, находящихся на поверхности кристаллита, и следовательно, имеющих меньшее количество соседних узлов в первой и второй координационных сферах. Увеличение числа поверхностных атомов приводит к уменьшению энергии обменного взаимодействия и, как следствие, уменьшению энергии тепловых колебаний кристаллической решетки, необходимой для разрушения магнитного порядка.

Ранее в нашей работе [4] было показано, что в быстрозакаленном тем же методом гадолинии размер зерна составляет примерно 100 нм, при этом уменьшение T_C (температуры магнитного фазового перехода типа порядок-беспорядок) по сравнению с поликристаллическим гадолинием составляет 7 К. Обобщая наши результаты, можно сделать вывод о том, что быстрая закалка из жидкого состояния позволяет получить тяжелые редкоземельные металлы (РЗМ) в нанокристаллическом состоянии. Так же определено, что наноструктурное состояние приводит к существенному уменьшению температуры магнитного фазового перехода типа порядок-беспорядок в тяжелых РЗМ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ гранты 12-02-31516, 13-02-90628, 13-02-00916.

Литература

1. Darnel F.J., Moore E.P. Crystal Structure of Dysprosium at Low Temperatures. J. Appl. Phys. v. 34 (1963) p. 1337.
2. Никитин С.А. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М.: Издательство Московского университета. 1989.
3. Tishin A.M., Spichcin Y.I. The magnetocaloric effect and its applications. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2003.
4. Звонов А.И., Иванова Т.И., Кошкидько Ю.С., и др. Влияние быстрой закалки на магнитокалорический эффект гадолиния. В сборнике трудов XXII Международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах», Астрахань, 17-21 сентября, (2012) с. 138-141.

АНАЛИЗ МАГНИТОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ МАГНЕТИКОВ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ МЕТОДОМ СЕКСМИТА-ТОМПСОНА

Золотарев Николай Викторович

Студент магистратуры

Тверской государственный университет

физико-технический факультет, Тверь, Россия

E-mail: zolotaryov_n@mail.ru

Определение величины констант магнитокристаллической анизотропии (МКА) является сложной экспериментальной задачей. Для кристаллов с одной выделенной осью симметрии (осью c) Сексмита и Томпсона [1] предложен метод определения величины первых двух констант МКА (K_1 и K_2) по кривой намагничивания в трудном направлении. Этот метод был разработан для одноосных кристаллов с МКА типа «легкая ось».

В данной работе установлено, что метод Сексмита-Томпсона применим для расчета первых двух констант МКА одноосных ферромагнетиков с различными типами МКА. Для тех типов МКА, когда оси, перпендикулярные оси c кристалла, не являются легчайшими, для кривой намагничивания, измеренной в поле $H \perp c$ и перестроенной в координатах « H/I »–« I^2 » (рис. 1),

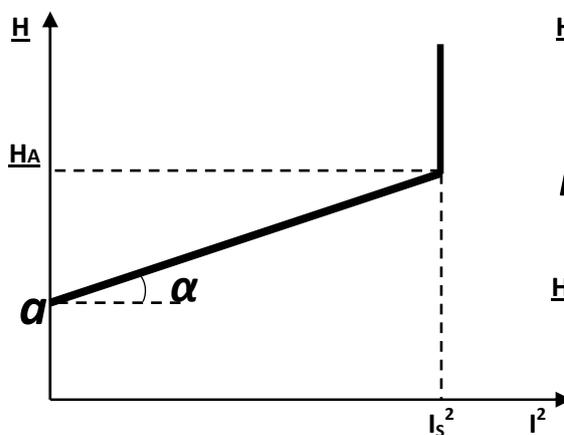


Рис. 1. Кривая намагничивания в магнитном поле $H \perp c$

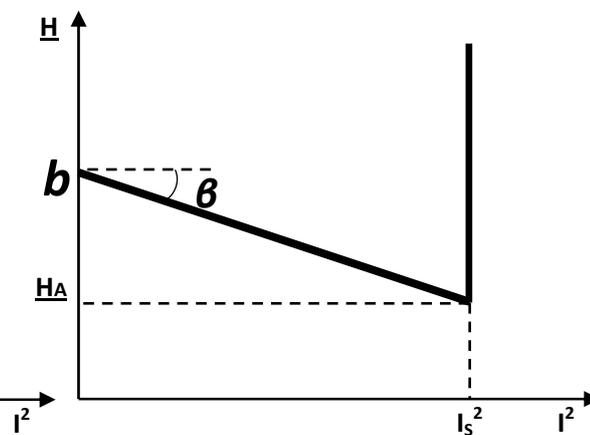


Рис. 2. Кривая намагничивания в магнитном поле $H \parallel c$

справедливы формулы (1). Для тех типов МКА, когда ось c не является легчайшей, для кривой намагничивания в поле $H \parallel c$, перестроенной в координатах « H/I »–« I^2 », справедливы формулы (2).

$$K_1 = \frac{a I_S^2}{2}; \quad K_2 = \frac{\operatorname{tg} \alpha I_S^4}{4}. \quad (1)$$

$$K_1 = -\frac{(b + \operatorname{tg} \beta I_S^2) I_S^2}{2}; \quad K_2 = \frac{\operatorname{tg} \beta I_S^4}{4}. \quad (2)$$

Для одноосных ферромагнетиков с различными типами МКА построены модельные кривые намагничивания вдоль кристаллографической оси c и перпендикулярно ей. Получено хорошее совпадение аналитических расчетов и модельных кривых. Создана компьютерная программа для расчета констант МКА методом Сексмита-Томпсона.

Литература

1. Sucksmith W., Thompson F.R.S., Thompson J.E. The magnetic anisotropy of cobalt // Proceedings of the Royal Society A. 1954. V.225. P.362–375.

УСИЛЕНИЕ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА В МНОГОСЛОЙНОЙ СИСТЕМЕ «НАНОКОМПОЗИТ-ТЕЛЛУРИД ВИСМУТА»**Зыков Георгий Сергеевич***Студент 5-го курса**Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия**E-Mail: V0tum-Separatum@yandex.ru*

Одним из важнейших требований, предъявляемых к материалам для спинтроники, является сочетание полупроводниковых и магнитных свойств в одном материале. В связи с этим исследуются многослойные системы на основе ферромагнитных металлов и полупроводников. В предыдущих работах [1 – 3] показано, что введение полупроводникового слоя приводит к аномальному поведению электрических, магнитных и магнитооптических свойств мультислойных (МС) систем «наноккомпозит — полупроводник» (CoFeZr)-Al₂O₃/Si в области малых толщин кремния, связанному с особенностями формирования интерфейса на границе «ферромагнитная (ФМ) гранула — полупроводник». Было интересно проследить, как меняются свойства интерфейса при замене состава наноккомпозита и полупроводника.

В настоящей работе были исследованы магнитооптические свойства многослойных структур «наноккомпозит—полупроводник» (Co₄₀Fe₄₀B₂₀)_{33,9}(SiO₂)_{66,1}/ [Te₃Bi₂], где в качестве магнитного слоя использовался композит с концентрацией ФМ фазы до порога перколяции. Толщина композита менялась в пределах от 2,70 – 5,52 нм, а толщина прослойки – 0,12 – 1,03 нм с числом бислоев, равным 101. А также проведено сравнение со свойствами многослойного образца без прослойки и объемным образцом.

Данные наноструктуры были изготовлены методом ионно-лучевого напыления. Магнитооптические свойства изучались в геометрии экваториального эффекта Керра (ЭЭК). Измерения спектральных и полевых зависимостей ЭЭК были проведены в диапазоне энергий от 0,5 до 4 эВ, в магнитных полях напряжённостью до 3,0 кЭ.

Спектры ЭЭК для серии многослойных образцов [(Co₄₀Fe₄₀B₂₀)_{33,9}(SiO₂)_{66,1}]/[Te₃Bi₂] приведены на рис.1. Добавление TeBi приводило к существенному возрастанию (почти в три раза) величины ЭЭК, по сравнению с величиной ЭЭК для наноккомпозита. По полевым зависимостям ЭЭК видно (см. рис.2), что при добавлении тонкого слоя полупроводника, мультислойная система становится более магнитомягкой.

Спектры ЭЭК с разной толщиной слоёв существенно отличаются друг от друга по величине, однако их вид в целом соответствует виду спектров для композита (Co₄₀Fe₄₀B₂₀)_z(SiO₂)_{1-z} с различной концентрацией Z. Зависимость величины ЭЭК от толщины полупроводникового слоя носит нелинейный характер: в области малых толщин величина ЭЭК возрастает, а затем постепенно уменьшается (см. вставку рис. 1). Эта кривая коррелирует с зависимостью удельного сопротивления от толщины полупроводникового слоя: максимум ЭЭК совпадает с началом перколяции для удельного сопротивления.

Таким образом, при добавлении теллурида висмута наблюдалось усиление эффекта Керра, и это усиление было максимальным по сравнению с прослойками других составов. Независимо от состава композита, при малых толщинах прослойки обнаруживается увеличение магнитооптического отклика и наблюдается корреляция между толщинными зависимостями магнитооптических и транспортных свойств, связанная с особенностями формирования интерфейса на границе «ФМ гранула — полупроводник» и перколяционным переходом в многослойных структурах.

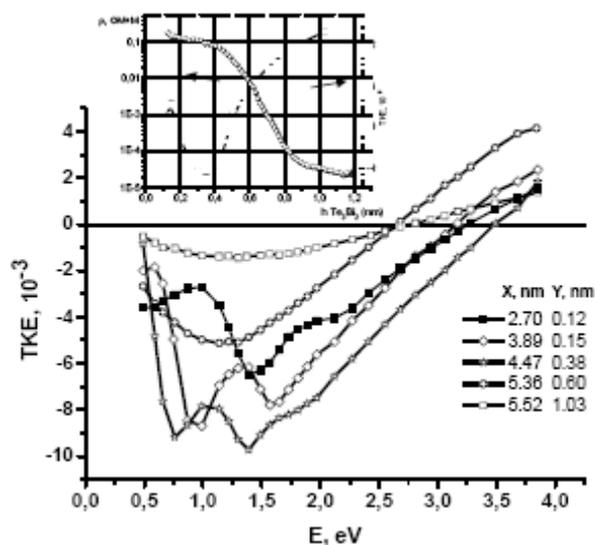


Рис. 1. Спектральные зависимости ЭЭК (transversal Kerr effect, TKE) для многослойных образцов $[(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{33,9}(SiO_2)_{66,1}]$ (X нм) / $[Te_3Bi_2]$ (Y нм) с различной толщиной слоёв. На вставке — зависимости ЭЭК и удельного сопротивления ρ от толщины полупроводникового слоя Te_3Bi_2 .

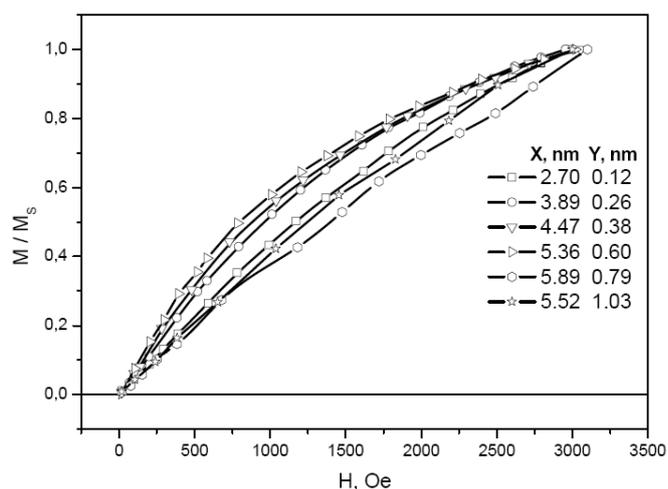


Рис. 2. Полевые зависимости ЭЭК (transversal Kerr effect, TKE) для многослойных образцов $[(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{33,9}(SiO_2)_{66,1}]$ (X нм) / $[Te_3Bi_2]$ (Y нм) с различной толщиной слоёв

1. A. V. Ivanov, Yu. E. Kalinin, et. al. Physics of the Solid State Vol. 51 (2009) p. 2474.
2. E. A. Gan'shina, N. S. Perov, et al. Bulletin of RAS: Physics. Vol. 72 (2008) p. 1455.
3. V. Buravtsova, E. Gan'shina, et al. Solid State Phenomena Vols. 168–169 (2011) p. 533.

Слова благодарности

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Елене Александровне Ганьшиной.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЕВЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ОТКЛИКА НА ПЛАНАРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ЦТС-Ni-Zn ФЕРРИТ

Иванов Павел Николаевич, Полтавский Анестий Семенович,

Карпенков Дмитрий Юрьевич

студент

*Тверской государственной университет,
физико-технический факультет, Тверь, Россия*

E-mail: zelas.d@mail.ru

К магнитоэлектрическим (МЭ) материалам относят такие материалы, которые, в общем случае, обладают магнитным и электрическим упорядочением [1]. Наличие в этих материалах взаимодействующих между собой магнитной и электрической подсистем приводит к различным МЭ эффектам, которые могут быть использованы при решении научных и прикладных задач. Основная причина, сдерживающая широкое применение МЭ материалов, заключается в отсутствии на сегодняшний день эффективных материалов с достаточной величиной МЭ взаимодействия, т.е. взаимодействия между магнитной и электрической подсистемами, и требуемыми магнитными и электрическими свойствами. Синтез перспективных для техники СВЧ МЭ материалов (монокристаллов и

композиционных материалов) позволит создать устройства на их основе, обладающие новыми функциональными возможностями по сравнению с ферритовыми и сегнетоэлектрическими. В последние годы показано, что слоистым композитным структурам, состоящим из чередующихся пьезоэлектрических и магнитоэлектрических слоев, свойствен гигантский магнитоэлектрический (МЭ) эффект, намного превышающий эффект в однофазных материалах [2–4].

В работе были исследованы свойства гетероструктуры, состоящей из 11 чередующихся слоев магнитоактивных и пьезоактивных материалов. В качестве пьезоэлектрического материала были использованы пластины пьезокерамики ЦТС-46. В качестве магнитоэлектрического материала использовались пластины никель-цинкового феррита состава $\text{Ni}_{0,8}\text{Zn}_{0,2}\text{Fe}_2\text{O}_4$. Созданные композиционные керамические гетероструктуры могут рассматриваться как батареи последовательно соединенных конденсаторов из пьезоэлектрической керамики. Каждый пьезоэлемент батареи механически жестко соединен с керамическими магнитоактивными материалами - магнитоэлектрическими ферритами, а вся, в целом, композиционная гетероструктура механически монолитна.

Как видно из графиков (рисунок 1) максимум магнитоэлектрического отклика на образце наблюдается при частоте возбуждающего переменного поля 114 кГц при подмагничивающем поле $H_{DC}=84$ Э и достигает значения $25 \text{ В/см}^2 \cdot \text{Э}$. Экстремальный характер полевой зависимости магнитоэлектрического отклика на гетероструктуре объясняется тем, что величина напряжения на обкладках образца пропорциональна магнитоэлектрической "восприимчивости" (крутизне кривой $\square H$), что в свою очередь сопровождается максимальными деформациями магнитоактивных слоев в переменном возбуждающем поле.

При изменении частоты внешнего переменного магнитного поля наблюдаются резонансы магнитоэлектрического отклика (рисунок 2). Это обусловлено возбуждением собственных акустических колебаний в структуре, что приводит к резонансному возрастанию амплитуды деформаций и, как следствие, к увеличению МЭ сигнала [5].

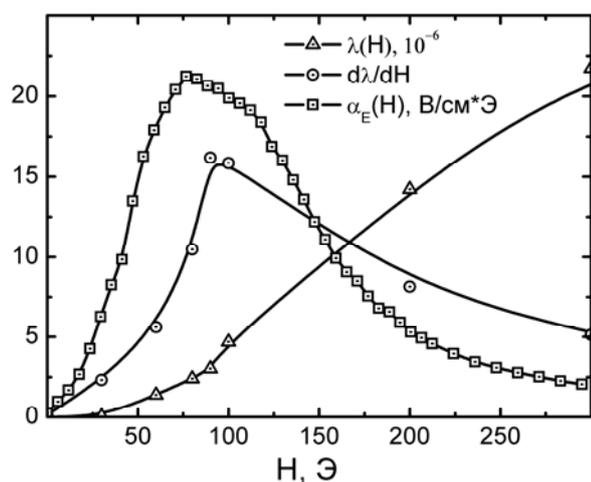


Рисунок 1 - Полевые зависимости магнитоэлектрического отклика, магнитоэлектрической "восприимчивости" и магнитоэлектрического коэффициента преобразования.

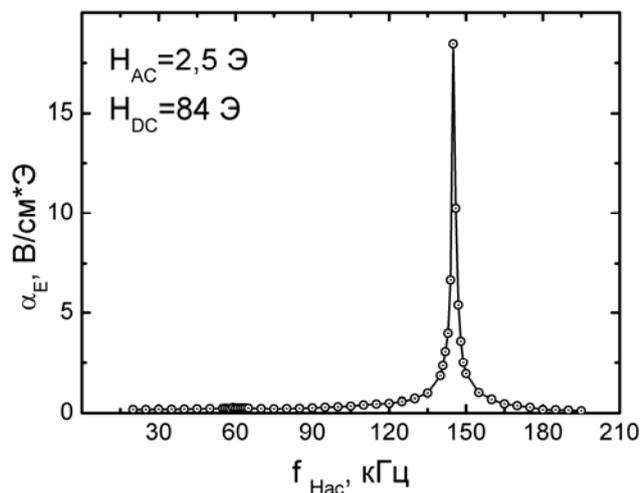


Рисунок 2 - Частотная характеристика магнитоэлектрического отклика

В ходе выполнения исследований были проведены измерения полевых и частотных зависимостей магнитоэлектрического отклика на 11 слоистой гетероструктуре ЦТС - Ni-Zn феррит. Установлен экстремальный характер полевой зависимости коэффициента МЭ преобразования. Измерены полевые зависимости магнитоэлектрической "восприимчивости".

Литература

1. Magnetolectric Interaction Phenomena in Crystals / Eds. A.I. Freeman, H. Schmid. London, N.-Y., Paris, Gordon and Breach. 1975. 228 p.
2. Буш А.А., В.Я. Шкуратов, И.А. Черных, Ю.К. Фетисов Тостопленочные слоистые композитные структуры цирконат-титанат свинца-феррит никеля-цинка: получение методом сеткотрафаретной печати и магнитоэлектрические свойства // Журнал технической физики. - 2010, том 80, №3, стр.69-76.
3. Fetisov Y.K., Bush A.A, Kamentsev K.E., Srinivasan G. Pyroelectric effect in magnetoelctric multilayer composites // Solid State Communacations.-2004 132 319-324
4. Бичурин М.И., Петров В.М., Аверкин С.В., Филиппов А.В. Электромеханический резонанс в магнитоэлектрических слоистых структурах // Физика твердого тела. -2010, том 52, №10, стр. 1975-1980.
5. Филиппов Д.А. Бичурин М.А., Петров В.М. и др. // Письма в ЖТФ. – 2004, том 30, №1 стр. 15-20.

КОНТУР ЛИНИИ НУТАЦИИ ПРОТОЧНОГО ЯДЕРНО - МАГНИТНОГО МАГНИТОМЕТРА

Карсеев Антон Юрьевич

Студент

*Санкт-Петербургский государственный Политехнический университет, радиофизический факультет, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: antonkarseev@gmail.com*

Измерительные приборы, принцип действия которых основан на явлении ядерного магнитного резонанса (ЯМР), нашли различные применений в научных исследованиях и технике [1, 2]. В некоторых случаях, ни какие другие измерители не могут выполнить с заданной точностью те задачи по измерению физических величин, которые решают эти приборы [3].

Современные квантовые магнитометры успешно работают только в полях с индукцией большей 0.025 Тл и относительной неоднородностью, не превышающей нескольких сотых долей процента на сантиметр [1]. В слабых неоднородных полях сигнал ЯМР не наблюдается [1, 2]. В таком случае поля с неоднородностью большей доли процента на сантиметр, а также искусственные поля с индукцией меньше 0.025 Тл не могут быть измерены с помощью современных квантовых магнитометров с необходимой точностью. Одно из решений данной проблемы, а именно измерение таких полей – это использование проточного ЯМР – магнитометра, основанного на методе нутации. Его применение даёт существенный выигрыш в точности.

Метод нутации также даёт возможность производить некоторые оригинальные измерения, недоступные другим методам. Например, измерение градиента модуля индукции магнитного поля с усреднением на расстоянии, составляющем доли миллиметра, исследование топографии магнитного поля без перемещения зонда и т. д.

Точность измерения слабых магнитных полей и их неоднородностей нутационным методом зависит от крутизны контура линии нутации в точках, где амплитуда регистрируемого сигнала ЯМР достигает значения нуля [4]. Эта одна из важнейших задач, которая стоит перед разработчиками нутационных ЯМР магнитометров – это увеличение крутизны контура линии нутации.

В представленной работе рассматривается один из способов повышения крутизны за счет использования двух катушек нутации пространственно разнесенных. Такая конструкция имеет сходство с распространением атомного пучка в атомно лучевой трубке [5]. В технике атомных пучков взаимодействие электромагнитного поля приводит к формированию контура спектральной линии. Ширина спектральной линии $\Delta\nu$ по уровню половины амплитуды оценивается по формуле:

$$\Delta\nu = 1.072 \frac{u_E}{L}$$

где u_E - наиболее вероятная скорость атомов, L - длина области взаимодействия.

На основании этой формулы можно заметить, что, увеличивая область взаимодействия, можно сколь угодно сужать ширину спектральной линии при наблюдении её в атомном пучке. Но осуществить это практически очень сложно, так как трудно создать достаточно однородное магнитное поле в больших объёмах и, кроме того, с ростом области взаимодействия падает интенсивность атомного пучка. Влияние неоднородности магнитного поля приводит к наложению ряда сдвинутых кривых, т.е. к расширению результирующей спектральной линии [1, 5].

Чтобы избежать этого Рамзей создал экспериментальную установку, в которой атомный пучок взаимодействует с высокочастотным полем дважды в двух удалённых областях небольших размеров. В результате этого взаимодействия на вершине резонансной кривой возникает тонкая структура (рис. 1), напоминающая распределение интенсивности при интерференции света квазимонохроматического источника, прошедшего через узкие щели, расположенные на некотором расстоянии друг от друга.

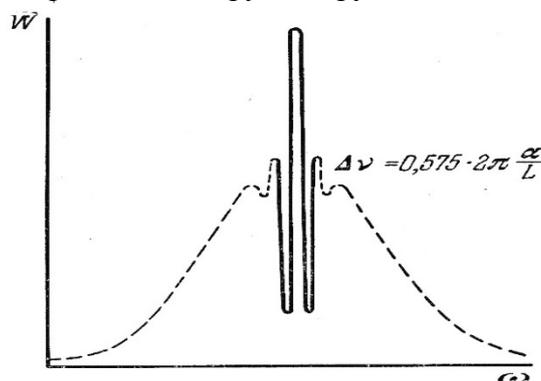


Рис. 1 Форма спектральной линии в установке с разнесенными областями взаимодействия.

Ширина главного максимума в этом случае равна:

$$\Delta\nu = 0.575 \frac{u_E}{L}$$

теперь L – длина промежутка между областями взаимодействия атомов с СВЧ полем. Главным преимуществом этого метода является существенное ослабление требований к однородности магнитного поля в промежутке между областями взаимодействия, что позволяет делать L намного большим, чем область взаимодействия l в методе Раби, и, следовательно, получать более узкую спектральную линию.

На собранной экспериментальной установке по методу Рамзея проточного ЯМР магнитометра были получены контура линии нутации, которые напоминают форму спектральной линии с тонкой структурой. В одном из случаев удалось увеличить крутизну линии нутации в точках обнуления сигнала ЯМР почти в 3 раза по сравнению с классическим вариантом, что позволяет повысить точность измерения слабого неоднородного магнитного поля.

Но проведенный анализ экспериментальных данных и техники проведения эксперимента показал, что хотя и удалось достичь увеличения крутизны, условия проведения эксперимента Рамзея в собранной экспериментальной установке оказались выполнены частично. Этот факт не позволит получить изменение крутизны более чем на порядок и выше, как это было получено на атомных пучках. Для проведения дальнейших исследований необходимо разработать новую конструкцию, в которой будут расположены катушки нутации, так чтобы условия проведения эксперимента Рамзея выполнить более корректно.

Литература

1. М.П. Бородин. Применение явления ядерного магнитного резонанса. СПбГУ, 2003 г. - 316 с.

2. В.Н. Николаева, А.С. Пасина Будущее открывается квантовым ключом. – М.: Химия, 2009 г. – 352 с.
3. Давыдов В.В., Семенов В.В. Нестационарный режим работы нутационных ЯМР расходомеров и магнитометров. Приборы и техника эксперимента, 1999, № 3, с. 151 – 153.
4. Давыдов В.В., Семенов В.В. Нестационарный режим работы нутационных ЯМР расходомеров и магнитометров. Приборы и техника эксперимента, 1999, № 3, с. 151 – 153.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ

Крисина Ирина Сергеевна

студент

*Северо-кавказский федеральный университет,
Институт естественных наук, Ставрополь, Россия*

E-mail: irishechka.26@mail.ru

В настоящее время широкой популярностью пользуются магнитные наноматериалы. Одним из примеров таких сред является магнитная жидкость (феррожидкость), которая представляет собой взвесь магнитных устойчивых к коагуляции наночастиц в некоторой среде. Во многих современных работах, например, [2] указывается, что на макроскопические свойства (намагниченность насыщения, магнитная восприимчивость) таких сред существенное влияние оказывает дисперсный состав, образующих ее частиц.

В результате исследования магнитной жидкости на основе кремнийорганической жидкости ПЭС-3 с магнетитовыми наночастицами оказалось, что при относительно большой магнитной восприимчивости, измеренной в постоянном магнитном поле ($\chi = 1,82$), она обладает достаточно низкой намагниченностью насыщения ($M_\infty = 30,9$ кА/м). Возникло предположение, что объяснить такое несогласие можно на основе предположения о том, что исследованная среда состоит из достаточно больших дисперсных частиц, либо содержит в себе крупные агрегаты, состоящие из относительно небольших наночастиц. Естественно, самым простым решением этой задачи, является прямое наблюдение этих частиц, например, с помощью электронного микроскопа. Однако в нашем распоряжении его не оказалось.

Известно, что магнитная восприимчивость в слабом поле и намагниченность в высоких магнитных полях слабоконцентрированной магнитной жидкости с учетом полидисперсности магнитных наночастиц может быть определена с помощью ланжевеновской модели намагничивания среды[1]:

$$\chi = \frac{\pi\mu_0 M_s M_\infty}{18kT} \cdot \frac{\sum_i f_i d_i^6}{\sum_i f_i d_i^3} \quad (1)$$

$$M = M_\infty - \frac{\mu_0 k T M_\infty}{M_s H} \cdot \frac{1}{\sum_i f_i V_i} \quad (2)$$

Здесь M_s – намагниченность насыщения магнетита, M – намагниченность магнитной жидкости в поле H , f_i – относительное число частиц размером d_i и объемом V_i . Общепринятым считается, что распределение размеров частиц по размерам в магнитной жидкости подчиняется логнормальному распределению $f(x) = \frac{1}{x\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\ln(x)-\mu}{\sigma}\right)^2\right]$, где под x понимается диаметр частицы. Предполагая, что распределение частиц непрерывно, и обозначая:

$$\alpha = \frac{6kTM_\infty}{\mu_0\pi(M_\infty - M)M_s H}, \text{ имеем } \alpha = \int_0^\infty x^3 f(x) dx, \quad (3)$$

$$\beta = \frac{18kT\chi\alpha}{\mu_0\pi M_\infty M_s}, \text{ откуда } \beta = \int_0^\infty x^6 f(x) dx \quad (4)$$

Известно, что моменты логнормального распределения могут быть определены по формуле:

$E[X^k] = \exp\left(k\mu + \frac{k^2\sigma^2}{2}\right)$, $k \in N$. Подставляя их значения в уравнения (3, 4) получаем систему

уравнений относительно μ и σ . Решая его, получим:

$$\begin{cases} \mu = \frac{36 \ln \alpha - 9 \ln \beta}{54}; \\ \sigma = \sqrt{\frac{\ln \frac{\alpha^2}{\beta}}{9}}. \end{cases} \quad (5)$$

Подставляя полученные значения μ и σ в формулу для момента распределения первого порядка ($k=1$), получим величину среднего размера частиц магнитной жидкости.

Проведенный расчет показал, что соответствующая величина имеет значение 31 нм.

Такой размер частиц является достаточно большим, т.к. общепринятым средним размером магнитных наночастиц в магнитной жидкости является 10 нм. Таким образом, полученное значение может быть интерпретировано двояко: либо частицы действительно имеют большой размер, либо они объединены в агрегаты из более мелких частиц.

Литература

1. Диканский Ю.И. К вопросу о магнитогранулометрии в магнитных жидкостях // Магнитная гидродинамика. - 1984. \No 1. С. 123 - 126.
2. R. C. Woodward, J. Heeris, T. G. St. Pierre, M. Saunders, E. P. Gilbert, M. Rutnakornpituk, Q. Zhang and J. S. Rifflee A comparison of methods for the measurement of the particle-size distribution of magnetic nanoparticles // J. Appl. Cryst. -- 2007. -- Vol. 40 P. -- p. 495-500

ПОЛУЧЕНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ МАГНИТНЫХ МИКРОСЕНСОРОВ НА ОСНОВЕ СПИНОВЫХ КЛАПАНОВ Si/Ta/NiFe/Al/NiFe/FeMn/Ta

Куренков Александр Сергеевич

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

Физический факультет, Москва, Россия

KurenkovAlexander@gmail.com

Рассматриваемый в работе тип магнитных датчиков основан на эффекте гигантского магнетосопротивления (ГМС).

ГМС – это квантовомеханический эффект, заключающийся в изменении электрического сопротивления с изменением ориентации магнитных моментов слоёв в многослойной системе. Различная ориентация магнитных моментов слоёв в такого рода системах может быть достигнута путём использования антиферромагнитной связи, слоёв с различной коэрцитивностью или спиновых диодов с обменным смещением.

Так как в данной работе исследуются сенсоры на основе спин-диодных структур, то поясним их устройство. Основой спин-диола (спинового клапана) является связь ферромагнетика (ФМ) и антиферромагнетика (АФМ). Эта связь переориентирует магнитный момент ФМ таким образом, что он уже не совпадает по направлению с внешним полем. При этом магнитный момент другого (магнитомягкого) ФМ, отделённого от системы ФМ-АФМ изолирующим слоем, ориентируется по внешнему полю. При увеличении магнитного поля, растёт и разница в ориентации магнитных моментов, что приводит к увеличению интенсивности рассеяния электронов и росту сопротивления. Именно это позволяет применять спиновые клапаны в магнитных сенсорах, измерения магнитного поля в которых происходит путём простого измерения сопротивления проградированного спин-диола.

Достоинствами сенсоров на основе эффекта ГМС являются высокая чувствительность, малое энергопотребление и малые размеры. Подобные устройства востребованы в различных

областях. Кроме того, возможность создания интегрированной структуры на основе кремниевой технологии позволяет говорить о высокой степени унификации и, в перспективе, низкой стоимости производства сенсоров.

Целью серии экспериментов являлось получение датчиков, оптимизированных для практического применения. Основными требованиями являются стабильность работы, точность и простота интеграции. В соответствии с этим, необходимо добиться повторяемого и стабильного эффекта ГМС, максимального по своей величине. Напыление на готовые микросхемы с разведёнными контактами обеспечивает простоту интеграции.

Экспериментально изменение свойств получаемых спин-диодных структур обеспечивалось изменением условий осаждения, варьированием толщин слоёв, а также геометрических размеров детектора. Так как немаловажным условием для практического применения является низкая стоимость детектора, то в процессе исследований был скорректирован состав напыляемой структуры. Так, в антиферромагнитном слое IrMn, иридий был заменён на железо (FeMn).

Спин-диоды были получены методом магнетронного распыления на магнетроне АТС Orion 5 UHV на базе НИИЯФ МГУ. Контроль толщины полученных структур проводился методом резерфордского обратного рассеяния и системы микроанализа на сканирующем электронном микроскопе Tescan LYRA3 XM.

Литература

1. J. Stöhr, A. Scholl, T. J. Regan « X-Rays Unravel the Puzzle of Exchange Bias» // <http://www-ssrl.slac.stanford.edu/stohr/magneticexchange.htm>.
2. Н.Г. Чеченин «Магнитные наноструктуры и их применение», 2006 М., Изд-во Грант Виктория.
3. П.А. Грюнберг «От спиновых волн к гигантскому магнетосопротивлению и далее» // Успехи физических наук. Декабрь 2008, том 178, № 12, стр. 1349-1358.
4. M. Tondra, D. Wang «High temperature pinning properties of IrMn versus FeMn in spin valves» // J. Vac. Sci. Technol. 1999 г., ЮА 17, 2220.
5. С.А. Душенко, П.Н. Черных, Н.Г. Чеченин «Эффект гигантского магнетосопротивления в системе NiFe/Cu/NiFe/IrMn» // Научная конференция «Ломоносовские чтения», Москва, Апрель 2012.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛА $\text{ErAl}_3(\text{VO}_3)_4$

Куцак Татьяна Владимировна

Студент

*Сибирский Федеральный Университет, ИИФУРЭ,
физический факультет, Красноярск, Россия*

E-mail: tanya71290@yandex.ru

Ион Er^{3+} широко используется как активный ион в твёрдотельных лазерах. Генерация осуществляется на запрещённых по чётности переходах внутри $4f$ оболочки ($f-f$ переходы). Запрещённые $f-f$ переходы частично разрешаются благодаря примешиванию состояний противоположной чётности нецентросимметричными компонентами кристаллического поля. Поэтому как интенсивность, так и магнитооптическая активность этих переходов очень чувствительны к локальному окружению $4f$ ионов.

В настоящей работе проведено исследование температурной зависимости (90 – 293 К) спектров поглощения и магнитного кругового дихроизма (МКД) $f-f$ переходов в кристалле $\text{ErAl}_3(\text{VO}_3)_4$ в видимой области спектра. (На рис. 1 в качестве примера показан спектр МКД одного из переходов.) На основании этих данных получены температурные зависимости парамагнитной магнитооптической активности (МОА) переходов: отношения нулевых моментов полос МКД и поглощения (рис 2).

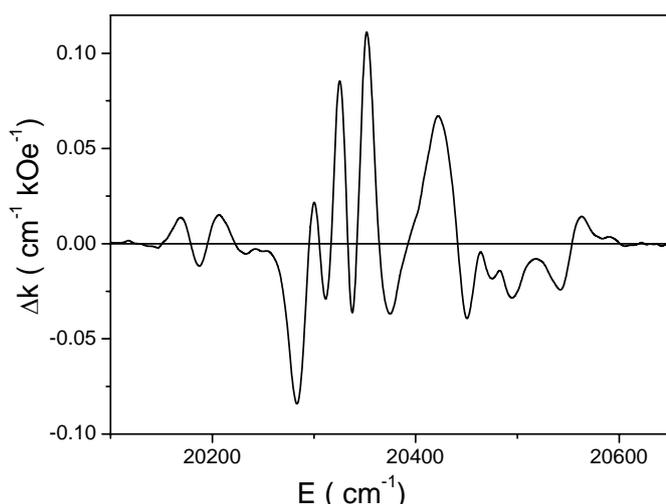


Рис. 1. Спектр МКД перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$ при комнатной температуре.

МОА разрешённых переходов слабо зависит от кристаллического поля и повторяет температурную зависимость магнитной восприимчивости [1], т.е. следует закону Кюри-Вейсса. Совсем иная ситуация наблюдается для запрещённых, $f-f$, переходов (рис. 2). МОА не только отклоняется от закона Кюри-Вейсса, но в некоторых случаях меняет знак с изменением температуры.

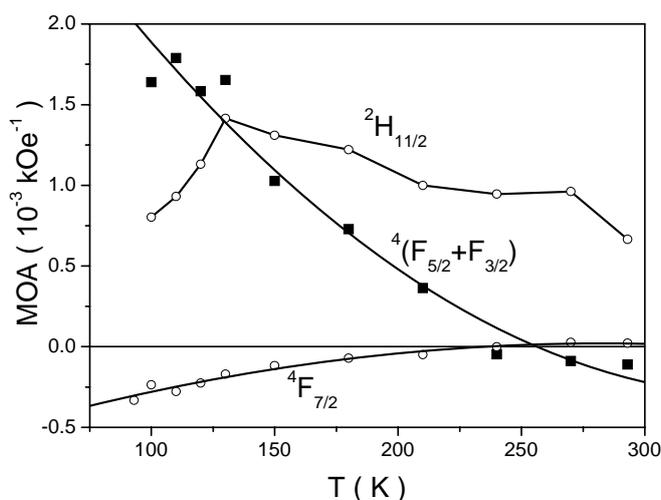


Рис. 2. МОА $f-f$ переходов (на рисунке указаны возбуждённые состояния).

Теория МОА $f-f$ переходов была рассмотрена в [2]. Было показано, что МОА может состоять из нескольких вкладов, которые соответствуют различным примешанным состояниям противоположной четности разрешающим переход также и по полному моменту. В частности, если рассматривать примеси только к возбуждённому состоянию, то:

$$\begin{aligned}
 \text{для примеси } J=13/2: & \quad C = -g(J+1)/2 = -5.1 \\
 \text{для примеси } J=15/2: & \quad C = -g/2 = -0.6 \\
 \text{для примеси } J=17/2: & \quad C = +gJ/2 = +4.5
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Здесь g -фактор и полный момент J относится к основному состоянию ${}^4I_{15/2}$, а МОА (C) даны в единицах $\mu_B H/kT$. Теория справедлива при одинаковой заселённости компонент расщепления основного состояния в кристаллическом поле. Поэтому берём экспериментальные результаты при максимальной, т. е. при комнатной, температуре и находим $C = +2.9, +0.097, -0.84$ для переходов в состояния ${}^2H_{11/2}, {}^4F_{7/2}, {}^4(F_{5/2}+F_{3/2})$, соответственно. Сравнивая эти

результаты с (1), приходим к выводу, что присутствуют все три вклада в разрешение и в МОА рассматриваемых переходов. В случае, когда существует более одного вклада в МОА, температурная зависимость МОА может отклоняться от закона Кюри-Вейсса (рис. 2). Это объясняется тем, что соотношение вкладов в МОА зависит от изменения заселённости компонент расщепления основного состояния кристаллическим полем с изменением температуры.

Литература

1. J.H. Van Vleck, M.H. Hebb, Phys. Rev. 46 (1934) 17.
2. А.В. Малаховский, В.А. Исаченко, А.Л. Сухачев, А. М. Поцелуйко, В.Н. Заблуда, Т.В. Зарубина, И.С. Эдельман. ФТТ 49 (2007) 667.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТ МАГНИТОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ $Dy_{1-x}Nd_xCo_{4,5}Cu_{0,5}$ и $DyCo_{5,2-x}Cu_x$

Лебедев Павел Владимирович

Студент

Тверской государственный университет, физико-технический факультет,

Тверь, Российская Федерация

E-mail: lebedev.pavel.v@mail.ru

Магнитные свойства сплавов $(R',R'')Co_5$ с тяжелыми (R') и легкими (R'') РЗМ, которые применяются для изготовления постоянных магнитов с повышенной температурной стабильностью магнитной индукции, изучены недостаточно.

Установлено, что сплавы $Dy_{1-x}Nd_xCo_{4,5}Cu_{0,5}$ при комнатной температуре обладают анизотропией «легкий конус», а сплавы $DyCo_{5,2-x}Cu_x$ – анизотропией типа «легкая плоскость» [1]. В этих интерметаллидах, также как и в базовых сплавах $NdCo_5$ и $DyCo_5$, при понижении температуры происходят спин-переориентационные переходы типов «легкая ось - легкий конус» и «легкая ось - легкая плоскость», соответственно.

В данной работе определены значения констант магнитокристаллической анизотропии сплавов $DyCo_{5,2-x}Cu_x$ ($x=0,25;0,5;1,0$) и $Dy_{1-x}Nd_xCo_{4,5}Cu_{0,5}$ ($x=0,2;0,4;0,8$) с различным содержанием меди и неодима, соответственно, при высоких температурах. Магнитные измерения проводили на вибрационном магнитометре с температурной приставкой. Образцы для измерений получали из крупных зерен слитков указанных сплавов и придавали им сферическую форму по стандартной методике. Поскольку при комнатной температуре исследуемые сплавы не обладают одноосной анизотропией, то применялась тщательная текстуровка образцов при повышенных температурах, соответствующих области существования анизотропии «легкая ось». При этих же температурах для всех перечисленных составов сплавов были измерены кривые намагничивания вдоль легкого и трудного направлений намагничивания. Результаты магнитных измерений использовались для расчета констант анизотропии K_1 и K_2 с помощью графического перестроения зависимостей $I(H)$ по методу Сексмита-Томсона [2]. Метод основан на модели «вращения жесткого вектора I_S », в которой не учитывается возможность разбиения магнетика на домены и предполагается, что все процессы перемагничивания происходят исключительно за счет поворота вектора намагниченности насыщения I_S во внешнем поле от оси легкого намагничивания (оси C) к направлению внешнего магнитного поля (H).

Для двух групп исследуемых сплавов были рассчитаны значения первой и второй констант анизотропии при температурах, превышающих средние значения температур спиновой переориентации. Построены зависимости первой и второй константы анизотропии сплавов $DyCo_{5,2-x}Cu_x$ от содержания меди и аналогичные зависимости сплавов $Dy_{1-x}Nd_xCo_{4,5}Cu_{0,5}$ от содержания неодима.

Литература

1. О.Б.Дегтева, А.Г.Пастушенков, Н.П.Скоков, А.Ю.Соколов. Магнитные свойства, доменная структура и особенности спонтанных спин-ориентационных переходов сплавов

- Dy_{1-x}Nd_xCo_{4.5}Cu_{0.5}. // Горный информационно-аналитический бюллетень. Отдельный выпуск
1. Функциональные металлические материалы. Сырьевая база, магнитные материалы и системы. – М.: Издательство Московского государственного горного университета – 2007. – № ОВ1. С.392–403.
2. Sucksmith W., Thompson F.R.S., Thompson J.E. The magnetic anisotropy of cobalt // Proceedings of the Royal Society A. 1954. V.225. P.362–375.

УСИЛЕНИЕ ЭФФЕКТА ОБМЕННОГО СМЕЩЕНИЯ В СТРУКТУРАХ NiFe/IrMn, IrMn/NiFe и NiFe/IrMn/NiFe С РАЗНОЙ ТОЛЩИНОЙ АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО СЛОЯ

Медведева С.С.¹, Джунь И.О.²

Студент¹, Аспирант²

¹Балтийский Федеральный Университет имени Иммануила Канта,
физико-технический институт, Калининград, Россия

²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына

E-mail: smedvedeva@innopark.kantiana.ru

Явление обменного смещения известно уже более 50 лет и связано с обменным взаимодействием, возникающим на границе между ферромагнитным (ФМ) и антиферромагнитным (АФ) материалом [7, 8]. Обменное смещение проявляется в виде смещения петли гистерезиса относительно нулевого значения внешнего магнитного поля.

Несмотря на большое количество опубликованных экспериментальных и теоретических работ, содержащих результаты исследования эффекта обменного смещения в различных структурах, это явление до сих пор не изучено до конца и вызывает большой научный интерес [например, 3, 4, 9]. Не меньший интерес представляет данное явление и с практической точки зрения. На сегодняшний день широкое применение нашли, например, считывающие головки на основе спин-вентильных структур, используемые в жестких дисках [1, 5, 6]. Классическая спин-вентильная структура состоит из свободного слоя (ФМ), разделительного слоя (электропроводящего), закрепленного слоя (ФМ) и обменного слоя (АФ). Характеристики считывающих головок зависят от магнитных свойств спин-вентильной структуры, а качество ее работы, в частности, от величины поля обменного смещения. Изучение путей усиления эффекта обменного смещения является одной из важных исследовательских задач на сегодняшний день. Для решения такой задачи удобно использовать двуслойные структуры ФМ/АФ. В последнее время все больший интерес представляет влияние порядка осаждения слоев на величину поля обменного смещения. Для таких исследований используют также двухслойные структуры с альтернативным порядком осаждения слоев – типа АФ/ФМ, а также трехслойные системы ФМ/АФ/ФМ. Последние представляют собой структуру, включающую одновременно интерфейсы двух типов [2, 10].

Экспериментальные образцы, исследуемые в данной работе, были получены методом магнетронного напыления на установке АТС ORION-5 (AJA INTERNATIONAL). Напыление производилось в атмосфере аргона при давлении $3 \cdot 10^{-3}$ Торр на подложку из монокристаллического кремния. В процессе осаждения структур в плоскости подложки было приложено магнитное поле величиной 420 Э для формирования однонаправленной анизотропии или анизотропии типа легкая ось. Нами были получены двуслойные структуры, отличающиеся порядком осаждения слоев: ФМ/АФ и АФ/ФМ; а также трехслойные структуры ФМ/АФ/ФМ. В качестве АФ слоя использовали IrMn толщиной 10, 20, 30, 40, 50 нм. В качестве ФМ слоя был выбран FeNi, его толщина составляла 10 нм.

Магнитные свойства исследуемых образцов измерялись на вибрационном магнитометре фирмы LakeShore (System 7404). Для всех образцов были измерены петли гистерезиса в плоскости пленки при различной ориентации оси легкого намагничивания (ОЛН) образца относительно направления внешнего магнитного поля: 0, 45, 90, 135, 180, 225, 270, 315 градусов.

По полученным данным были оценены величины поля смещения, H_{eb} , и коэрцитивной силы, H_C , и проанализированы их зависимости от толщины АФ слоя. На рисунке 1 представлены графики зависимости H_{eb} и H_C от толщины АФ слоя, t , для измерений, проведенных при ориентации внешнего магнитного поля параллельно ОЛН образцов.

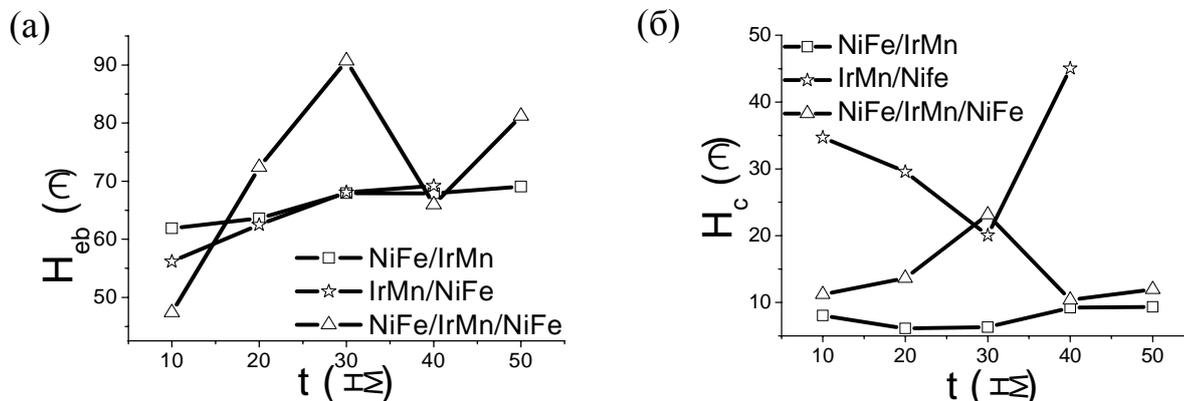


Рисунок 1. Зависимость (а) поля обменного смещения и (б) коэрцитивной силы от толщины АФ слоя для двуслойных структур с разным порядком осаждения слоев ФМ/АФ и АФ/ФМ и трехслойной структуры ФМ/АФ/ФМ.

На рисунке 1(а) видно, что поле смещения для двуслойных структур растет с увеличением толщины АФ слоя. Для структуры NiFe/IrMn/NiFe поле обменного смещения достигает максимального значения при толщине АФ слоя 30 нм. Минимальное значение поля обменного смещения для структур всех трех типов соответствует минимальному значению толщины АФ слоя 10 нм.

На рисунке 2(б) видно, что значение коэрцитивной силы для трехслойной структуры достигает своего максимума при толщине АФ слоя 30 нм, в то время как для структуры IrMn/NiFe при данной толщине АФ слоя наблюдается минимальное значение коэрцитивной силы. Для структур NiFe/IrMn минимальное значение коэрцитивной силы соответствует толщине АФ слоя 20-30 нм. Толщина АФ слоя 40 нм для структуры NiFe/IrMn/NiFe соответствует минимальному значению коэрцитивной силы, а для двуслойных структур двух типов – наибольшему значению.

Сравнительный анализ полученных на рисунках 1(а) и 1(б) зависимостей позволяет заключить, что добавление второго ФМ слоя приводит, в целом, к увеличению значений обменного смещения и уменьшению значений коэрцитивной силы. Трехслойные структуры при тех же толщинах АФ слоя, что и в структурах типа ФМ/АФ и АФ/ФМ обладают большим полем обменного смещения, а, значит, использование таких структур с практической точки зрения является наиболее перспективным. Кроме того, для структур NiFe/IrMn/NiFe определено оптимальное значение толщины АФ слоя – 30 нм. При данной толщине наблюдается максимум поля обменного смещения.

Литература

- Ennen I., Albon C., A. Weddemann et al., Acta Phys. Polonica, 121, 2, 420-425 (2012).
- Jung HS., Doyle WD., Fujiwara H. et al., J. Appl. Phys., 91, 10, 6899-6901 (2002).
- Laureti S., Peddis D, L. Del Bianco et al., J. Magn. Magn. Mater., 324, 21, 3503-3507 (2012).
- Laureti S., Suck Sarah Y., Haas Helge et al., Phys. Rev. Lett., 108, 7, 077205 (2012).
- Maqableh Mazin M., Huang Xiaobo et al., Nano Letters, 12, 8, 4102-4109 (2012).
- Marquina C., de Teresa J. M. et al., J. Magn. Magn. Mater., 324, 21, 3495-3498 (2012).
- Meiklejohn W. H. and Bean C. P., Phys. Rev. 102, 1413 (1956).
- Noguers J., Sort J., Langlais V., Skumryev V., Surinach S. et al., Phys. Rep. 422, 65 (2005).
- Sinova J., Zutic I, Nature Materials 11, 5, 368-371 (2012).
- Xu Feng, Liao Zhiqin, Huang Qijun, et al., IEEE Trans. Magn., 47, 3486-3489 (2011).

АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В НАНОКОМПОЗИТАХ $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{Al-O})_{1-x}$

Меттус Д. Е., Михайловский Ю. О.

Студент, аспирант

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: mikhaylovskiy.yuriy@gmail.com

В последние годы достигнут определенный прогресс в понимании механизмов аномального эффекта Холла (АЭХ) в однородных ферромагнитных металлах и металлических сплавах [1], но, тем не менее, поведение АЭХ в высокорезистивных системах, будь то гранулированные сплавы “ферромагнитный металл-диэлектрик” [2], сплавы Гейслера [3] или пленки магнетита (см. [1]), не нашло адекватного объяснения. Наиболее ярким примером противоречий современной теории АЭХ с экспериментом является обнаруженный в 1995 г. [2] гигантский эффект Холла в наногранулированных сплавах “ферромагнитный металл-диэлектрик”, также называемых нанокompозитами или герметами. Суть эффекта состоит в том, что при постепенном уменьшении концентрации ферромагнитного металла сопротивление Холла в пленках нанокompозитов увеличивается и при приближении к порогу перколяции резко возрастает, при этом сопротивление АЭХ на 3-4 порядка величины превышает сопротивление АЭХ исходного чистого металла.

В данной работе приводятся экспериментальные данные о намагниченности, сопротивлении, магнитосопротивлении, сопротивлении Холла в нанокompозитах $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{Al-O})_{1-x}$ типа “аморфный ферромагнитный металл-диэлектрик” при комнатной температуре. Выбор такой сравнительно новой системы связан с выяснением механизмов усиления АЭХ в нанокompозитах.

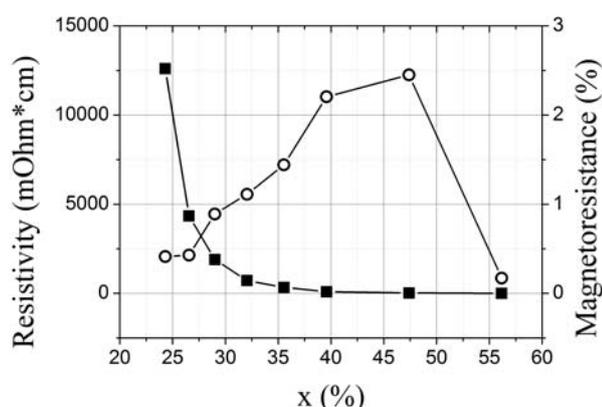


Рис.1 Зависимость сопротивления (чёрные квадраты) и магнитосопротивления (белые круги) от концентрации металла

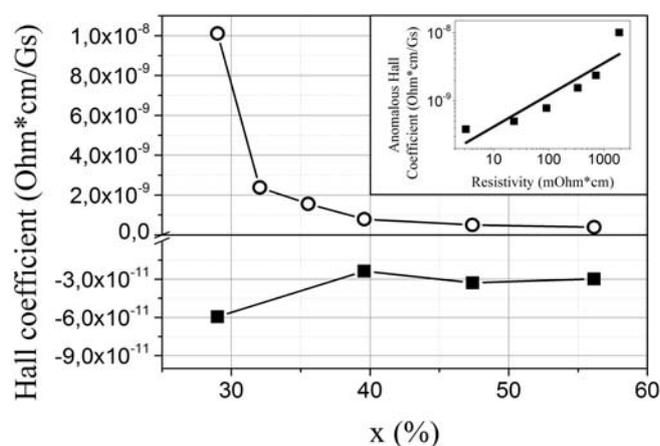


Рис.2 Зависимость константы НЭХ (чёрные квадраты) и константы АЭХ (белые круги) от концентрации металла. На вставке зависимость константы АЭХ от сопротивления

Сопротивление (Рис.1) монотонно возрастает при уменьшении доли металла, что очевидно связано с увеличением средней толщины диэлектрической прослойки. Интересно поведение магнитосопротивления (Рис.1), оно оказалось достаточно большим (до 4% в поле 1,5 Тл) и существует для широкого диапазона составов. Это соответствует данным о микроструктуре сплавов и данным по намагниченности. Действительно, туннельный тип магнитосопротивления существует только в том случае, если магнитные моменты гранул в отсутствии поля разориентированы и только тогда, когда барьер между гранулами имеет

сравнительно малую по сравнению со спин-диффузионной длиной толщину. Следовательно, магнитосопротивление должно стремиться к нулевому значению при $x > 0.6$ (магнитные моменты соседних гранул практически параллельны) и при $x < 0.2$ (толщина зазора больше размера гранул), достигая максимального значения в середине этого концентрационного интервала. Принято считать, что туннельное магнитосопротивление максимально вблизи порога перколяции, но в данном случае, когда максимум магнитосопротивления наблюдается при $x \sim 0.5$, система не проявляет перколяционного поведения, что хорошо видно из данных по сопротивлению.

На Рис.2 представлены концентрационные зависимости констант АЭХ и НЭХ, а на вставке зависимость константы АЭХ от сопротивления. При изменении x от 0.56 до 0.3 константа АЭХ возрастает в 26 раз, тогда как константа НЭХ только в 2 раза. Таким образом, усиление НЭХ и АЭХ в нанокompозитах имеет разные причины, и, как во всех известных случаях, усиление НЭХ выражено значительно слабее, чем АЭХ.

Согласно вставке на Рис.2 $R_x \sim \rho^m$, где $m = 0,46 \pm 0,1$. Полученная корреляция относится только к концентрационным зависимостям. В случае прыжковой проводимости в модели Миллера – Абрахамса, то есть при активационном типе проводимости, в работе [4] получено для концентрационных зависимостей $m=0.5$, что достаточно близко к нашим экспериментальным данным.

Таким образом, нам представляется, что природа гигантского АЭХ в перколяционных системах связана как с размерным эффектом, так и с уменьшением эффективного числа носителей при приближении к переходу металл-диэлектрик. Шунтирующее действие металлических гранул и каналов протекания приводит к тому, что носители тока вынуждены многократно рассеиваться внутри гранул и на ее поверхности, что и приводит к усилению АЭХ. Если гранулы имеют размер наномасштаба, то процесс переноса носит прыжковый характер, который может приводить к разным зависимостям холловской проводимости от обычной проводимости, не имеющим универсального характера.

Литература

- [1] N.Nagaosa, J.Sinova, S.Onoda et al., Rev. Mod. Phys. 82, 1539 (2010)
- [2] A. Pakhomov, X. Yan, B. Zhao, Appl. Phys. Lett. 67, 3497 (1995)
- [3] А. Б. Грановский, В.Н. Прудников, А.П. Казаков и др., ЖЭТФ ЖЭТФ 142 (5) , 916-927 (2012)
- [4] А.В. Ведяев, А.Б. Грановский ФТТ 28, 2310 (1986)

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИКРИСТАЛЛА СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА

Fe₄₈Mn₂₄Ga₂₈

Новиков А.И.

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: autobus677@gmail.com

Известно, что сплавы Гейслера Fe₄₈Mn₂₄Ga₂₈ могут претерпевать мартенситный переход, в результате которого вместо высокотемпературной парамагнитной аустенитной фазы образуется ферромагнитная мартенситная фаза.

В ходе работы проводились магнитооптические исследования поликристалла Fe₄₈Mn₂₄Ga₂₈, полученного методом индукционной плавки в атмосфере аргона. Была произведена горячая прокатка при 1273 K с последующим отжигом при 1273 K в течение 168 ч [1].

Магнитооптические свойства изучались в геометрии экваториального эффекта Керра (ЭЭК). Измерения спектральных, полевых и температурных зависимостей ЭЭК были проведены в диапазоне энергий от 0,5 до 4 эВ, в полях напряжённостью до 3 кЭ и в области температур от 30 до 300 K.

На рис. 1 приведены температурные зависимости ЭЭК, измеренные в магнитных полях напряжённостью 600 Э и 2,8 кЭ (см. вставку) при фиксированной энергии падающего света 2,81 эВ. В области температур мартенситного перехода (90 — 260 K) в поле напряжённостью 600 Э наблюдается гистерезис ЭЭК. Гистерезис практически полностью подавляется в полях напряжённостью 3 кЭ.

Интересно отметить, что ход температурных зависимостей ЭЭК в области гистерезиса не совпадает с ходом зависимостей намагниченности, представленных в [1] и [2]. Это различие можно объяснить особенностями магнитооптических свойств

композитных сред, состоящих из ферромагнитных включений в диэлектрическую или полупроводниковую матрицу. В подобных композитах намагниченность пропорциональна концентрации ферромагнитной фазы, тогда как магнитооптический отклик имеет немонокотонную зависимость от концентрации с максимумом в области порога перколяции. В исследуемом сплаве $Fe_{48}Mn_{24}Ga_{28}$ при 300 K ферромагнитные включения мартенситной фазы изолированы друг от друга, их мало и большая их часть уже намагничивается в поле 600 Э. С понижением температуры количество включений мартенсита линейно увеличивается, они продолжают намагничиваться в слабом поле, поэтому сигнал ЭЭК и намагниченность растут с концентрацией мартенсита. При дальнейшем понижении температуры (от 200 K) согласно измерениям сопротивления в образце происходит перколяционный переход и начинается резкий рост мартенситной фазы [1]. Возникновением крупных частиц с большой магнитной анизотропией можно объяснить, с одной стороны, рост намагниченности, а с другой стороны, падение величины ЭЭК в малых полях и её насыщение в больших полях.

На рис. 2 показаны полевые зависимости величины ЭЭК при различных температурах, отражающие полевую зависимость намагниченности поверхностного слоя. Полевые зависимости величины ЭЭК не идентичны начальным кривым петель гистерезиса, представленным в [1] и [2], что может быть связано с различной микромагнитной структурой поверхности и объёма.

На рис. 3 приведено сравнение спектральных зависимостей ЭЭК для поликристалла $Fe_{48}Mn_{24}Ga_{28}$ при различных температурах и спектра тонкой плёнки Ni_2MnGa [3]. Спектральные профили ЭЭК, полученные при 300, 130 и 55 K, почти совпадают, отличаясь лишь амплитудой.

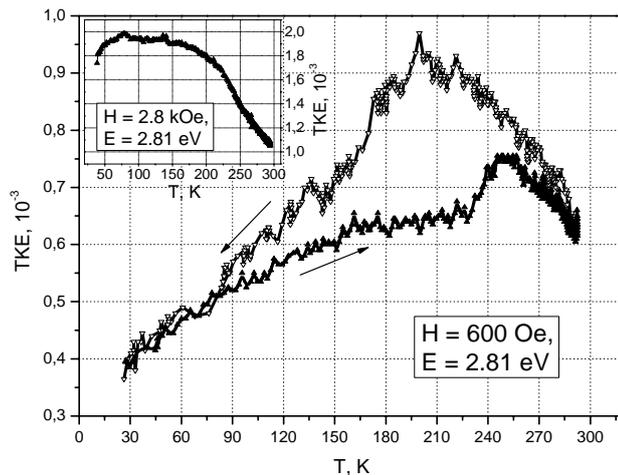


Рис. 1. Температурные зависимости ЭЭК (*transversal Kerr effect, TKE*) в поле 600 Э и 2,8 кЭ (вставка).

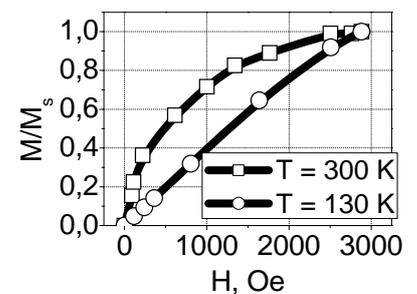


Рис. 2. Полевые зависимости ЭЭК при температурах 300 K и 130 K.

Хотя спектр поликристалла $\text{Fe}_{48}\text{Mn}_{24}\text{Ga}_{28}$ имеет достаточно гладкий характер, в нём можно выделить два максимума, при энергиях падающего света 1 эВ и 3,5 эВ.

Сравнивая спектры $\text{Fe}_{48}\text{Mn}_{24}\text{Ga}_{28}$ и Ni_2MnGa , можно сделать вывод, что переходы с энергиями в диапазоне 1 — 1,4 эВ проявляются в обоих рассмотренных сплавах Гейслера. В более высокоэнергетичной области спектры существенно различаются, ЭЗК для плёнки Ni_2MnGa в районе 3 эВ имеет отрицательный пик. Подобные отрицательные пики были обнаружены и в спектрах ЭЗК для Ni_2MnIn [4]. Так как наиболее интенсивные пики в оптических и

магнитооптических спектрах сплавов Гейслера (см., например, [5]) главным образом связываются с переходами между d -уровнями различных переходных металлов, гибридизированных с s - и p -уровнями, то вид спектров должен в значительной степени меняться при изменении состава сплава.

Отрицательный пик при $E \sim 3$ эВ, наблюдался только в сплавах Гейслера, содержащих ионы Ni и Mn, поэтому его присутствие можно объяснить переходами между $3d$ -уровнями никеля и $3d$ -уровнями марганца. И он исчезает при замене никеля на железо.

Литература

1. V. V. Khovaylo, T. Omori, X. Xu, R. Kainuma, A. P. Kazakov, V. N. Prudnikov, E. A. Gan'shina, A. I. Novikov, D. E. Mettus, A. B. Granovsky, Phys. Rev. B. (submitted to).
2. Д. Е. Меттус, А. П. Казаков. Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2012». Секция «Физика». Сборник тезисов, с. 298 (2012).
3. A. Novikov, E. Gan'shina, A. Granovsky, A. Zhukov and V. Chernenko. Solid State Phenomena, 190 (2012), 335–338.
4. Y. V. Kudryavtsev, Y. P. Lee, J. Y. Rhee, Phys. Rev. B 69, 195104 (2004).
5. S. Picozzi, A. Continenza and A. J. Freeman, J. Phys. D: Appl. Phys. 39, 851(2006).

Слова благодарности

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Елене Александровне Ганьшиной, а также сотрудникам и студентам лаборатории магнитных измерений кафедры магнетизма физического факультета МГУ.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭФФЕКТЫ СПИНОВОЙ СИСТЕМЫ В МОДЕЛИ ГЕЙЗЕНБЕРГА

Нухов А.К., Мусаев Г.М., Фадель Х.К.

Старший преподаватель

*Дагестанский государственный университет, физический факультет, Махачкала, Россия
nukhov1984@mail.ru*

При изучении магнитных свойств наноструктур, сверхрешёток и интерфейсов привлекает внимание учёт поверхностной энергии. В работе [1] рассмотрено влияние поверхностной энергии в классической теории спиновых на примере ферромагнитного кристалла, и

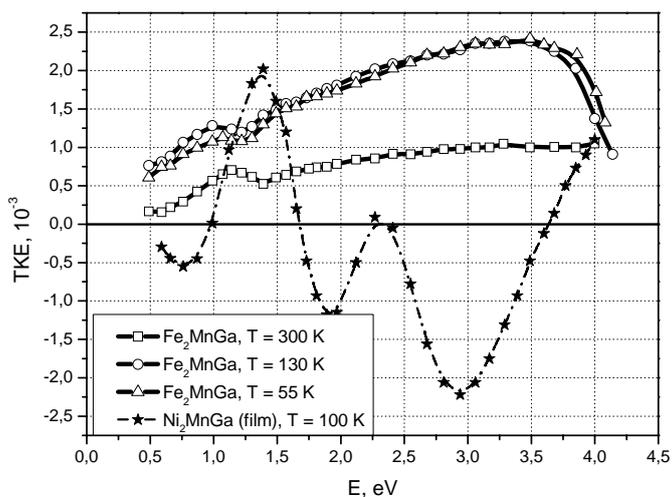


Рис. 3. Спектральные зависимости ЭЗК поликристалла $\text{Fe}_{48}\text{Mn}_{24}\text{Ga}_{28}$ при различных температурах в сравнении со спектром тонкой плёнки Ni_2MnGa .

показано, что учёт локальной геометрии поверхности приводит к затуханию спиновых волн. В работах [2,3] рассмотрены вопросы, связанные с наличием свободной поверхности и её влияние на различные свойства модели Изинга и Гейзенберга. При теоретическом исследовании модели Гейзенберга возникают значительные математические трудности и авторы используют феноменологический подход или численные методы. В данной работе произведён вывод микроскопического гамильтониана Гейзенберга с учетом поверхностной энергии для кристалла, в узлах f и f' которого находятся с незамкнутым и локальным слоем электронные оболочки с z электронами в каждом.

Спиновый Гамильтониан такой системы \hat{H} , может быть записан [4] в виде:

$$\hat{H} = \sum_{\left(\begin{smallmatrix} f, \lambda \\ f', \lambda' \end{smallmatrix} \right)} L(f, \lambda; f', \lambda') \hat{a}_{f\lambda\sigma}^+ \hat{a}_{f'\lambda'\sigma} + \frac{1}{2} \sum_{\left(\begin{smallmatrix} f_1\lambda_1; f_2\lambda_2 \\ f'_1\lambda'_1; f'_2\lambda'_2 \end{smallmatrix} \right)} F(f_1, \lambda_1; f_2, \lambda_2; f'_1, \lambda'_1; f'_2, \lambda'_2) \hat{a}_{f_1\lambda_1\sigma_1}^+ \hat{a}_{f_2\lambda_2\sigma_2}^+ \hat{a}_{f'_1\lambda'_1\sigma'_1} \hat{a}_{f'_2\lambda'_2\sigma'_2} \quad (1)$$

где λ, λ' - орбитальные состояния электронов, σ - спиновое квантовое число ($\sigma = 1/2$)

Если пренебречь переходами между различными орбитальными состояниями электронов и образованием полярных связей, условие гомеоплярности:

$$\sum_{\sigma} \hat{a}_{f\lambda\sigma}^+ \hat{a}_{f\lambda\sigma} = 1 \quad (\lambda = \lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_z) \quad (2)$$

даёт
$$\hat{H} = \varepsilon_0 + \frac{1}{2} \sum_{(f_1\lambda_1 \neq f_2\lambda_2)} A(f_1, \lambda_1; f_2, \lambda_2) \hat{a}_{f_1\lambda_1\sigma_1}^+ \hat{a}_{f_1\lambda_1\sigma_2} \hat{a}_{f_2\lambda_2\sigma_2}^+ \hat{a}_{f_2\lambda_2\sigma_1} \quad (3),$$

где $\varepsilon_0 = \sum_{f, \lambda, \sigma} L(f, \lambda; f', \lambda') \hat{a}_{f\lambda\sigma}^+ \hat{a}_{f'\lambda'\sigma}$ - энергия основного состояния.

$A(f_1, \lambda_1; f_2, \lambda_2) = F(f_1, \lambda_1; f_2, \lambda_2; f'_1, \lambda'_1; f'_2, \lambda'_2)$ - обменный интеграл между состояниями $f_1\lambda_1$ и $f_2\lambda_2$. Дополнительный оператор энергии \hat{H}_S вводится в (1) при учёте конечных размеров системы (поверхности кристалла)

$$\hat{H} = \hat{H}_V + \hat{H}_S \quad (4)$$

По аналогии с (3) имеем:

$$\hat{H}_S = \varepsilon_{0S} - \frac{1}{2} \sum'_{(\varphi_1 l_1 \neq \varphi_2 l_2)} A(\varphi_1, l_1; \varphi_2, l_2) \hat{b}_{\varphi_1 l_1 \sigma_1}^+ \hat{b}_{\varphi_1 l_1 \sigma_2} \hat{b}_{\varphi_2 l_2 \sigma_2}^+ \hat{b}_{\varphi_2 l_2 \sigma_1} \quad (5)$$

Гамильтониан (5) учитывает основное состояние и взаимодействия только поверхностных ферромагнетонов (S-магнетонов, SS – взаимодействие). Кроме того, имеется SV – взаимодействие, тогда:

$$\hat{H} = \hat{H}_V + \hat{H}_S + \hat{H}_{SV} + \hat{H}_{VS} + \tilde{H} \quad (6)$$

Где \hat{H}_{SV} и \hat{H}_{VS} операторы SV и VS взаимодействия, которые можно записать в виде:

$$\hat{H}_{VS}^2 = \frac{1}{2} \sum_{\left(\begin{smallmatrix} f_1, \lambda_1; f_2, \lambda_2 \\ \varphi_1, l_1; \varphi_2, l_2 \end{smallmatrix} \right)} F_{VS}(f_1, \lambda_1; f_2, \lambda_2; \varphi_1, l_1; \varphi_2, l_2) \hat{a}_{f_1\lambda_1\sigma_1}^+ \hat{a}_{f_2\lambda_2\sigma_2}^+ \hat{b}_{\varphi_2 l_2 \sigma_2} \hat{b}_{\varphi_1 l_1 \sigma_1} \quad (7a)$$

$$\hat{H}_{SV}^2 = \frac{1}{2} \sum_{\left(\begin{smallmatrix} \varphi_1, l_1; \varphi_2, l_2 \\ f_1, \lambda_1; f_2, \lambda_2 \end{smallmatrix} \right)} F_{SV}(\varphi_1, l_1; \varphi_2, l_2; f_1, \lambda_1; f_2, \lambda_2) \hat{b}_{\varphi_1 l_1 \sigma_1}^+ \hat{b}_{\varphi_2 l_2 \sigma_2}^+ \hat{a}_{f_2\lambda_2\sigma_2} \hat{a}_{f_1\lambda_1\sigma_1} \quad (7b)$$

$$\hat{H}_{VS}^1 = \frac{1}{2} \sum_{\left(\begin{smallmatrix} f, \lambda \\ \varphi, l \end{smallmatrix} \right)} L_{VS}(f, \lambda; \varphi, l) \hat{a}_{f\lambda\sigma}^+ \hat{b}_{\varphi l \sigma}, \quad \hat{H}_{SV}^1 = \frac{1}{2} \sum_{\left(\begin{smallmatrix} \varphi, l \\ f, \lambda \end{smallmatrix} \right)} L_{SV}(\varphi, l; f, \lambda) \hat{b}_{\varphi l \sigma}^+ \hat{a}_{f\lambda\sigma} \quad (8)$$

$$\hat{H}_{VS} = \hat{H}_{VS}^1 + \hat{H}_{VS}^2, \quad \hat{H}_{SV} = \hat{H}_{SV}^1 + \hat{H}_{SV}^2 \quad (9)$$

($f\lambda$) избранное обозначение для V , (φl) избранное обозначение для S .

Условие поверхностной гомеоплярности: $\sum_{\sigma} \hat{b}_{\varphi l \sigma}^+ \hat{b}_{\varphi l \sigma} = 1 \quad (l = l_1, l_2, \dots, l_z)$ (10)

Надо учесть, что здесь $f \neq \varphi$ ($f_1, f_2 \neq \varphi_1, \varphi_2$). Вообще говоря (7a,b) необходимо дополнить интерференционными членами: $(\hat{H}_2 = \hat{H}_1^+) \hat{H} = \hat{H}_1 + \hat{H}_2$

$$\hat{H}_1 = \frac{1}{2} \sum_{\left(\begin{matrix} f_1, \lambda_1; f_2, \lambda_2 \\ \varphi_1, l_1; \varphi_2, l_2 \\ \sigma_1, \sigma_2 \end{matrix} \right)} \tilde{F}_1(f_1, \lambda_1; \varphi_2, l_2; f_2, \lambda_2; \varphi_1, l_1; \hat{a}_{f_1 \lambda_1 \sigma_1}^+ \hat{b}_{\varphi_2 l_2 \sigma_2}^+ \hat{a}_{f_2 \lambda_2 \sigma_2} \hat{b}_{\varphi_1 l_1 \sigma_1}) \quad (11)$$

Здесь предполагается, что \hat{a}^+, \hat{a} и \hat{b}^+, \hat{b} обычные полевые бозе-операторы коммутирующие между собой, так как поверхностные и объёмные состояния (волновые функции) различаются и соответствующие операторы, действующие на эти состояния должны коммутировать.

Проводим преобразование Боголюбова и рассматриваем отдельно узлы поверхности и объёма. Для H_V и H_S получаем следующие выражения:

$$\hat{H}_V = U_{0V} - \sum_{(f_1, \lambda_1 \neq f_2, \lambda_2)} A_V(f_1, \lambda_1; f_2, \lambda_2) \hat{v} \hat{S}_{f_1 \lambda_1}^{\hat{v}} \hat{v} \hat{S}_{f_2 \lambda_2}^{\hat{v}} \quad (12)$$

$$\hat{H}_S = U_{0S} - \sum_{(\varphi_1, l_1 \neq \varphi_2, l_2)} A_S(\varphi_1, l_1; \varphi_2, l_2) \hat{s} \hat{S}_{\varphi_1 l_1}^{\hat{s}} \hat{s} \hat{S}_{\varphi_2 l_2}^{\hat{s}} \quad (13)$$

Дальнейшие вычисления связаны с нахождением аналогичных выражений для членов перекрестного SV взаимодействия. Члены \hat{H}_{VS}^1 и \hat{H}_{SV}^1 образуют в SV взаимодействии своеобразную "основную" энергию и связаны с существованием двухчастичного спинового взаимодействия, когда взаимопревращения идут между поверхностью и объёмом. Однако такие члены, даже если они и не равны нулю, приводят лишь к некоторому смещению постоянной U_0 и не существенны. Для остальных четырех членов взаимодействия необходимо провести дополнительные преобразования, вводя смешанные операторы.

Литература

1. Нухов А.К., Мусаев Г.М., Казбеков К.К., Учёт локальной геометрии поверхности в классической теории спиновых волн. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2011, №5. С. 8
2. Каганов М. И., Чубуков А. В., Теория переориентационных переходов в пластинках // ЖЭТФ-1982, Т.55, с. 1617-1627.
3. Bindes K., Hohenberg P. C., Phase transition and static spin correlation in Ising model with free surface // Pys. Rev., B. 1972, N.9, P. 3461-3487.
4. Киттель С., Введение в Физику Твёрдого Тела // М, мир – 1978, с. 792.

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА НА ОСНОВЕ

Ni-Co-Mn-In

Павлочев С. Ю., Родионов И. Д.

Студент 4 курса, студент 5 курса

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

sergeypavlochev@list.ru

Магнитокалорический эффект (МКЭ) был открыт в 1881 году. Он заключается в изменении термодинамического состояния магнитного материала при изменении степени его магнитного упорядочивания. В последние десятилетия интерес к МКЭ возрос в связи с возможностью его практического применения в технологии магнитного охлаждения как в области криогенных, так и в области комнатных температур. Магнитное охлаждение обладает рядом принципиальных преимуществ, таких как низкая экологическая опасность,

высокая эффективность, долгий срок эксплуатации. Одними из перспективных материалов для магнитного охлаждения являются сплавы Гейслера [1, 2].

Сплавы Гейслера – это тройные интерметаллические соединения со стехиометрическим соотношением XYZ (так называемые полусплавы Гейслера или сплавы "Half-Heusler"), либо X_2YZ (так называемые полные сплавы Гейслера или "Full-Heusler"). Здесь X и Y – переходные металлы, а Z – элементы III-V групп. Кроме того, Y может быть редкоземельным или щелочноземельным элементом. Сплавы Гейслера обладают рядом интересных свойств, таких как структурные фазовые переходы, магнитная и немагнитная память формы, гигантское магнитосопротивление, полуметаллическое поведение и МКЭ.

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования прямым и косвенным методами МКЭ сплавов Гейслера $Ni_{49}CoMn_{35}In_{15}$, $Ni_{47,5}Co_{2,5}Mn_{35}In_{15}$.

Образцы были получены методом дуговой плавки в атмосфере аргона с последующим отжигом при температуре $850^{\circ}C$ в течение 24 часов при давлении 10^{-4} тор. Структурный анализ образцов был проведен с помощью рентгеновского излучения. Для прямых измерений адиабатического изменения температуры при намагничивании с помощью установки MagEq MMS 801 было вырезано по две одинаковых пластинки для каждого сплава, между которыми помещалась термопара, с помощью которой фиксировалось изменение температуры. Массы пластинок были определены на аналитических весах (точность весов 10^{-4} г). При косвенном методе определения МКЭ с помощью соотношений Максвелла [1] использовались данные относительно намагниченности, полученные при измерениях в полях до 10 кОе на вибрационном магнитометре Lake Shore VSM 7400 System. Последовательность измерений состояла в следующем. Образцы сначала подвергались циклическому нагреву-охлаждению не менее трех раз в диапазоне температур от 400 до 80 К, затем нагревались до 400 К и при ZFC измерениях охлаждались без приложения поля до 80 К и затем прикладывали поле и проводили измерения намагниченности при медленном повышении температуры. При измерениях FC измерения намагниченности проводились в процессе охлаждения от 400 К.

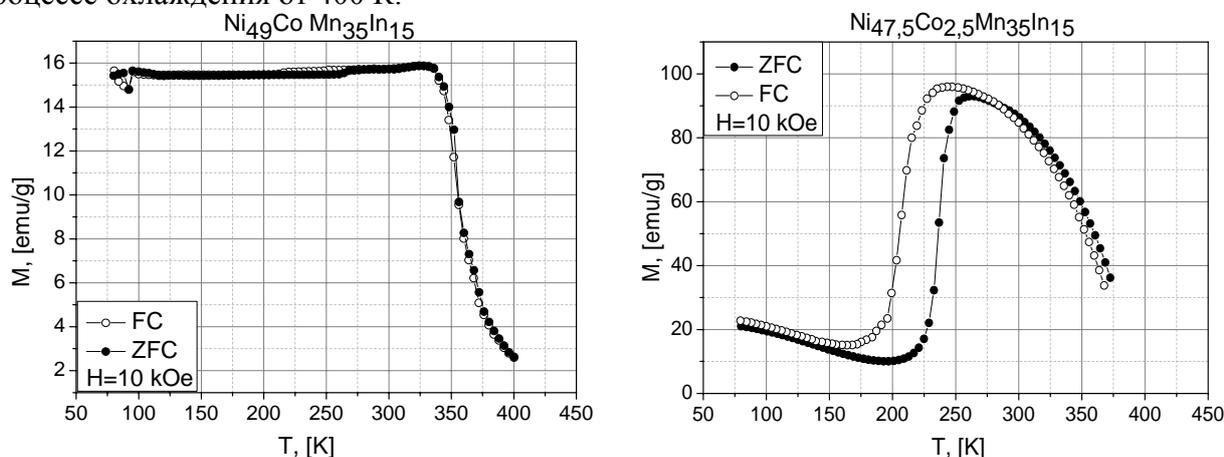


Рис. 1 Зависимость намагниченности сплава $Ni_{49}CoMn_{35}In_{15}$ от температуры.

Рис. 2 Зависимость намагниченности сплава $Ni_{47,5}Co_{2,5}Mn_{35}In_{15}$ от температуры

Из Рис. 1 видно, что у образца $Ni_{49}CoMn_{35}In_{15}$, в районе 350 К наблюдается резкий скачок намагниченности, обусловленный фазовым переходом 2-го рода, а мартенситный переход не имеет место. У образца $Ni_{47,5}Co_{2,5}Mn_{35}In_{15}$ (рис. 2) наблюдается переходы как 1-го, так и 2-го рода. В интервале температур от 200 до 250 К наблюдается гистерезис и резкое изменение намагниченности, вызванное магнитоструктурным фазовым переходом 1-го рода. В ходе этого процесса происходит переход низкотемпературной кристаллической фазы (мартенсит) в высокотемпературную (аустенит). Температурный гистерезис этого перехода составляет 50 К.

В докладе обсуждаются результаты определения параметров МКЭ, а именно изменение магнитной энтропии и адиабатическое изменение температуры, исследованных составов сплавов Гейслера вблизи фазовых переходов 1-го и 2-го рода и показано, что они находятся на уровне соответствующих параметров МКЭ для гадолиния, используемого в прототипах магнитных холодильников.

Литература

- [1]. A. M. Tishin, Y.I. Spichkin. The Magnetocaloric effect and its applications Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, (2003). 475 p.
[2]. J. Liu, T. Gottschall, K.P. Skokov, J.D. Moore, O. Gutfleisch. Nature Materials 11, 620 (2012).

СПОСОБЫ СОЗДАНИЯ БИАТОМНЫХ МАГНИТНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ: СРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ И ЭКСПЕРИМЕНТА

Пальванова Г.С.

Студент

*Московский Государственный Университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: gal.palv@gmail.com*

Метаматериалы – искусственно созданные среды с необычными свойствами. Их исследование интересно и с теоретической точки зрения, и имеет большие перспективы для создания приборов управления электромагнитным полем, таких как суперлинза и создание абсолютных экранов («шапки-невидимки»). Магнитные метаматериалы представляют собой периодическую систему резонансных элементов. Свойства индивидуальных резонаторов наряду с особенностями взаимодействия между ними определяют свойства магнитных метаматериалов (ММ). Это взаимодействие приводит к новому явлению – магнитоиндуктивным (МИ) волнам. Дисперсионные характеристики МИ волн определяют особенности взаимодействия метаматериала с электромагнитным излучением.

Дисперсионные характеристики ММ существенно зависят от знака коэффициента взаимодействия (α) между метаатомами. В зависимости от знака α по структуре распространяются прямые или обратные МИ волны (Рис.1). Ширина полосы пропускания определяется модулем α .

Возможность создания биатомных метаматериалов существенно расширяет границы их применения, поскольку, в частности, вместо одной полосы пропускания возникает две, с полосой поглощения вблизи ω_0 резонансной частоты индивидуальных метаатомов.

В работе подробно рассматриваются два способа получения биатомных ММ. Первый способ – классический – используя элементы двух сортов с разными резонансными частотами. Второй способ – из метаатомов одного сорта, используя зависимость α от расстояния и взаимной ориентации метаатомов. В обоих случаях дисперсия МИ волн будет расщеплена на две ветви (как и дисперсия фононов в биатомном твердом теле). Но, в отличие от фононов в твердом теле, в ММ в зависимости от знака α оптическая и акустическая ветви могут меняться местами.

В работе проведено исследование влияния изменения резонансных частот и величины и знака коэффициента взаимодействия α на ширину полосы пропускания МИ волн в МГц диапазоне. Показано, что при изменении резонансных частот метаатомов биатомного ММ ширина полосы пропускания и полосы поглощения увеличивается сильнее, чем при таком же относительном изменении коэффициента взаимодействия. В биатомных структурах из элементов одного сорта теоретически и экспериментально исследован переход от биатомной структуры к моноатомной и соответствующее изменение дисперсии. Получено хорошее совпадение экспериментальных результатов с результатами расчетов. Экспериментальная часть работы выполнена на автоматической установке на базе анализатора спектра Rohde&Schwarz ZFB20, позволяющей проводить одномерное сканирование поверхности с микронным разрешением.

Изменяя параметры структуры, можно управлять дисперсионными характеристиками метаматериалов. В частности, в биатомной линии элементов можно изменять ширину зоны поглощения вплоть до полного ее исчезновения.

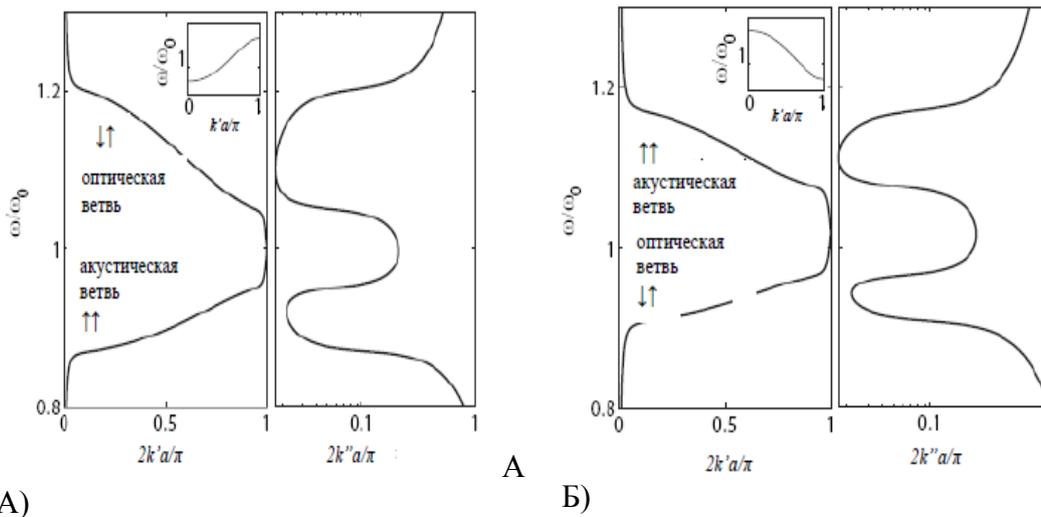


Рис.1. Зависимость реальной и мнимой части волнового вектора от частоты в биатомном магнитном метаматериале, созданном из метаатомов с резонансными частотами $\omega_{01}=0.9\omega_0$ и $\omega_{02}=1.1\omega_0$ при:

- а) положительном взаимодействии, $\alpha=0.1$, акустическая ветвь ниже оптической;
- б) отрицательном взаимодействии, $\alpha=-0.1$, акустическая ветвь выше оптической.

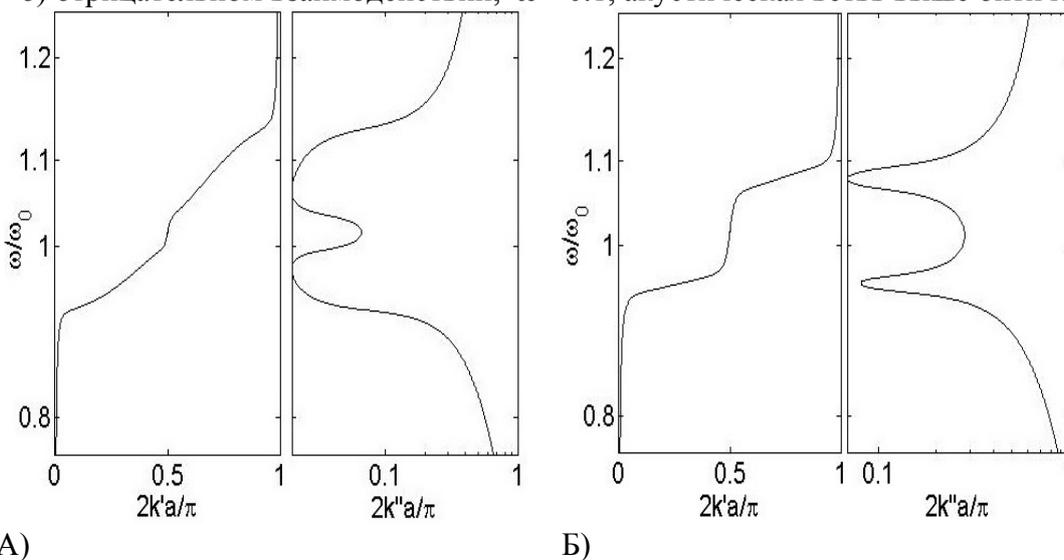


Рис.2. Зависимость реальной и мнимой части волнового вектора от частоты в биатомном магнитном метаматериале, созданном из:

- а) метаатомов одного сорта с коэффициентами взаимодействия $\alpha_1=0.9\alpha_0$ и $\alpha_2=1.1\alpha_0$;
- б) метаатомов двух сортов с резонансными частотами $\omega_{01}=0.9\omega_0$ и $\omega_{02}=1.1\omega_0$.

Работа поддержана грантом РФФИ 11-02-00889а.

Литература

1. Радковская А.А., Прудников В.Н., Королев А.Ф., Захаров П.Н., Бабушкин А.К., Сухоруков А.П. (2009) Волны в магнитных метаматериалах с сильным взаимодействием между элементами. Суперлинза. Москва, МГУ, 43 стр
2. Radkovskaya A., Sydoruk O., Tatartschuk E., Gneiding N., Stevens C.J., Edwards D.J., Shamonina E., Dimer and polymer metamaterials with alternating electric and magnetic coupling, Physical Review B 84, 125121 (2011)

3. Sydoruk O., Radkovskaya A., Zhuromskyy O., Shamonina E., Shamonin M., Stevens C. JFaulkner, G., Edwards D.J., Solymar L., Tailoring the near-field guiding properties of magnetic metamaterials with two resonant elements per unit cell. *Physical Review B* 73, 224406 (2006)

ВЛИЯНИЕ ГИДРИРОВАНИЯ НА МЕЖПОДРЕШЕТОЧНОЕ ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В СОЕДИНЕНИЯХ R_2Fe_{17} и $R_2Fe_{14}B$ ($R = Ho, Er$)

Пелевин Иван Алексеевич¹, Терешина Евгения Александровна²

Аспирант, младший научный сотрудник

¹ *Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия*

² *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*
E-mail: pele.po4ta@yandex.ru

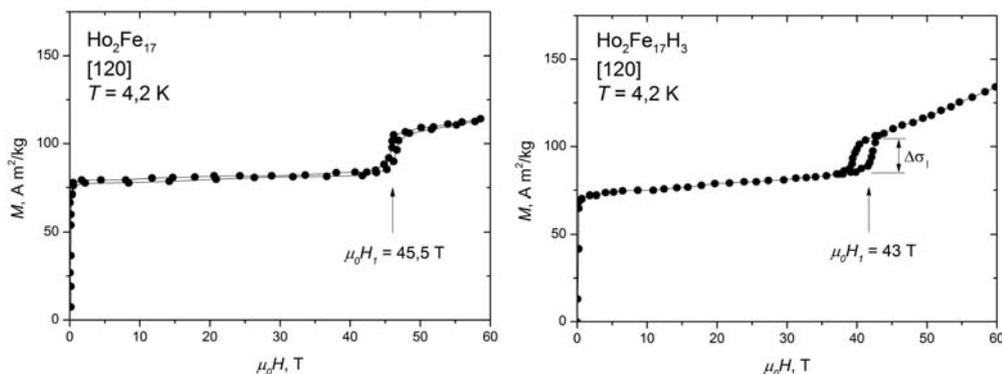
Исследования магнитных свойств редкоземельных интерметаллидов, содержащих водород, в настоящее время уделяется повышенное внимание. Это связано, с тем, что небольшое количество водорода содержится практически во всех редкоземельных интерметаллидах. Объектами данного исследования являются соединения R_2Fe_{17} , $R_2Fe_{14}B$ и их гидриды, которые в первом приближении можно рассматривать как двухподрешеточные магнетики (подрешетки железа и РЗМ). В случае легких РЗМ – это ферромагнетики, в то время как в случае тяжелых РЗМ – ферримагнетики. Получить информацию о влиянии гидрирования на межподрешеточные обменные взаимодействия достаточно сложно.

Существует несколько способов, позволяющих определить величину этих взаимодействий: анализируя 1) экспериментально полученные значения температур Кюри, 2) данные нейтронографических исследований магнитной структуры, 3) результаты измерений полевых зависимостей намагниченности в достаточно сильных магнитных полях, приложенных вдоль направления оси легкого намагничивания (ОЛН). В данной работе был применен третий метод.

Известно, что под влиянием поля происходит разворот магнитных моментов подрешеток Fe и РЗМ, что проявляется в виде скачка (или нескольких скачков) на кривых намагничивания. По величине скачка $\Delta\sigma_1$ и поля $\mu_0 H_1$, при котором он наблюдается, можно судить о величине межподрешеточного обменного взаимодействия и о влиянии на него гидрирования.

Измерения полевых зависимостей намагниченности как исходного образца, так и гидридов проводили в импульсных магнитных полях до 60 Тл (Дрезден, Германия). Кроме того, измерения проводились в статических полях до 14 Тл с помощью стандартного оборудования PRMS (Прага, Чехия), СКВИД-магнетометра (Вроцлав, Польша). Все кривые зависимости намагниченности от внешнего магнитного поля $M(H)$ были скорректированы на размагничивающий фактор.

На рис. 1 приведены полевых зависимостей намагниченности монокристаллов R_2Fe_{17} и $R_2Fe_{17}H_3$ ($R = Ho, Er$) с гексагональной структурой типа Th_2Ni_{17} , а также $R_2Fe_{14}B$ и $R_2Fe_{14}BH_{2.5}$ ($R = Er$) с тетрагональной структурой типа $Nd_2Fe_{14}B$.



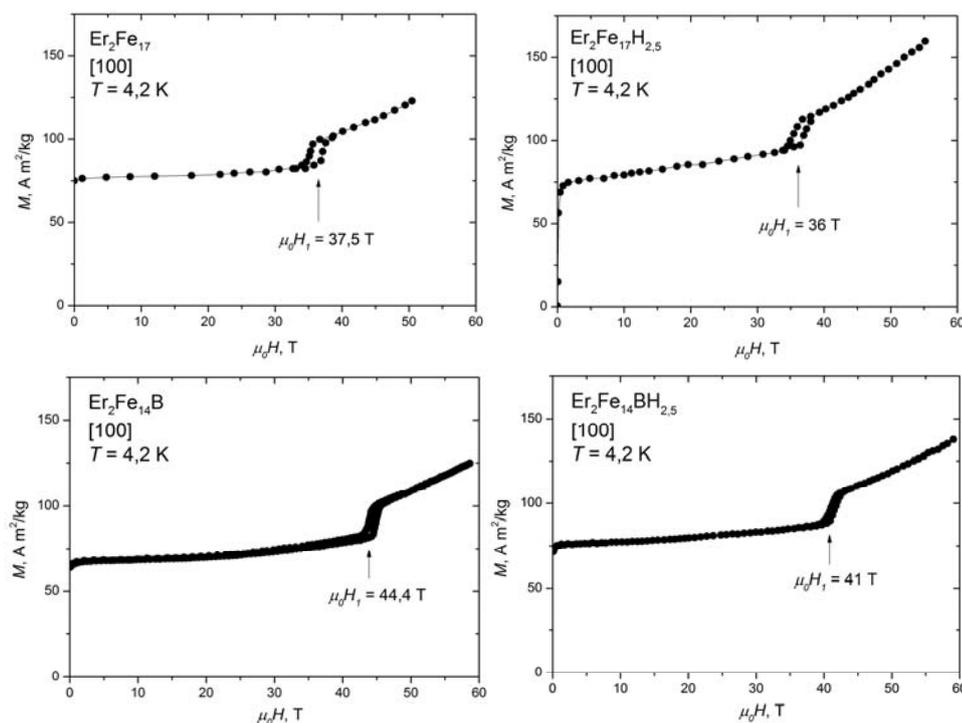


Рис.1. Кривые намагничивания для монокристаллов R_2Fe_{17} , $R_2Fe_{14}B$ и их гидридов ($R = Ho, Er$), измеренные при $T = 4,2$ К вдоль ОЛН.

Анализируя величину скачка и величину критического поля с помощью формул, подробное описание которых приведено в работах [1,2], мы определили величину межподрешеточного обменного взаимодействия $\mu_0 H_{mol}$ (см. таблицу).

Соединения	M_S (μ_B /форм.ед.)	$m=M_R/M_{Fe}$	$\mu_0 H_1$ (Тл)	$\Delta\sigma_1$	$\mu_0 H_{mol}$ (Тл)
Ho_2Fe_{17}	18.2	0.524	45.5	0.31	83
$Ho_2Fe_{17}H_3$	18.1	0.525	43	0.25	79
Er_2Fe_{17}	18.8	0.489	37.5	0.18	66.4
$Er_2Fe_{17}H_3$	18.8	0.489	36	0.17	63.5
$Er_2Fe_{14}B$	13.9	0.564	44.4	0.26	83.3
$Er_2Fe_{14}BH_{2.5}$	15.85	0.533	41	0.22	73.3

Исследование влияния гидрирования на межподрешеточные обменные взаимодействия для ферримагнетиков Ho_2Fe_{17} , Er_2Fe_{17} , $Er_2Fe_{14}B$ с использованием монокристаллических образцов и сильных магнитных полей показало, что 3 ат.Н/форм.ед. в R_2Fe_{17} снижают $\mu_0 H_{mol}$ на ~4 %, в то время как 2,5 ат.Н/форм.ед. в $R_2Fe_{14}B$ снижают значительно сильнее (на ~12 %).

Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н. Терешиной И.С. за полезные дискуссии, чл.-корр. РАН Бурханову Г.С. за содействие в работе, а также Скурскому Ю. и Чистякову О.Д. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 13-03-00744

Литература

1. Kuzmin M.D., Skourski Y., Skokov K.P., Muller K.-H. High-field magnetization measurements on Er_2Fe_{17} single crystals // Physical Review B. 2007, V. 75. P. 184439.
2. Tereshina E.A., Tereshina I.S., Kuz'min M.D. et. al. Variation of the intersublattice exchange coupling due to hydrogen absorption in $Er_2Fe_{14}B$: A high-field magnetization study // Journal of Applied Physics. 2012, V. 111. P. 093923.

КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕМ И МАГНИТНОЙ ЭНТРОПИЕЙ ПРИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ ПЕРВОГО И ВТОРОГО РОДА В СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА Ni-Mn-In-Si

Родионов И.Д. , Казаков А.П.

Студент 5 курса, кандидат физико-математических наук

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: rodionovID@yandex.ru

Изменение ближнего и дальнего порядка в магнитной подсистеме магнитного материала при его намагничивании приводит к изменению энтропии и рассеяния носителей тока, и как следствие к магнитокалорическому эффекту (МКЭ) и магнитосопротивлению (МС), соответственно. Оба эффекта чётны по намагниченности и максимальны в области фазовых переходов, и поэтому можно ожидать корреляцию между МКЭ и МС, по крайней мере, в ограниченном интервале полей и температур. С одной стороны при наличии такой корреляции возникает возможность исследовать МКЭ в нано – и микрообъектах, в которых определение МКЭ прямым методом измерения адиабатического изменения температуры при намагничивании или косвенным методом, используя данные по намагниченности [2], достаточно трудоемко или невозможно в силу малого объема образцов. С другой стороны, как отмечалось в [1], такая корреляция позволяет исследовать и взаимосвязь МС со степенью спинового беспорядка в непосредственной окрестности фазовых переходов. В настоящее время предложены две возможные формы корреляции между МС и МКЭ [1,3]:

$$F[\rho(T, H) - \rho(T, H = 0)] = [S_M(T, H) - S_M(T, H = 0)] \quad (1)$$

$$\Delta S_M(T, \Delta H) = -\alpha \int_0^H \left[\frac{\partial \ln \rho(T, H)}{\partial T} \right]_H dH \quad (2),$$

где $\rho(T, H)$ - удельное сопротивление образца в поле H , $S_M(T, H)$ - магнитная часть энтропии, F и α - эмпирические коэффициенты, предполагаемыми не зависящими от температуры T и поля H . Авторы работы [3] выполнили тщательный анализ полевых и температурных зависимостей МКЭ и МС для манганитов $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ и предложили соотношение (2), которое хорошо выполняется в узкой температурной области вблизи при значении параметра $\alpha = 21.7$ етм/г.

В настоящей работе предпринята попытка проверки соотношений (1) и (2) для испытывающих мартенситное превращение сплавов Гейслера, являющихся одними из перспективных материалов для магнитного охлаждения [2]. В качестве объекта исследований выбраны сплавы $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{12}\text{Si}_3$ и $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{11}\text{Si}_4$, для которых хорошо известны как магнитные, так и структурные свойства [4], и в которых имеет место как магнитоструктурный переход первого рода, так магнитный фазовый переход второго рода. Детали приготовления образцов, методик измерений их магнитных и магнитотранспортных свойств даны в [4], изменение магнитной энтропии рассчитывалось по данным измерений намагниченности $M(T, H)$ на основе соотношения Максвелла:

$$\Delta S_M^{MW}(T, \Delta H) = \int_0^H \left[\frac{\partial M(T, H)}{\partial T} \right]_H dH \quad (3)$$

В работе приводятся соответственно для $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{12}\text{Si}_3$ и $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{11}\text{Si}_4$ результаты измерений намагниченности $M(T, H)$, сопротивления, МС и результаты сопоставления рассчитанных значений магнитной энтропии по формуле (3) со значениями, рассчитанными из данных по МС (соотношение (2)).

При понижении температуры из области высоких температур сначала происходит магнитный фазовый переход 2-го рода из парамагнитной аустенитной фазы в ферромагнитную аустенитную фазу при температуре Кюри 280 К, затем в окрестности 240-250 К (зависящей от величины приложенного поля и содержания Si) происходит фазовый переход первого рода в мартенситную фазу с существенно меньшей намагниченностью. Эти два перехода сопровождаются значительным МС и изменением энтропии. Как видно из Рис. 1 и Рис. 2 при одном и том же значении параметра ни для $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{12}\text{Si}_3$, ни для $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{11}\text{Si}_4$ не удается описать корреляцию между МС и одновременно для фазовых переходов первого и второго рода, что, очевидно, связано с различной природой этих переходов. Однако, в окрестности T_M соотношение (2) удовлетворительно описывает эксперимент при значениях $\alpha = 12.26$ emu/g для $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{12}\text{Si}_4$ и $\alpha = 9.3$ emu/g для $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{11}\text{Si}_4$.

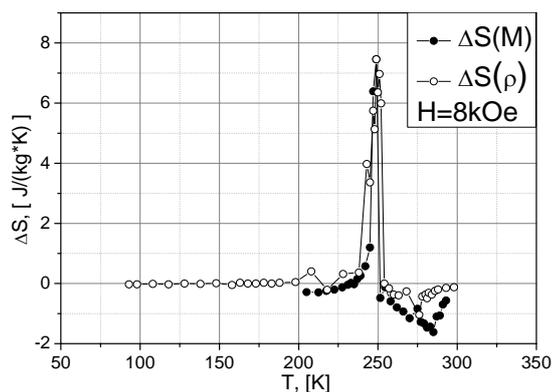


Рис. 1. Температурные зависимости изменения энтропии согласно соотношению (3) - $\Delta S(M)$ и соотношению (2) - $\Delta S(\rho)$ для сплава Гейслера $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{12}\text{Si}_3$.

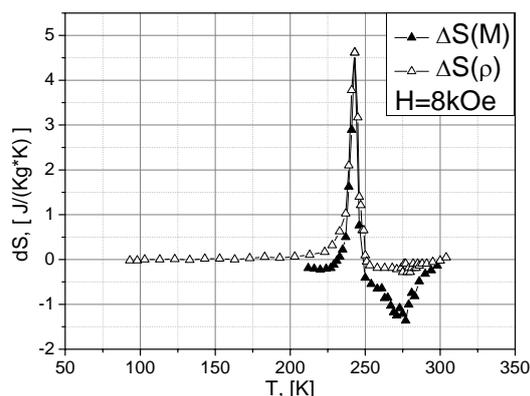


Рис. 2. Температурные зависимости изменения энтропии согласно соотношению (3) - $\Delta S(M)$ и соотношению (2) - $\Delta S(\rho)$ для сплава Гейслера $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{11}\text{Si}_4$.

Было также получено, что корреляция типа (1) не выполняется в случае исследованных сплавов ни для фазовых переходов первого, ни второго рода, несмотря на то, что МКЭ и МС наблюдаются при одних и тех же температурах и оба эффекта чётны по намагниченности. Таким образом, показано, что корреляция типа (1) не является универсальной для различных образцов. Однако при этом соотношение (2) на качественном уровне выполняется как для фазового перехода первого, так и второго рода, но при разных значениях параметра α , что позволяет выявить температурный интервал и интервал полей значительного магнитокалорического эффекта без использования прямых и косвенных методов определения этого практически важного эффекта.

Литература

- [1]. N. Sakamoto, T. Kyomen, S. Tsubouchi, M. Itoh. Phys. Rev. B 69, 092401 (2004).
- [2]. A. M. Tishin, Y.I. Spichkin. The Magnetocaloric effect and its applications. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, (2003). 475 p.
- [3]. C.M. Xiong, J.R. Sun, Y.F. Chen, B.G. Shen, J. Du, Y.X. Li. IEEE Transact. Magn. 41, 122 (2005).
- [4]. А.Б. Грановский, В.Н. Прудников, А.П. Казаков, А. Zhukov, I. Dubenko. ЖЭТФ 142, 916 (2012).

НОВЫЕ ПОДХОДЫ В КОНСТРУИРОВАНИИ МАГНИТНОГО ПИНЦЕТА

Самсонова В.В.

Студентка

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: vv.samsonova@physics.msu.ru

В настоящее время существует множество систем для работы с нанообъектами, применяемых в различных областях науки: оптический пинцет (только для прозрачных частиц), механический пинцет (только для больших частиц), магнитный пинцет (ограничений на прозрачность и размер частиц нет, но частицы должны быть ферромагнитными) [1]. В магнитном пинцете для управления магнитными частицами используют неоднородные магнитные поля. Помимо изучения взаимодействий между частицами, их можно использовать, например, прикрепляя частицы к биологическим объектам. Использование магнитного пинцета в таком режиме позволило ученым подробнее изучать эластичные свойства намотанной ДНК и динамические свойства полимераз, хеликаз, топоизомераз и связывающих белков ДНК [2].

Основными достоинствами магнитного пинцета являются низкая цена и простота его использования. Но так же есть и существенные недостатки. Например, ограничение временного и пространственного разрешения, сложность реализации управления объектом в трех измерениях, низкая экспериментальная пропускная способность (используется для единственного объекта), нелинейная зависимость действующей силы от положения частицы [3].

В настоящее время в литературе представлено несколько конструкций магнитного пинцета. В большинстве работ они основываются на использовании ферромагнитных сердечников, намагничиваемых полем катушек (см. рис.1) [4]. В данной работе представлен новый подход в конструировании магнитного пинцета.

Нами разработан метод управления частицами с помощью магнитного поля тока, текущего по немагнитным проволокам. На рис.2 представлено схематическое изображение магнитного пинцета. Расположение проволок «треугольником» позволяет перемещать частицу в трех направлениях. Ток пропускается через проволоку, тем самым создается градиентное магнитное поле, которое действует на частицу. При изменении величины тока изменяется сила притяжения, действующая на частицу.

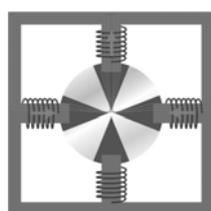


Рис.1 (слева)
Схема магнитного пинцета,
основанного на
электромагнитах.

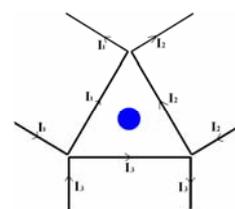


Рис.2 (справа)
Схема токового магнитного
пинцета

Приведен расчет параметров конфигураций проволоки и токов в системе. Показано, что для магнитных частиц диаметром 1-5 мкм величина действующей силы достигает 1 пН во всем рабочем поле при величине тока до 1 А.

Изготовлена макетная модель токового магнитного пинцета. Экспериментально показана работоспособность предлагаемой конструкции. Разработан алгоритм управления движением магнитной частицы.

Литература

- [1] Keir C Neuman, Attila Nagy. Single-molecule force spectroscopy: optical tweezers, magnetic tweezers and atomic force microscopy . NATURE METHODS, 2008, NO.6: 491-505
[2] Mosconi F, Allemand JF, Bensimon D, Croquette V.. Measurement of the torque on a single stretched and twisted DNA using magnetic tweezers. *Phys. Rev. Lett.* 2009, 102:078301

[3] Iwijn De Vlaminck, Cees Dekker. Recent Advances in Magnetic Tweezers. Annual Review of Biophysics 2012, 41: 53-472.

[4] Anthony H. B. de Vries, Bea E. Krenn, Roel van Driel, and Johannes S. Kanger. Micro Magnetic Tweezers for Nanomanipulation Inside Live Cells. Biophysical Journal Volume 88 March 2005 2137–2144

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ КОМПОЗИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ ФЕРРИТОВ

Свечкина Наталия Борисовна¹, Цапко Алина Анатольевна²

¹Студент, ²аспирант

*¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
Физический факультет, Москва, Россия*

²Донецкий национальный технический университет, Донецк, Украина

E-mail: n.svechkina@mail.ru

Магнитные наночастицы уже много лет вызывают большой научный и практический интерес из-за ряда уникальных свойств, кардинально отличающихся от свойств массивного материала. Частицы из ферромагнитных материалов широко используются при изготовлении постоянных магнитов, феррожидкостей, мультиферроиков и других современных магнитных материалов. В то же время до настоящего времени остается нерешенной проблема промышленного получения наночастиц с заданной шириной размерного распределения.

В настоящей работе представлены результаты исследований магнитных свойств образцов порошков фазы CoFe_2O_4 , полученных при экзотермическом самораспространяющемся взаимодействии в твердофазной системах $\text{CoSO}_4\text{-Fe}_2(\text{SO}_4)_3\text{-NaO}_2$ и $\text{NiSO}_4\text{-Fe}_2(\text{SO}_4)_3\text{-NaO}_2$. Порошки являются достаточно неоднородными системами (рис.1), состоящими из частиц размерами от 0,1 мкм до 10 мкм. Согласно данным, полученным из анализа рентгеновских дифрактограмм, образцы представляют собой смесь феррита кобальта (CoFe_2O_4), с добавками маггемита ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) и/или феррита никеля (NiFe_2O_4) с различным процентным содержанием каждого компонента. Также было выявлено наличие рентгеноаморфных фаз.

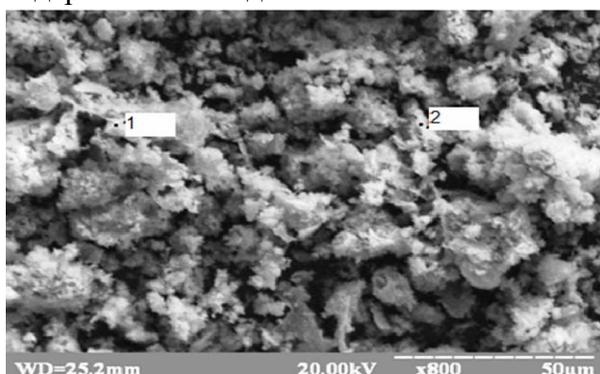


Рис.1 - Электронно-микроскопическое изображение частиц

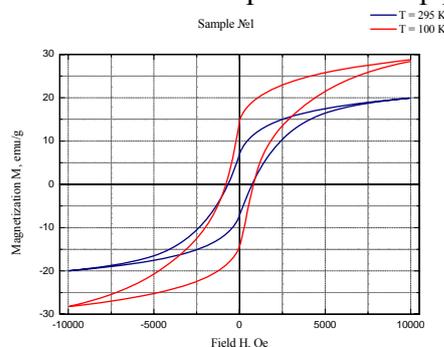


Рис.2 - Петли гистерезиса, полученные при комнатной температуре и при температуре 100К

Измерения магнитных свойств проводились на вибрационном магнитометре (VSM фирмы LakeShore модель 7407) в полях до 10кЭ при температурах от 80 до 350 К. Исследуемые образцы известной массы в виде непрессованных порошков были помещены в плоские пластиковые капсулы, закрепляемые при измерениях на держателе магнитометра с помощью пластиковой ленты. Результаты магнитных измерений подтвердили наличие различных магнитных фаз в исследуемых образцах, а также относительно большой доли суперпарамагнитной фазы. Типичные петли гистерезиса, полученные при различных температурах, приведены на рис.2.

Обнаружено, что исследованные образцы существенно отличаются по намагниченности насыщения, но имеют близкие значения коэрцитивной силы. Этот результат может быть объяснен значительным вкладом от суперпарамагнитной фазы при различных содержаниях

фазы феррита кобальта. Обращает на себя немонотонное изменение намагниченности при охлаждении образца в поле, что указывает на значительную анизотропию магнитной фазы и высокую температуру Кюри, значительно превышающую 350К.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 13-02-90491.

ОРИЕНТАЦИОННАЯ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА ФЕРРИТ-ГРАНАТОВОЙ ПЛЕНКИ С ОРИЕНТАЦИЕЙ (210)

Султанова Эльмира Зиряковна

студент (магистр)

Башкирский государственный университет, физико-технический институт,

Уфа, Россия

elmirasultanova@inbox.ru

Одно из важных направлений для визуализации неоднородных магнитных полей, создаваемых магнитными носителями информации, является создание магнито–оптических датчиков на основе феррит-гранатовых пленок, обладающих анизотропией типа «легкая плоскость»[1]. Причем, как показывают исследования [1,2] наиболее чувствительными являются пленки с анизотропией типа «наклонная легкая плоскость». К таким материалам относятся (210)-ориентированные пленки ферритов-гранатов, которые в теоретическом отношении оказались, не исследованы.

В работе рассматриваются однородные магнитные состояния в кубических ферромагнетиках с наведенной вдоль оси (210) анизотропией ((210)-пленки). Показано, что при пренебрежении кубической анизотропией в (210)-пленках возможны симметричная фаза с \mathbf{M} , параллельным оси (100), и угловая фаза, в которой вектор намагниченности \mathbf{M} изменяется в плоскости (120). Кроме того, при определении соотношения констант наведенной анизотропии возможна и анизотропия типа «наклонная легкая плоскость». Расчеты показывают, что при учете кубической анизотропии ориентационная фазовая диаграмма пленки (210) значительно усложняется, и появляются новые фазы, в частности, фаза общего вида ($\mathbf{M} \parallel [u \ v \ w]$). Найдена область устойчивости магнитных фаз и определены линии спин-переориентационных фазовых переходов. Из полученных результатов следует, что возникает анизотропия типа «наклонная легкая плоскость». В то же время, чувствительность таких пленок, как показано в [2], на 1-2 порядка выше, чем у пленок с анизотропией типа «легкая плоскость», применяемых в качестве датчиков магнитных полей в настоящее время.

Литература:

1. Вaleyko M.B., Vetoшко П.М., Перлов А.Я., Топоров А.Ю. Влияние констант анизотропии на магнитную восприимчивость материалов с кубической кристаллической структурой // ФТТ. 1994. Т.36, №10, с.3067-3070.
2. Михерский Р.М., Дубинко С.В. Эпитаксиальные пленки ферритов – гранатов с анизотропией типа «наклонная легкая плоскость»// Письма в ЖТФ, 2000, т.26, №6, с 90-95

АНОМАЛЬНЫЙ И СПИНОВЫЙ ЭФФЕКТЫ ХОЛЛА В ТУННЕЛЬНОМ МАГНИТНОМ КОНТАКТЕ

Титова Мария Сергеевна

Аспирантка

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: maryartster@gmail.com

Транспортные свойства, такие как аномальный эффект Холла в ферромагнетиках, долгое время остается предметом интенсивного теоретического и экспериментального исследования

ввиду своего применения в спинтронике. Ранее аномальный эффект Холла теоретически исследовался для макроскопического ферромагнитного металла, и было показано, что его происхождение связано с рассеянием электронов на спин-орбитальной части потенциала рассеяния. Причем рассматривалось два типа рассеивания: так называемое асимметричное рассеяние (skew-scattering) и side-jump рассеяние. Следует отметить, что в спинтронике используются гетероструктуры нано размеров и до сих пор отсутствует теория аномального эффекта Холла в подобных структурах.

Рассмотрим систему, состоящую из двух ферромагнитных обкладок и изолирующего слоя между ними, обладающую следующими параметрами: ширина изолирующего барьера $a = 6 \text{ \AA}$, энергия Ферми $E_F = 2 \text{ эВ}$, высота барьера у левого края $U_0 = 4 \text{ эВ}$, обменное расщепления $\Delta_{T(\downarrow)} = \pm J_{sd} = 0.5 \text{ эВ}$, приложенное к обкладкам напряжение $eV = 1 \text{ эВ}$.

Одночастичный гамильтониан электрона проводимости в такой системе с учетом спин-орбитального взаимодействия можно записать следующим образом:

$$H = \left[-\frac{\nabla^2}{2m} + V(\vec{r}) \right] \delta_{\sigma\sigma'} - M_z \tau_{\sigma\sigma'} + H_{SO}$$

Здесь $H_{SO} = -\lambda [\tau_{\sigma\sigma'} \cdot (\nabla V \times \nabla)]$ - вклад спин-орбитального взаимодействия в гамильтониан, возникающий в результате действия внешнего электрического поля, $\tau_{\sigma\sigma'}$ - вектор матриц Паули, V - потенциал внешнего электрического поля, $\lambda = \frac{\hbar^2}{(2\pi m c a)^2}$.

Зная гамильтониан, находим оператор скорости:

$$\vec{v} = -\frac{i\hbar}{2\pi m} \left\{ \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right\} + \frac{2\pi\lambda}{\hbar} eE \{0, \tau_x, -\tau_y\},$$

где второе слагаемое отвечает за вклад спин-орбитального взаимодействия, возникающего под воздействием внешнего электрического поля, E - напряженность электрического поля.

Зная оператор скорости, получаем выражение для плотности тока:

$$\vec{j} = \frac{\lambda m e^2}{\hbar^2} \iint \kappa d\kappa ds \Psi^* \vec{v} \Psi = \frac{\lambda m e^2}{\hbar^2} \int \kappa d\kappa \times \\ \times \left(\int_{-J-eV}^{E_F-eV} ds [\Psi_{R1T}^* \vec{v} \Psi_{R1T} - \Psi_{R1L}^* \vec{v} \Psi_{R1L}] - \int_{J-eV}^{E_F} ds [\Psi_{R1L}^* \vec{v} \Psi_{R1L} - \Psi_{R1T}^* \vec{v} \Psi_{R1T}] - \right. \\ \left. + \int_{-J}^{E_F} ds [\Psi_{L1T}^* \vec{v} \Psi_{L1T} - \Psi_{L1L}^* \vec{v} \Psi_{L1L}] - \int_J^{E_F} ds [\Psi_{L1L}^* \vec{v} \Psi_{L1L} - \Psi_{L1T}^* \vec{v} \Psi_{L1T}] \right)$$

Построим зависимость холловского тока в системе от координаты в барьерном слое при различных углах ориентации намагниченности второго ферромагнитного слоя. Как видно из Рис. 1 у левой границы амплитуда плотности тока сильно зависит от угла между векторами намагниченности обкладок. Таким образом, нами доказано, что в туннельных магнитных контактах может возникнуть значительный холловский ток и, следовательно, холловское напряжение в диэлектрической прослойке, а отнюдь не в ферромагнитных обкладках. Данный эффект зависит от взаимной ориентации намагниченности в ферромагнитных слоях, и его можно использовать для считывания информации с магнитного диска. Этот же механизм приводит к возникновению спинового эффекта Холла.

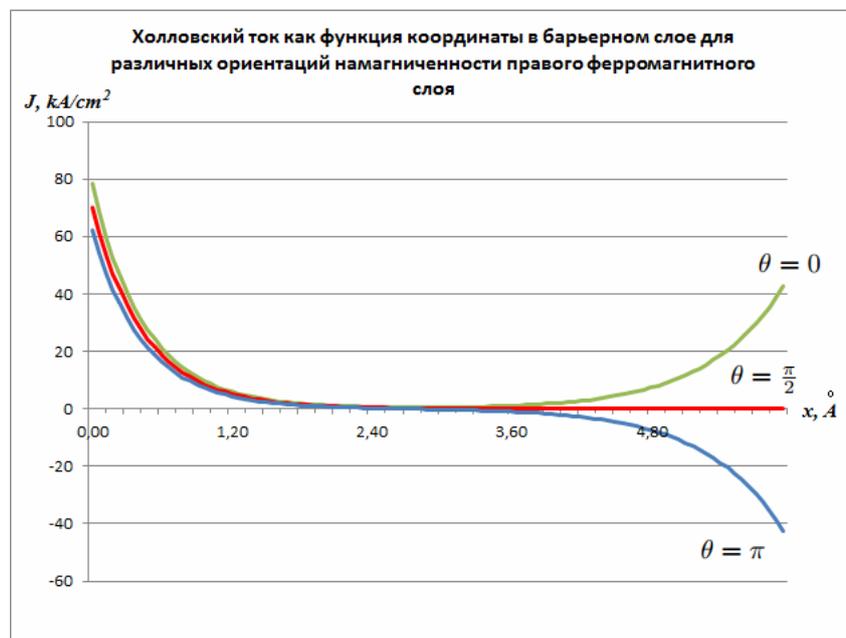


Рис. 1.

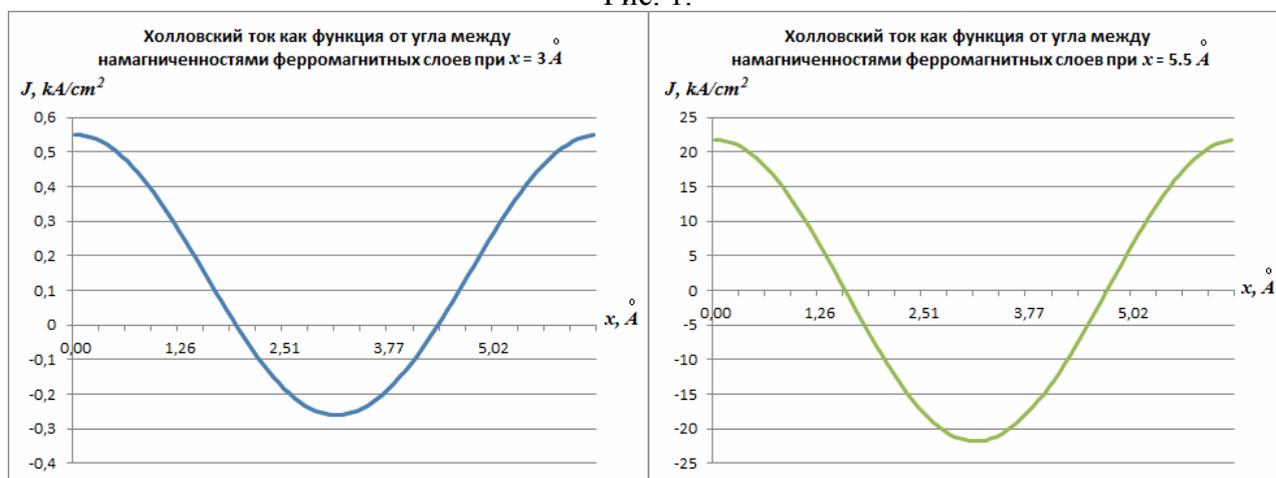


Рис. 2

Выношу благодарность за обсуждение результатов Ведяеву А.В. и Журавлеву М.Е.

НИЗКОСПИНОВОЕ ОСНОВНОЕ СОСТОЯНИЕ МЕДНЫХ ТРИМЕРОВ В СТРУКТУРЕ *PAPER-CHAIN* $\text{Ba}_3\text{Cu}_3\text{In}_4\text{O}_{12}$

Ткачев А.В., Гервиц Н.Е.

Аспирант

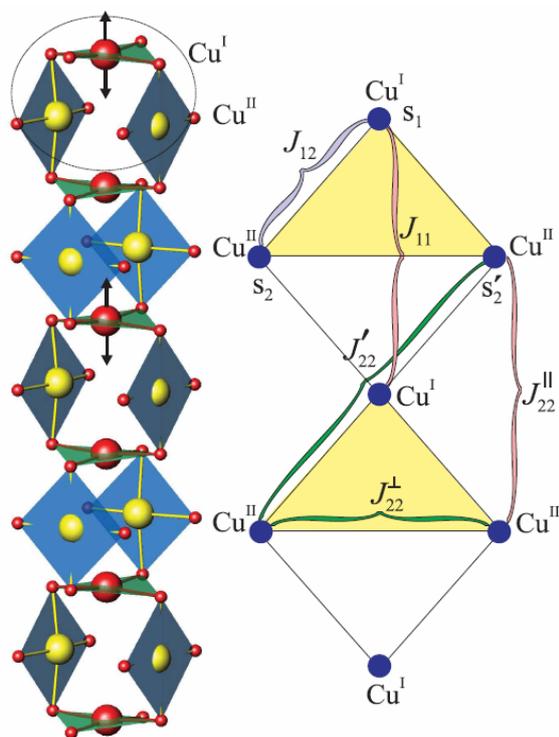
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет,
Москва, Россия

Институт Кристаллографии им. А.В. Шубникова, Москва, Россия

e-mail: av.tkachev@physics.msu.ru

Подрешетка Cu-O в $\text{Ba}_3\text{Cu}_3\text{In}_4\text{O}_{12}$ состоит из расположенных довольно необычным образом плакеток CuO_4 . Такой тип структуры получил название *paper-chain* (бумажная цепочка) и был обнаружен лишь в соединениях $\text{Ba}_3\text{Cu}_3\text{In}_4\text{O}_{12}$ [1] и $\text{Ba}_3\text{Cu}_3\text{Sc}_4\text{O}_{12}$ [2,3]. Оба соединения упорядочиваются антиферромагнитно, при этом обладая положительной асимптотической температурой Кюри-Вейсса, что говорит о преобладании ферромагнитных взаимодействий при высоких температурах. Из-за конкуренции ферромагнитных и антиферромагнитных взаимодействий намагниченность насыщения достигается в обоих соединениях уже при умеренном магнитном поле, предваряемая сложной последовательностью из двух спин-флип и двух спин-флоп переходов.

Предлагается модель, согласно которой структуры rare-chain разбиваются на тримеры $\text{Cu}^I\text{-}2\text{Cu}^{\text{II}}$ с низкоспиновым $S = \frac{1}{2}$ основным состоянием, включающие в себя спин-синглетные димеры Cu^{II} и спин-поляризованные ионы Cu^I . С целью проверки модели были проведены разнообразные ядерно-резонансные измерения, спектроскопия ядерного магнитного резонанса (ЯМР) и ядерного квадрупольного резонанса (ЯКР). Получены два типа принципиально различающихся спектров $^{63,65}\text{Cu}$ в магнитоупорядоченном состоянии в отсутствие внешнего поля: во-первых, чистый ЯКР-спектр в диапазоне частот 24-30 МГц, во-вторых, спектр ЯМР в нулевом поле в диапазоне частот 50-65 МГц. Это, несомненно, свидетельствует о существовании немагнитной позиции меди в $\text{Ba}_3\text{Cu}_3\text{In}_4\text{O}_{12}$ ниже T_N . Чистый ЯКР-спектр был сопоставлен с немагнитным спин-синглетным димером 2Cu^{II} , в то время как спектр ЯМР в нулевом поле – со спин-поляризованными ионами Cu^I . Оба типа спектров указывают на существование как минимум двух неэквивалентных типов медных тримеров.



Литература

1. O. S. Volkova, I. S. Maslova, R. Klingeler, M. Abdel-Hafiez, Y. C. Arango, A. U. B. Wolter, V. Kataev, B. Büchner, and A. N. Vasiliev, Phys. Rev. B **85**, 104420 (2012).
2. B. Koteswararao, A. V. Mahajan, F. Bert, P. Mendels, J. Chakraborty, V. Singh, I. Dasgupta, S. Rayaprol, V. Siruguri, A. Hoser, and S. D. Kaushik, J. Phys.: Condens. Matter **24**, 236001 (2012)
3. A. A. Gippius, V. P. Denisov, V. V. Moshchalkov, Yu. M. Petrusevich, O. P. Revokatov, E. V. Antipov, A. L. Kharlanov, L. M. Kovba, and L. N. Lykova, Sov. Phys. JETP **68**, 1229 (1989).

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ТУННЕЛИРОВАНИЕ В МАГНИТНОЙ МАКРОМОЛЕКУЛЕ Fe_8

Ходжахон Мухаммад Идрис

Филиал МГУ имени М.В. Ломоносова в городе Душанбе,

*естественно научный факультет, направление «Химия, физика и механика материалов»
Душанбе, Таджикистан.*

На данный момент наиболее хорошо изученным мономолекулярным магнетиком является Mn_{12} . Однако более перспективным представляется кластер Fe_8 , так как энергия расщепления составляет лишь одну треть от таковой для Mn_{12} ; вследствие этого время релаксации остаточной намагниченности кластера железа много меньше, чем для Mn_{12} при любых температурах, и эффекты квантового туннелирования являются более выраженными. В настоящей работе исследуются физические свойства кластера Fe_8 .

Общая формула Fe_8 $[\text{Fe}_8(\text{N}_3\text{C}_6\text{H}_{15})_6\text{O}_2(\text{OH})_{12}][\text{Br}_8\cdot 9\text{H}_2\text{O}]$, где $(\text{N}_3\text{C}_6\text{H}_{15})$ есть органический лиганд, так называемый 1,4,7-триазаацетопенан. В основном состоянии в слабых полях значение полного спина кластера Fe_8 $S=10$. Это значение формируется в результате антиферромагнитных обменных взаимодействий между ионами Fe^{+3} , поэтому такой кластер может рассматриваться как ферримагнетик на молекулярном уровне. Важнейшими характеристиками магнитных кластеров являются обменные связи,

определяющие конкретную структуру кластера. Таким образом, потенциальные молекулярные магнетики могут рассматриваться как индивидуальные молекулы, содержащие конечное число обменно-связанных парамагнитных центров, что в рамках изотропного приближения отражается спиновым гамильтонианом:

$$H = - \sum_{i,j} J_{ij} S_i S_j$$

Гамильтониан в общем случае должен быть дополнен слагаемым, отражающим отмеченное выше расщепление энергетических состояний каждого иона $\sum_i S_i D_i S_i$, а также членом, отражающим действие внешнего магнитного поля (эффект Зеемана) $\mu \sum_i S_i g H$

Решение задачи нахождения энергетических состояний кластера, в рамках полученного таким образом обобщенного гамильтониана позволяет получить набор низко-лежащих уровней, каждый из которых соответствует определенному значению суммарного спина системы S . Анализ этих состояний позволяет наглядно отразить физическую природу молекулярного магнетизма.

В этой работе теоретически исследован гамильтониан и физические свойства как бистабильность, квантовое туннелирование и скорость релаксации в кластере Fe_8 . Проведен расчет расщепления энергетических уровней при учете квадрупольных возбуждений, возникающих за счет одноионной анизотропии. Показано уменьшение числа точек подавления при туннелировании, проявляющееся вследствие интерференции инстантонных траекторий.

Литература:

1. А.К. Звездин, В.И. Плис, А.И. Попов. Физика твердого тела, 2000, том 42, вып. 6
2. А.К. Звездин. Природа № 12, 2000 г.
3. S. Maccagnano, R. Achey, E. Negusse, A. Lussier, M.M. Mola, S. Hill, N.S. Dalal. Polyhedron 20 (2001).

СТРУКТУРА, МАГНИТОУПРУГИЕ И МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ $Tb_xDy_yGd_{1-x-y}Co_2$

Чжан В.Б.¹, Политова Г.А.¹, Терешина Е.А.²

Аспирант, младший научный сотрудник, младший научный сотрудник

¹ *Институт металлургии и материаловедения имени А.А. Байкова РАН, Москва, Россия*

² *Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

E-mail: lemuriform@gmail.com

В интерметаллических соединениях RCO_2 (R-редкая земля) с кубической структурой типа фазы Лавеса наблюдается большое разнообразие магнитных эффектов. Один из них - магнитокалорический эффект (МКЭ), который широко изучен в литературе для соединений RCO_2 , $RR'CO_2$, $R(Co,T)_2$ (где $T = Si, Ga, Ge, Al, Fe, Ni, Mn$). Все эти соединения демонстрируют большое изменение магнитной энтропии, характеризующиеся, главным образом, резким изменением намагниченности в окрестности магнитного фазового перехода (т.е. вблизи температуры Кюри).

Исследования МКЭ дают ценную информацию о свойствах твердого тела вблизи фазовых переходов и о величине основных взаимодействиях, оказывающих влияние на магнитоупорядоченное состояние. Большинство работ по изучению МКЭ, однако, приводят расчетные данные, полученные из измерений величины намагниченности и теплоемкости, что в ряде случаев может несколько расходиться с реальными результатами. В данной работе измерения МКЭ были проведены прямым методом.

Целью данной работы было исследование состава структуры, магнитоупругих и магнитокалорических свойств многокомпонентных сплавов $(Tb_xDy_yGd_{1-x-y})Co_2$.

Синтез соединений $(Tb_xDy_yGd_{1-x-y})Co_2$ осуществлялся в дуговой электропечи с нерасходуемым вольфрамовым электродом на медном водоохлаждаемом поду в атмосфере гелия с последующим отжигом в вакуумированных кварцевых ампулах при температуре 800

°C в течение 1 месяца. Фазовый состав контролировался методом рентгеноструктурного анализа. Теплоемкость ряда образцов измерялась при помощи системы PPMs (Physical Property Measurement System). Намагниченность образцов была измерена с помощью вибрационного и СКВИД-магнитометра. Измерения магнитострикции производились с помощью проволочных тензодатчиков. Измерения магнитокалорического эффекта проводились на установке MagEq MMS 901.

В данном исследовании был определен характер (тип) магнитного фазового перехода в соединениях $(\text{Tb}_x\text{Dy}_y\text{Gd}_{1-x-y})\text{Co}_2$.

На рисунке 1 показаны температурные зависимости термического расширения многокомпонентного соединения $\text{Tb}_{0.8}\text{Dy}_{0.1}\text{Gd}_{0.1}\text{Co}_2$ (ферримагнетик) в сравнении с соединением YCo_2 (парамагнетик). Видно, что в соединении $\text{Tb}_{0.8}\text{Dy}_{0.1}\text{Gd}_{0.1}\text{Co}_2$ в области T_C наблюдается скачок на кривой $dI/I(T)$. Измерения при $H=0$ позволяют определить относительную деформацию образца при переходе из магнитоупорядоченного в магнитоупорядоченное фазовое состояние

Соединения типа RCo_2 , имеющие кубическую кристаллическую решетку типа фаз Лавеса MgCu_2 , демонстрируют гигантские значения магнитострикции как в области низких температур, так и в области температуры Кюри. На рисунке 2 показана температурная зависимость объемной магнитострикции ($\omega = \lambda_{\parallel} + 2\lambda_{\perp}$) соединения $\text{Tb}_{0.8}\text{Dy}_{0.1}\text{Gd}_{0.1}\text{Co}_2$, измеренная в поле $H = 12$ кЭ. Видно, что в районе T_C величина объемной магнитострикции достигает достаточно большого значения и составляет $450 \cdot 10^{-6}$.

Измерения магнитокалорического эффекта проводились в полях до 18 кЭ (при скорости изменения величины магнитного поля 10 кЭ/с) и в области температуры фазового перехода соединений. На рисунке 3 показаны температурные зависимости МКЭ для соединения $(\text{Tb}_x\text{Dy}_y\text{Gd}_{1-x-y})\text{Co}_2$.

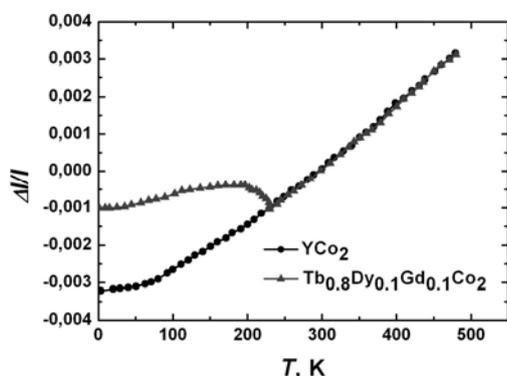


Рисунок 1. Температурная зависимость термического расширения соединения $\text{Tb}_{0.8}\text{Dy}_{0.1}\text{Gd}_{0.1}\text{Co}_2$ в сравнении с соединением YCo_2

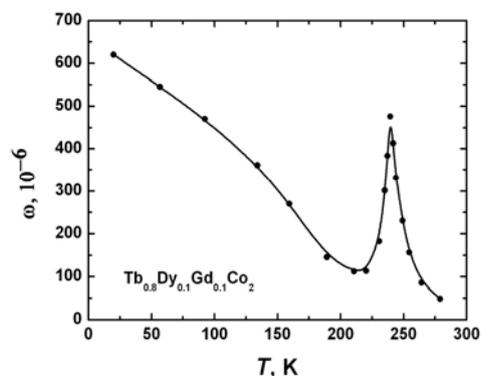


Рисунок 2. Зависимость объемной магнитострикции от температуры соединения $\text{Tb}_{0.8}\text{Dy}_{0.1}\text{Gd}_{0.1}\text{Co}_2$ в поле 12 кЭ

Видно, что максимальное значение МКЭ имеет соединение $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Co}_2$ при $T_C=170$ К ($\Delta T = 2.3$ К при $\Delta H = 18$ кЭ). Замещая частично ионы Dy и Tb на ионы Gd (соединение $\text{Tb}_{0.8}\text{Dy}_{0.1}\text{Gd}_{0.1}\text{Co}_2$) эффект примерно уменьшается на 0,5 К, но T_C растет на 70 К (см. рисунок 3). Образец $\text{Dy}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Co}_2$ также демонстрирует значительный по величине МКЭ при $T_C = 290$ К. Из рисунка 4 видно, что одинаковый по величине МКЭ в соединениях $\text{Tb}_{0.2}\text{Dy}_{0.8-x}\text{Gd}_x\text{Co}_2$ наблюдается в широком интервале температур. Таким образом, варьируя концентрацию $0,3 \leq x \leq 0,5$ гадолия в этих соединениях, мы можем получить серию соединений с температурами магнитного фазового перехода от 246 до 296 К, высокой хладоемкостью и постоянным по величине МКЭ ($\Delta T = 1,2$ К при $\Delta H = 18$ кЭ). Следовательно, данная серия соединений может представлять интерес для использования ее в качестве хладагентов для магнитных рефрижераторов, работающих в ступенчатом режиме.

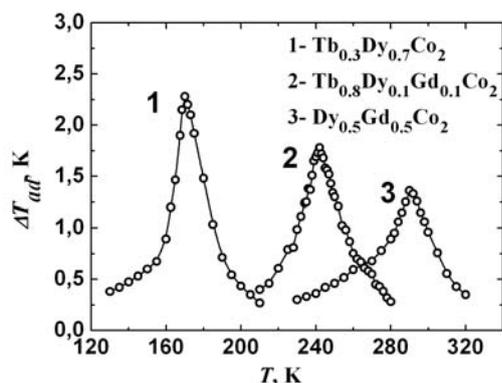


Рисунок 3. Температурные зависимости МКЭ соединений $(\text{Tb}_x\text{Dy}_y\text{Gd}_{1-x-y})\text{Co}_2$ в поле 18 кЭ.

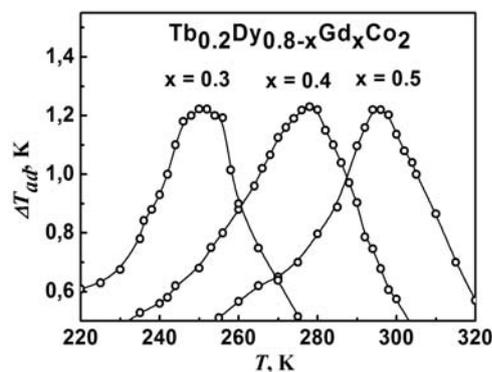


Рисунок 4. Температурные зависимости МКЭ соединений $\text{Tb}_{0.2}\text{Dy}_{0.8-x}\text{Gd}_x\text{Co}_2$ в поле 18 кЭ.

Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н. Терёшиной И.С. за полезные дискуссии, чл.-корр. РАН Бурханову Г.С. за содействие в работе, а также Чистякову О.Д., д.ф.-м.н. Ягодкину Ю.Д.

Работа поддержана грантом РФФИ № 13-03-00744.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ВРЕМЕНИ ОТЖИГА МАГНИТНО БИСТАБИЛЬНЫХ МИКРОПРОВОДОВ ИЗ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ Fe И FeCoNi НА СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ ВДОЛЬ ОСИ ОБРАЗЦОВ

Чичай Ксения Анатольевна

аспирант

*Балтийский Федеральный Университет имени Иммануила Канта,
физико-технический институт, Калининград, Россия*

E-mail: kchichai@innopark.kantiana.ru

Последнее время значительное внимание уделяется исследованию свойств аморфных ферромагнитных микропроводов, причем как с точки зрения фундаментальных вопросов, так и прикладных аспектов [4, 6]. Такие провода могут обладать различными магнитными свойствами в зависимости от состава металлической жилы, наличия/отсутствия стеклянной оболочки и соотношения диаметра металлической жилы и полного диаметра микропровода. Например, отличительной особенностью литых микропроводов с аморфной структурой из специальных сплавов (чаще всего на основе Fe или FeCo) является возможность существования в них магнитной бистабильности. При определенных геометрических параметрах эти микропровода могут находиться только в двух стабильных намагниченных до насыщения состояниях – магнитный момент направлен в одном из двух взаимно противоположных направлениях вдоль оси микропровода. Механизм перемагничивания таких микропроводов – быстрое движение доменной границы вдоль оси микропровода (скачкообразное изменение намагниченности объясняется эффектом Баркгаузена) [3, 5].

Магнитно бистабильные микропровода перспективны для использования их в качестве материала для записи информации и создания логических схем [1, 2]. Нахождение путей контроля и управления скоростью доменной границы, ее положением и формой – ключ к успеху в создании указанных систем. Кроме того, качественная и количественная характеристики динамики доменной границы внутри микропровода – до конца не изученный вопрос.

Зависимость скорости распространения доменной границы, V , вдоль оси микропровода от величины приложенного магнитного поля, H , носит линейный характер для всех микропроводов с положительным знаком константы магнитострикции материала металлической жилы. Однако, существует определенное значение магнитного поля, выше

которого реализуется многодоменное состояние микропровода, то есть величины поля достаточно, чтобы на присутствующих в микропроводе локальных дефектах произошло зарождение доменов обратной фазы. В этом случае перемагничивание происходит движением вдоль оси микропровода не одной доменной стенки, а нескольких доменных стенок одновременно.

В данной работе было исследовано влияние времени и температуры отжига на магнитные свойства и движение доменной границы вдоль оси образца длиной 10 см для микропроводов двух различных составов металлической жилы: $\text{Fe}_{74}\text{B}_{13}\text{Si}_{11}\text{C}_2$ и $\text{Co}_{56,8}\text{Fe}_{6,2}\text{Ni}_{10}\text{B}_{16}\text{Si}_{11}$. Микропровода отжигались при температурах 200, 250 и 300°C в течение 30-150 минут. После каждого отжига производилось измерение скорости движения доменной границы методом Сикстуса-Тонкса и измерение петель гистерезиса индукционным методом. Все исходные и отожженные микропровода имеют прямоугольные петли гистерезиса, характерные для магнитно бистабильных микропроводов [7].

Зависимости скоростей движения доменной границы от величины приложенного магнитного поля для разных времен отжига качественно отличаются для микропроводов с различными составами металлической жилы. Для микропровода с металлической жилой из сплава на основе железа (Рис. 1) скорость распространения доменной границы возрастает с увеличением времени отжига (графики располагаются друг над другом). В случае микропровода с металлической жилой из сплава на основе FeCoNi при увеличении времени отжига график $V(H)$ сдвигается вправо в сторону больших полей. В первом случае определенной зависимости для поля переключения и поля, при котором образуется мультидоменное состояние, от времени отжига не наблюдается, во втором случае и поле переключения, и поле реализации мультидоменного состояния возрастают с увеличением времени отжига микропровода.

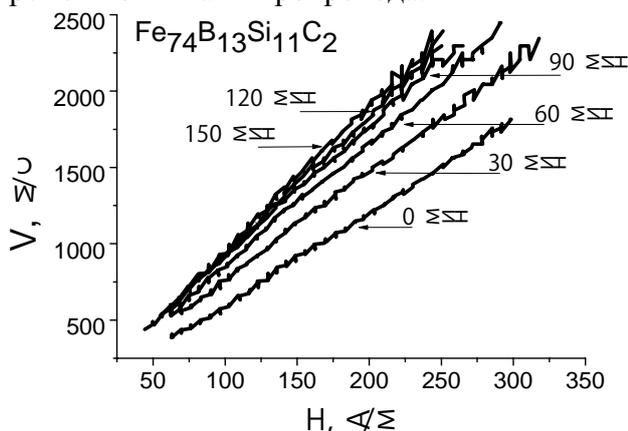


Рис. 1 Зависимость скорости распространения доменной границы от магнитного поля для микропровода с металлической жилой состава $\text{Fe}_{74}\text{B}_{13}\text{Si}_{11}\text{C}_2$, отожженного при температуре 300°C в течение 0-150 минут.

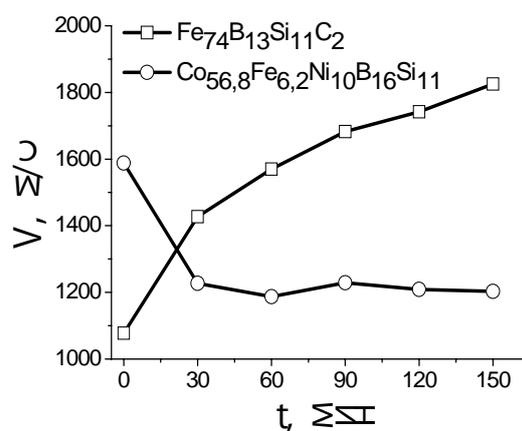


Рис. 2 Зависимость скорости движения доменной границы от времени отжига, t , при значении магнитного поля 180 А/м для микропроводов с двумя различными составами металлической жилы.

Для наглядности на рисунке 2 представлены графики, описывающие зависимости скорости распространения доменной границы от времени отжига при фиксированном магнитном поле для микропроводов с различным составом металлической жилы при температуре отжига 300°C.

Таким образом, для микропроводов с металлической жилой состава $\text{Fe}_{74}\text{B}_{13}\text{Si}_{11}\text{C}_2$ отжиг образцов при температурах 200-300°C приводит к увеличению скорости распространения доменной границы вследствие релаксации дефектов. Для микропроводов с металлической жилой состава $\text{Co}_{56,8}\text{Fe}_{6,2}\text{Ni}_{10}\text{B}_{16}\text{Si}_{11}$ отжиг при температурах 200-300°C в течение 60-150 минут практически не влияет на скорость движения доменной границы, первичный отжиг в течение 30 минут приводит к уменьшению скорости, что может быть объяснено частичным

снятием закалочных напряжений, наведенных при изготовлении микропровода. При повышении температуры отжига, изменения величины скорости распространения доменной границы и сдвига графика $V(H)$ происходят при меньших временах отжига.

Литература

1. Hayashi M., Thomas L., Moriya R., Rettner C. and Parkin S.S.P, Science **320**, 209 (2008).
2. Ono T., Miyajima H., Shigeto K., Mibu K., Hosoi N., Shinjo T., Science **284**, 468 (1999).
3. Varga R., Zhukov A., Blanco J.M., et al., Phys. Rev. B **74**, 212405 (2006).
4. Vazquez M., Advanced Magnetic Microwires, Micro- and nanowires, 2193
5. Zhukov A., Blanco J.M., Ipatov M., Chizhik A and Zhukova V., Nanoscale Research Letters, **7**, 223 (2012).
6. Zhukov A., Zhukova V., Magnetic Properties and Applications of Ferromagnetic Microwires with Amorphous and Nanocrystalline Structure, 2009
7. Zhukov A., Applied Physics Letters, Vol. 78, No. 20 (2001)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ДИАГРАММ ОДНОМЕРНОГО МАГНЕТИКА МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Шабунина Е.В.¹, Шабунин М.Е.²

Аспирант¹, магистр²

*Хакасский государственный университет им. Н.Ф. Катанова,
институт естественных наук и математики, Абакан, Россия*

E-mail: galichinaev@mail.ru¹, mshb@yandex.ru²

На сегодняшний день магнитные характеристики наночастиц являются объектом интенсивных исследований [1]. Используемые в работе одномерные модели интересны как для описания нанонитей, так и для описания поведения трехмерных кристаллов, в которых магнитные атомы экранируются немагнитными, в результате чего образуются независимые одномерные цепочки (строго говоря, конечной длины) [2]. Необходимым этапом исследования магнитных систем является построение фазовых диаграмм. Рассмотрим методику и результаты построения фазовых диаграмм в осях энергетических параметров.

В данной работе используется модифицированная модель Изинга, учитывающая взаимодействие во второй координационной сфере. Для уменьшения числа изменяемых энергетических параметров рассматривается гамильтониан, приведенный к энергии взаимодействия в первой координационной сфере [3]

$$\frac{H}{J_1} = -\sum_{i=1}^{N-1} S_i S_{i+1} - J_2 \sum_{i=1}^{N-2} S_i S_{i+2} - h \sum_{i=1}^N S_i, \quad (1)$$

где J_1 – энергия взаимодействия спинов в первой координационной сфере, J_2 – относительная (безразмерная) энергия обменного взаимодействия во второй координационной сфере, h – относительная напряженность внешнего магнитного поля, S_i – проекция вектора спина на выбранную ось, N – количество атомов в системе, i – номер узла. Температура системы влияет на вероятность перехода в новую конфигурацию.

Образец с определенной обменной энергией вначале испытывает переход из антиферромагнитной фазы в ферромагнитную, затем после установления равновесия мы начинаем увеличивать напряженность внешнего магнитного поля с шагом $dH=0,1$, давая системе время после каждого изменения H прийти в равновесие. Таким образом, в каждой точке диаграммы отображается результат процесса перехода системы в состояние с новым параметром поля, а за начальную конфигурацию берется предыдущая точка диаграммы для данного J_2 . При этом проводится 1000 параллельных опытов и из них выбирается конфигурации с максимальной частотой встречаемости. Если при данных параметрах энергия нескольких конфигураций оказывается одинаковой, то их вероятности складываются. Рассмотрим диаграмму при относительной температуре $T=0,01$ (единицы измерения J_1/k_B). По сравнению с диаграммой основных состояний [4] (рис. 1,а) происходит

рост первой ферромагнитной фазы, с результирующим моментом направленным вниз, за счет второй фазы, с результирующим моментом направленным (рис. 1,б)

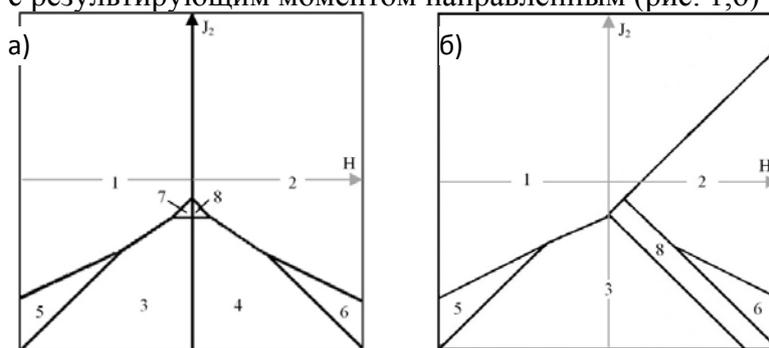


Рис. 1 Фазовые диаграммы для системы с $N=5$ а) при $T=0$ б) при $T=0,01$

Этот эффект можно объяснить запаздыванием в перестройке магнитной структуры при увеличении внешнего магнитного поля, ведь начальными при $H=0$ являются конфигурации, когда все спины направлены вниз, что является метастабильным состоянием при положительной напряженности внешнего магнитного поля. Для выхода из метастабильного состояния значительного процента конфигураций необходимо либо увеличение температуры системы, либо сильное магнитное поле. В результате, при низких температурах наблюдается значительное запаздывание при переходе из ферромагнитной фазы с результирующим магнитным моментом направленным вниз в фазу со спинами направленным вверх. Область 3, в которой находится антиферромагнитная фаза с чередующимися парами спинов, поглощает область 4, которая при $T=0,01$ не реализуется. Области 5 и 6 с дефектными антиферромагнитными конфигурациями тождественны аналогичным областям в диаграммах основных состояний. Фаза 7 не реализуется, а фаза 8 занимает часть антиферромагнитной фазы и проявляется для большего диапазона отрицательных значения энергии взаимодействия J_2 .

На группе диаграмм рисунка 2 мы можем проследить изменения, происходящие с увеличением температуры.

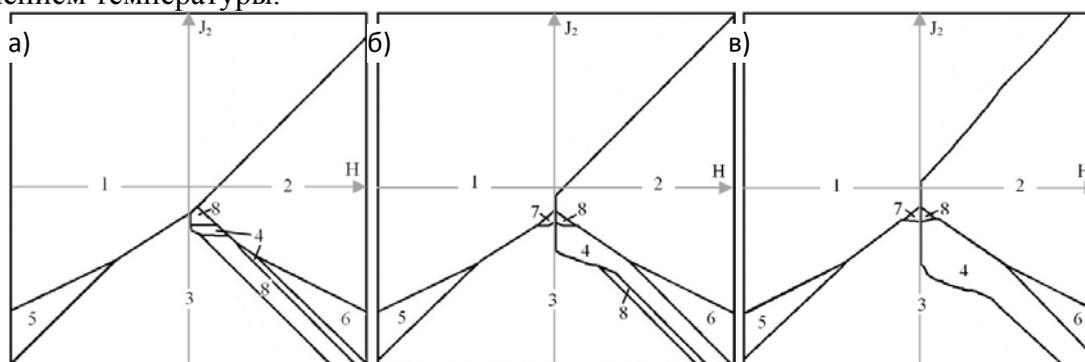


Рис. 3 Фазовые диаграммы для системы с $N=5$ при а) $T=0,1$ б) $T=0,3$ в) $T=0,5$

В области 8 формируется область 4 и с ростом температуры вытесняет ее (область 8) в положение характерное для диаграммы основного состояния. Формируется область 7. Область 4 расширяется влево до прямой $H=0$. Уменьшается запаздывание в перестроении спинов из фазы 1 в фазу 2. Таким образом, увеличение температуры приближает фазовую диаграмму к виду диаграммы основного состояния. Однако это справедливо для относительно невысоких температур (порядка $T=1$), в дальнейшем увеличение теплового движения разрушит упорядочение узлов, границы фаз размоются.

Литература

1. Губин С.П. // Росс. Хим. Журнал. – 2000. – № 4. – С. 23-31.
2. Лекции Н.Г. Чеченина "Физика магнитных наноструктур" [Электронный ресурс]. – URL: <http://danp.sinp.msu.ru/MagNanoS/L12.pdf>
3. Спиринов Д.В., Удодов В.Н., Потеев А.И. // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. – 2005. – № 1. – С. 114-117.

4. Камиллов И.К., Муртазаев А.К., Алиев Х.К. //УФН. – 1999. – №7 – С. 773-795.
5. Спирин Д.В. Диаграммы основных состояний малого изинговского магнетика // Физика и химия высокоэнергетических систем. – Материалы III Всероссийской конференции молодых ученых. – Томск: ТМЛ-Пресс, 2007. – С. 215-218.

КОРРЕЛЯЦИЯ ШЕРОХОВАТОСТИ И ВЕЛИЧИНЫ ОБМЕННОГО СМЕЩЕНИЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ С РАЗЛИЧНЫМ ПОРЯДКОМ ОСАЖДЕНИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ И АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ СЛОЕВ

Шанова Елена Игоревна

студентка, 5 курс

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: lavazza509@rambler.ru

Явление обменного смещения, которое наблюдается при последовательном осаждении ферромагнитных и антиферромагнитных слоев, является особо важным для приборов спинтроники, которые сейчас широко используются в считывающих головках жестких дисков и, в перспективе, в элементах, использующих неразрушающуюся магнитную память произвольного доступа. Увеличение обменного смещения способствует непосредственному увеличению чувствительности таких приборов. Важную роль в этом процессе играет поверхностная шероховатость каждого из слоев структуры. Изменение параметров осаждения, порядка напыления слоев, использование различных материалов может приводить к значительной вариации в величине обменного смещения.

Многослойные структуры создавались методом магнетронного осаждения в магнитном поле. Измерение шероховатости образцов проводилось методом атомно-силовой микроскопии. Обменное смещение было измерено при помощи метода ферромагнитного резонанса. Исследования показали, что для ферромагнитных материалов шероховатость в абсолютных значениях высот пиков больше, чем для антиферромагнитных. Это может способствовать формированию магнитных полюсов и увеличению коэрцитивности структур, в которых верхним является ферромагнитный слой. Было выявлено, что при увеличении толщины слоев структуры общая шероховатость увеличивается. Измерения проводились для антиферромагнитных материалов IrMn и FeMn.

Работа поддержана грантом РФФИ 12-02-31541 программы развития МГУ.

Литература

1. В. С. Миронов «Основы сканирующей зондовой микроскопии», Российская академия наук, институт физики микроструктур. Нижний Новгород, 2004.
2. Н. Г. Чеченин, «Магнитные наноструктуры и их применение», 2006 М.: Грант Виктория.
3. K. O'Grady n, L.E.Fernandez-Outon, G.Vallejo-Fernandez, «A new paradigm for exchange bias in polycrystalline thin films», Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 322 (2010) 883–899
4. W. N. Meiklejohn, C. P. Bean, «New magnetic anisotropy», Phys. Rev. 105 (1957) 904.

Подсекция «Физика твердого тела»

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ НАНОСЛОЕВ КРЕМНИЯ НА ВЫСОКООРИЕНТИРОВАННОМ ПИРОЛИТИЧЕСКОМ ГРАФИТЕ

Анисимов Антон Витальевич

аспирант первого года обучения

Воронежский государственный университет, Физический факультет, Воронеж, Россия

E-mail: xasanderx@yandex.ru

Открытие новых наноструктурированных форм углерода (фуллерены, графен), представляющих колоссальный научный интерес и открывающих новые технологические возможности, повлекло за собой исследование возможностей формирования аналогичных структур кремнием, являющимся ключевым материалом электроники на протяжении последних десятилетий. Как один из вероятных способов получения кремниевых наноструктур, аналогичных углеродным, рассматривается использование углеродных структур как матриц-подложек для кремниевых [1,2].

В данном докладе представлены результаты исследования электронной и атомной структуры самоформирующихся кремниевых наноструктур на подложке из высокоориентированного пиролитического графита (Si/ВОПГ), полученных методом электронно-лучевого испарения сотрудниками Нижегородского Государственного Университета. Получение образцов с толщиной слоя кремния порядка 5 нм и 3 нм проводилось при помощи сверхвысоковакуумного комплекса Multiprobe RM (Omicron Nanotechnology GmbH) и модернизированной вакуумной установки ВУ-1А соответственно.

Исследования проводились при помощи методик спектроскопии ближней тонкой структуры края рентгеновского поглощения (XANES) и ультрамягкой рентгеновской эмиссионной спектроскопии (USXES), позволяющих с высоким энергетическим разрешением получить информацию о распределении локальной парциальной плотности электронных состояний в зоне проводимости и валентной зоне кремния соответственно, а также судить о характере химического окружения поглощающих или излучающих атомов. Спектры XANES были получены сотрудниками кафедры ФТТ и НС физического факультета ВГУ на синхротроне SRC университета Висконсин-Мэдисон (Стоутон, США), спектры USXES – на модернизированном лабораторном рентгеновском спектрометре-монохроматоре РСМ-500 (ВГУ).

В результате исследований установлено формирование нанокристаллических слоев кремния на подложке из ВОПГ. Обнаружено присутствие в образцах фаз низкокоординированного кремния, карбида кремния и промежуточного оксида кремния $\text{SiO}_{1.3}$. Наряду со значительным окислением выявлена аморфизация наночастиц кремния.

Автор доклада выражает благодарность научному руководителю, профессору, д.ф.-м.н. Терехову В.А., а так же Нежданову А.В. за предоставленные образцы. Работа частично выполнена на The Synchrotron Radiation Center, University Of Wisconsin-Madison, который поддерживается NSF грант No. DMR-0537588.

Литература

1. Филатов Д.О. Структура и свойства наноструктур Si на поверхности высокоориентированного пиролитического графита / Д.О. Филатов, Д.А. Антонов, С.Ю. Зубков, А.В. Нежданов, А.И. Машин // Известия РАН. Серия физическая – 2011 – том 75 – № 1 – с. 18 – 22
2. Zeng B., Xiong G., Chen S. et al. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. № 3. 033112.

ВЛИЯНИЕ Li - и Mn – СОДЕРЖАЩИХ МОДИФИКАТОРОВ НА ФАЗОВЫЙ СОСТАВ, ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КЕРАМИКИ $\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$

Болдырев Никита Анатольевич

Магистр 2-го года обучения

Совместный студенческий научно-исследовательский институт физического материаловедения ЮНЦ РАН-НИИ физики ЮФУ, Ростов-на-Дону, Россия.

E-mail: huckwrench@gmail.com

Сегнетомагнетик феррониобат свинца, $\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$ (PFN), благодаря достаточно высоким значениям температур сегнетоэлектрического (СЭ) и антиферромагнитного переходов, в последние годы часто рассматривается как основа новых многофункциональных материалов, в том числе, и керамических [1]. Однако критическая зависимость фазового состава и макроскопических характеристик PFN от термодинамической предыстории существенно затрудняет его практическое использование. Стабилизировать структуру и свойства PFN, в ряде случаев, возможно введением модификаторов (М) [4], в том числе, карбоната лития и оксида марганца. Целью работы явилось установление закономерностей влияния этих добавок на фазовую картину и физические свойства феррониобата свинца.

Мы вводили указанные модифицирующие соединения сверх стехиометрии в количестве 1 масс. % (PFNL1 и PFNM1), 2 масс. % (PFNL2 и PFNM2) и 3 масс. % (PFNL3 и PFNM3), соответственно, на стадии приготовления шихты. Синтез образцов осуществляли методом твердофазных реакций из соответствующих оксидов, спекание – по обычной керамической технологии.

Фазовый состав и полноту синтеза проверяли при помощи рентгенофазового анализа (ДРОН-3). Измерения комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon^* = \varepsilon' - i\varepsilon''$ (ε' и ε'' – действительная и мнимая части ε^* , соответственно) производили с помощью автоматического измерительного стенда на базе LCR-метра НЮКИ 3522-50. Остаточную поляризацию, P_R , исследуемых образцов рассчитывали при анализе петель диэлектрического гистерезиса на частоте 50 Гц с помощью осциллографической установки Сойера – Тауэра. Измерения электрофизических параметров проводили в соответствии с ОСТ 11 0444-87 с помощью прецизионного анализатора импеданса Wayne Kerr 6500 В.

Рентгенографически установлено, что при содержании Li_2CO_3 1масс. % и MnO_2 (1 ÷ 2) масс. % образуются практически беспримесные образцы (с ромбоэдрической при 300 К структурой). Дальнейшее обогащение PFN модификатором приводило к выпадению небольшого количества примесных фаз. Таким образом, стабилизация структуры PFN оказалась возможной только при введении малых концентраций М.

Анализ зависимостей $\varepsilon'/\varepsilon_0(T)$ и $\varepsilon''/\varepsilon_0(T)$ (рис. 1), (ε_0 – электрическая постоянная) исследуемых объектов показал, что введение обоих модификаторов приводит к снижению температуры СЭ фазового перехода в сторону низких температур и усилению размытия последнего, ярко проявившегося, как видно из рис. 2 на примере PFNL1 и PFNM1, при совместном рассмотрении кривых $(\varepsilon'/\varepsilon_0)^{-1}(T)$ при $f = 10^5$ Гц и $P_R(T)$. В окрестности температуры сегнето-параэлектрического фазового перехода на зависимостях $\varepsilon'/\varepsilon_0(T)$ и $\varepsilon''/\varepsilon_0(T)$ в PFN с (2 ÷ 3) масс. % модификаторов наблюдалось поведение, характерное для сегнетоэлектриков-релаксоров с формированием частотно-зависимых максимумов, сдвигающихся в область высоких температур при увеличении частоты переменного электрического поля (особенно заметен этот эффект при введении оксида марганца), что не наблюдалось в исходном объекте.

Введение 1 масс. % М в обоих случаях привело к снижению электропроводности объектов и увеличению ряда пьезоэлектрических параметров (например, в (1.5 ÷ 2.5) раза возросли пьезомодули $|d_{31}|$ и d_{33}). Большее количество М способствовало увеличению

электропроводности объектов и снижению, как следствие, пьезоэлектрических характеристик.

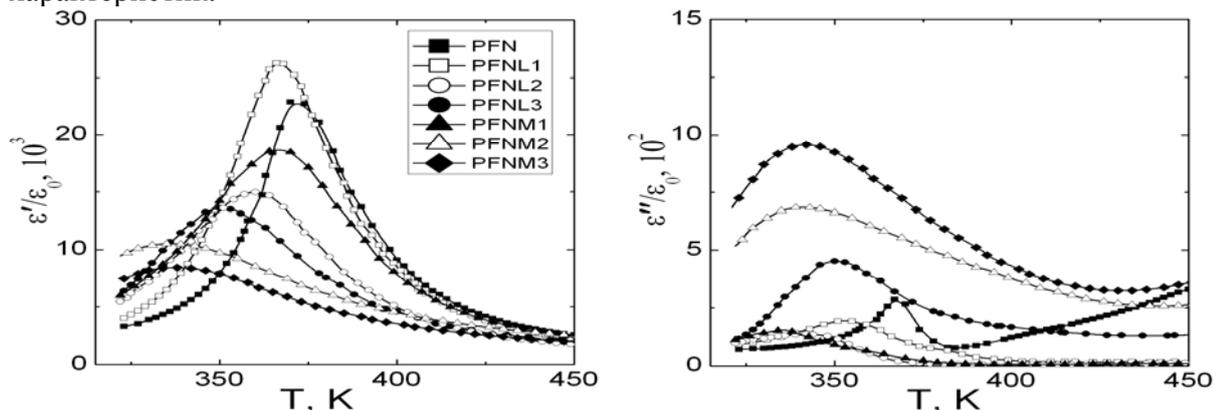


Рис. 1. Зависимости $\varepsilon'/\varepsilon_0(T)$ и $\varepsilon''/\varepsilon_0(T)$ керамики PFN, PFNL1, PFNL2, PFNL3, PFNM1, PFNM2 и PFNM3 на частоте 10^5 Гц при $T = (320 \div 450)$ К.

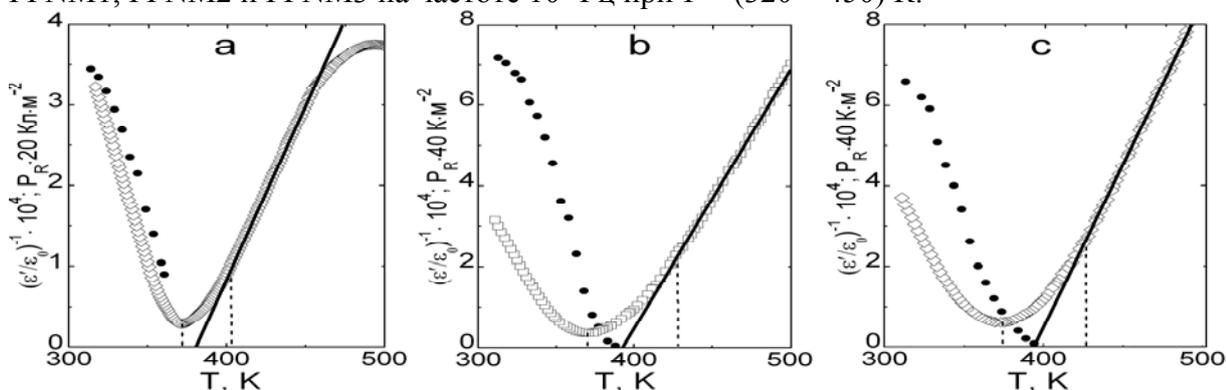


Рис. 2. Зависимости $(\varepsilon'/\varepsilon_0)^{-1}$ ($T, f = 10^5$ Гц) (светлые символы) и $P_R(T)$ (темные символы) PFN (a), PFNL1 (b) и PFNM2 (c) в температурном интервале $(320 \div 500)$ К.

В работе обсуждается связь наблюдаемых эффектов с кристаллохимическими особенностями модифицирующих соединений (возможностью образования жидких фаз), пространственной неоднородностью образовавшихся структур (возможностью расположения катионов Li^{1+} и Mn^{4+} как в регулярных, так и в нерегулярных позициях исходной структуры) [2, 3], формированием композитоподобных структур (PFN/M – примесь).

Список литературы

1. Веневцев Ю.Н., Гагулин В.В., Любимов В.Н.. Сегнетомагнетики. М.:Наука. 1982. - 254с.
2. Резниченко Л.А., Разумовская О.Н., Шилкина Л.А., Алешин В.А. Жидкая фаза в ниобатах щелочных металлов // Сб-к материалов 7-го Международного семинара по физике сегнетоэлектриков-полупроводников. (24–27).09.1996 г. Ростов-на-Дону: МП"Книга". 1996. N. 6. С. 149–151.
3. Резниченко Л.А. Разумовская О.Н., Клевцов А.Н. О технологичности марганецсодержащих сегнетопъезокерамик // Сб-к трудов Международной научно-практической конференции "ПЪЕЗОТЕХНИКА-99". Ростов-на-Дону. 1996. С. 268- 275.
4. Vochenek D., Surowiak Z. Influence of admixtures on the properties of biferroic $\text{Pb}(\text{Fe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5})\text{O}_3$ ceramic // Phys. Status Solidi A. 2009. V. 206(12). P. 2857.

ИССЛЕДОВАНИЕ НИТЕВИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ SnO₂ СИНХРОТРОННЫМИ МЕТОДАМИ**Высоцкий Денис Владимирович***Магистрант***Чувенкова Ольга Александровна***Научный сотрудник***Попов Алексей Евгеньевич***Аспирант**Воронежский государственный университет, физический факультет, г. Воронеж,
Россия**e-mail: lethalweapons@yandex.ru*

Разработка современных газочувствительных устройств на основе диоксида олова является одной из активно и динамично развивающихся областей современной науки. При этом, наиболее актуальным является переход, к формированию наноструктурированных объектов, таких как нитевидные кристаллы диоксида олова нанометрового диаметра, актуальность изучения которых обусловлена предельно высоким отношением величины поверхности к величине объема.

Исследуемые объекты – нитевидные кристаллы (НК) SnO₂ были получены методом газотранспортного синтеза в высокотемпературной печи при атмосферном давлении.

Для характеристики сформированных массивов нитевидных кристаллов использовались следующие методы: растровая электронная микроскопия (РЭМ), спектроскопия ближней тонкой структуры края рентгеновского поглощения (XANES - X-ray absorption near edge structure), рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (XPS - X-ray photoelectron spectroscopy), фотоэмиссионная электронная микроскопия (PEEM - PhotoEmission Electron Microscopy).

На Рисунке 1 (а) приведены РЭМ изображения сформированных нитевидных кристаллов как после процедуры седиментации, так и исходного массива в целом (вставка). Результаты показывают, что величины диаметров синтезированных нитевидных кристаллов колеблются в пределах от субмикронных до нанометровых (~50 нм) размеров.

Результаты XANES показывают, что бесструктурный M₅ (3d^{5/2}) край поглощения металлического олова механически очищенной in-situ фольги Sn находится при энергии ~ 485.0 эВ. Во всех остальных спектрах эталонных образцов распределение интенсивности кардинальным образом отличается от спектров XANES очищенной металлической фольги как энергетическим положением, так и ярко выраженной тонкой структурой, относящейся к оксидам олова [2]. Для массива НК, помимо слабого спектра локализованных состояний в запрещенной зоне, выражающегося в появлении препика А (Рисунок 1 (б)), наблюдается более четко выраженная тонкая структура послекраевой области, с пиками меньшей полуширины по сравнению с эталонными спектрами. Этот факт является свидетельством кристаллической природы синтезированных нами нитевидных кристаллов SnO₂, что согласуется с данными рентгеновской дифракции. Тем не менее, наблюдение препика А свидетельствует о наличии кислородных вакансий в нитевидных кристаллах.

Анализ Sn 3d линий эталонных образцов (данные XPS) показывает, что энергия связи чистого металлического олова в очищенной фольге олова имеет значение 484.9 эВ, тогда как в неочищенной фольге олова это значение больше, а именно 486.6 эВ. Последнее значение относится к тонкому слою естественного оксида SnO_x на поверхности исходной металлической фольги Sn. Sn 3d линия нитевидных кристаллов оксида олова с энергией 486.7 эВ соответствует естественному оксиду SnO_x, что свидетельствует о наличии вакансий по кислороду в поверхностных слоях НК. Значения энергий связи O 1s кислорода, связанного с оловом, во всех образцах оксида олова лежат в пределах 530.5 – 531.2 эВ. В НК это значение 530.7 эВ, что больше значения энергии связи SnO (530.4 эВ), но меньше чем в SnO₂ (531.4 эВ) [1]. Таким образом, на основании данных XPS можно заключить, что поверхность синтезированных нитевидных кристаллов SnO₂ покрыта естественным нестехиометрическим

оксидом SnO_x . Эти результаты исследования методом XPS хорошо коррелируют с данными, полученными методом XANES.

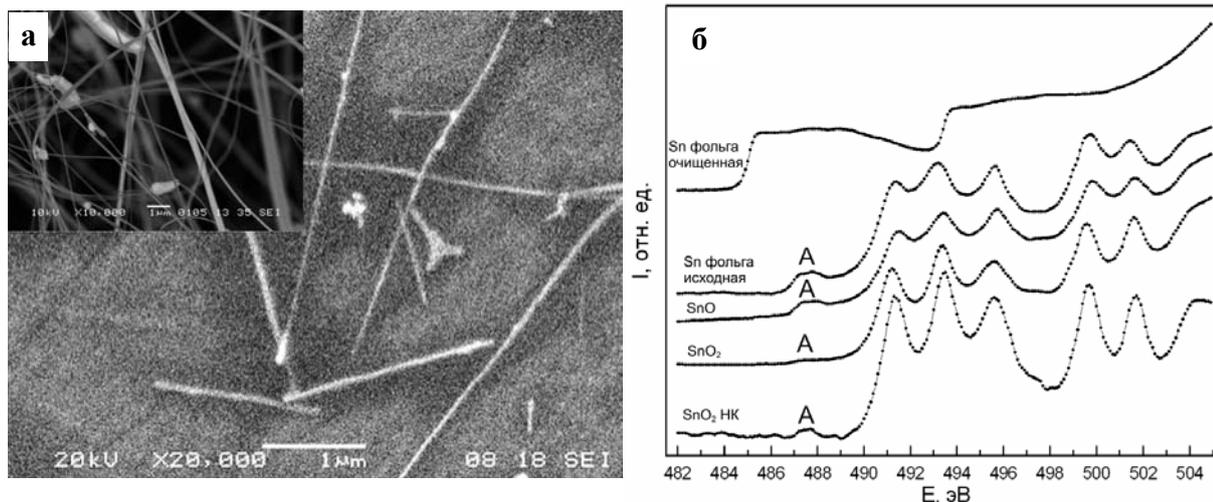


Рисунок 1. РЭМ изображения сформированных нитевидных кристаллов (а), XANES Sn $M_{4,5}$ эталонных образцов и сформированных нитевидных кристаллов (б).

Таким образом, проведена характеристика морфологии, атомного и электронного строения образцов нитевидных кристаллов SnO_2 субмикронных и нанометровых размеров, сформированных методом газотранспортного синтеза с использованием синхротронных методов рентгеновской и электронной спектроскопии и микроскопии. Впервые зарегистрированы Sn M_5 - и M_4 - края в спектрах XANES металлического олова, очищенной механически *in-situ* Sn фольги, сдвинутые на ~ 5 эВ в низкоэнергетическую область по сравнению с соответствующими спектрами оксидов олова. В Sn M_5 - спектрах XANES нитевидных кристаллов SnO_2 зафиксированы локализованные состояния дефектов решетки в запрещенной зоне на расстоянии ~ 2.6 эВ от дна зоны проводимости, соответствующего главному краю поглощения (~ 490 эВ). С помощью метода XPS показано, что поверхность синтезированных нитевидных кристаллов SnO_2 покрыта естественным нанослоем нестехиометрического оксида SnO_x , толщиной ~ 1 нм.

Благодарности

Авторы работы выражают благодарность Директору и администрации Гельмгольц Центра Берлин, а также Координаторам Российско-Германского канала синхротрона BESSY II Гельмгольц Центра Берлин. Данная работа частично выполнена на The Synchrotron Radiation Center, University Of Wisconsin-Madison, который поддерживается NSF грант No. DMR-0537588. Работа выполнена при поддержке Гранта РФФИ № 12-02-31617.

Литература

1. Crist B.V. PDF Handbook of Monochromatic XPS Spectra. XPS International LLC: California, 2005. 172 p.
2. Stohr J. NEXAFS spectroscopy. Berlin: Springer, 1996. 403 p.

УЛЬТРАЗВУКОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $\text{H}_2\text{O}-\text{D}_2\text{O}$

Данилов Игорь Владимирович

Студент

Московский физико-технический институт (государственный университет),
факультет проблем физики и энергетики, Москва, Россия

Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН, Троицк, Москва, Россия

E-mail: arbalest13@mail.ru

Открытие твердофазной аморфизации (ТФА) гексагонального льда $1h$ в аморфный лед высокой плотности (hda) [3], а также взаимных превращений между льдами lda (аморфный лед низкой плотности) и hda , аналогичных фазовым переходам 1-ого рода для кристаллических фаз (полиаморфизм) [4] является одним из важнейших в физике конденсированного состояния и высоких давлений. Несмотря на то, что изотопические аналоги H_2O и D_2O имеют близкие фазовые диаграммы и аналогичные кристаллические структуры, ультразвуковое исследование под давлением этих льдов [1,2] выявило ряд существенных отличий в поведении их упругих свойств при ТФА и переходе между аморфными фазами.

Изучение твердых растворов $\text{H}_2\text{O}-\text{D}_2\text{O}$ под давлением может позволить расширить экспериментальную информацию о межмолекулярном и внутримолекулярном взаимодействии в H_2O и D_2O . В настоящей работе проведено исследование импульсным ультразвуковым методом упругих свойств (с одновременным прямым измерением объема) твердых растворов $25\%\text{H}_2\text{O}-75\%\text{D}_2\text{O}$ и $75\%\text{H}_2\text{O}-25\%\text{D}_2\text{O}$ при неравновесных фазовых превращениях под давлением. Изучалась ТФА льда $1h$ в hda фазу при сжатии до 1.7 ГПа при $T=78$ К и индуцируемый ростом температуры при $P=0.05$ ГПа каскад фазовых переходов $hda-lda-1c-1h$. Барические (рис. 1) и температурные (рис. 2) зависимости модуля объемной упругости B и модуля сдвига G были получены из экспериментальных скоростей продольных и поперечных ультразвуковых колебаний и плотности.

Можно выделить следующие закономерности в поведении упругих модулей и особенностей ТФА для льдов $\text{H}_2\text{O}-\text{D}_2\text{O}$ (рис. 1): 1) при сжатии льда $1h$ наблюдается падение модуля G с разными наклонами; 2) переход ТФА для твердых растворов начинается на 0.05–0.1 ГПа раньше по давлению; 3) при высоких давлениях $P>1$ ГПа оба модуля B и G для hda фазы смешанных льдов оказываются ниже соответствующих значений для чистых H_2O и D_2O . Т.е. можно утверждать о существенной немонотонности некоторых функциональных характеристик барических зависимостей упругих модулей при постепенной изотопической замене H_2O на D_2O .

Переходы между аморфными фазами с последующей кристаллизацией (рис. 2) исследовались в режиме естественного отогрева льда hda от $T=78$ К при фиксированном давлении $P=0.05$ ГПа близком к атмосферному. По аномалиям объема, ультразвуковых скоростей и упругих модулей аналогично случаю чистых H_2O и D_2O [3,4] был идентифицирован каскад фазовых переходов $hda-lda-1c-1h$. Поведение модуля G для всех льдов аналогично. В отличие от высоких давлений (рис. 1) значение модуля B hda фаз монотонно зависит от концентрации. В lda фазе концентрационная зависимость B существенно немонотонна, а для кристаллических льдов $1c$ и $1h$ величина B в смешанных льдах $\text{H}_2\text{O}-\text{D}_2\text{O}$ заметно меньше соответствующих модулей чистых льдов.

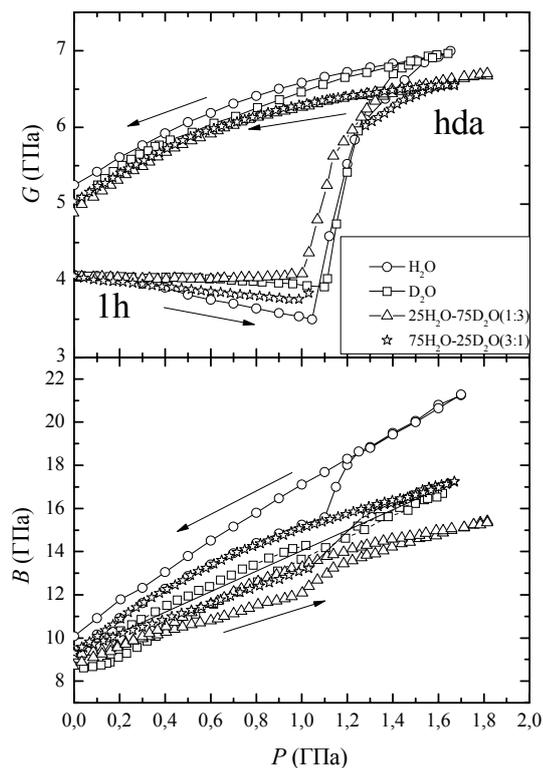


Рис. 1

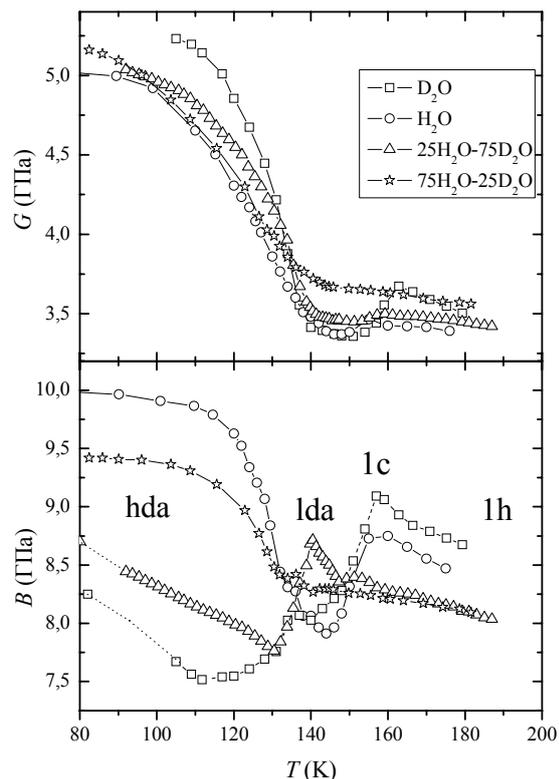


Рис. 2

Литература

1. Громницкая Е. Л., Стальгорова О. В, Ляпин А. Г., Бражкин В. В., Тарутин О. Б., Упругие свойства льда D₂O при твердофазной аморфизации и превращении между аморфными фазами // Письма в ЖЭТФ. 2003, №78. с. 960-964.
2. Gromnitskaya E.L., Stal'gorova O.V., Brazhkin V.V. and Lyapin A.G. Ultrasonic study of the nonequilibrium pressure-temperature diagram of H₂O ice // Phys. Rev. B. 2001, № 64
3. Mishima O., Calvert L.D., Whalley E. "Melting ice" I at 77 K and 10 kbar: a new method of making amorphous solids // Nature. 1984, №310. с. 393-395.
4. Mishima O. Reversible first-order transition between two H₂O amorphs at 0.2 GPa and 135 K // J. Chem. Phys. 1994, №100.

ИЗУЧЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ОБРАЗОВАНИЯ МАРТЕНСИТНОЙ А'-ФАЗЫ В МЕТАСТАБИЛЬНЫХ, ОБЛУЧЕННЫХ НЕЙТРОНАМИ НЕРЖАВЕЮЩИХ СТАЛЯХ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ

Жакуров Тимур Рустамович
 Магистрант

*Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева,
 Физико-технический факультет, Астана, Казахстан
 E-mail: tima90zhuk@gmail.com*

Общеизвестно, что дефекты кристаллического строения (дислокации, вакансии, дефекты упаковки и т. д.), возникающие при пластической деформации нержавеющей сталей и сплавов металлов, оказывают сильное влияние на процессы фазового превращения, структуру материалов используемых в промышленности, энергетике и науке[1]. Исследования, направленные на установление закономерности влияния параметров облучения, силовых нагрузок, структурных аспектов на мартенситное $\gamma \rightarrow \alpha'$ превращение в нержавеющей метастабильных сталях являются актуальными, позволяют разработать физические основы для создания новых радиационно-стойких конструкционных материалов. Превращение аустенита в мартенсит приводит к изменению магнитных свойств

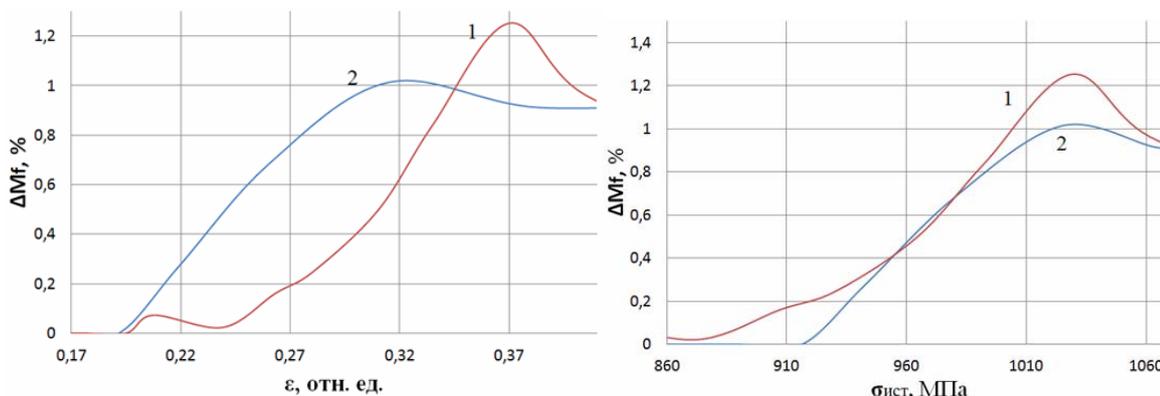
парамагнитных нержавеющей сталей. Результатом разрушающего воздействия высокоэнергетической радиации на конструкционные материалы реактора, является обеднение поверхностных слоев определенными элементами (Ni, Cr, Mn) и их перераспределение по сечению конструкции, что в свою очередь ведет к изменению механических, физических, коррозионных свойств материала[2]. В условиях нейтронного облучения вследствие избытка атомных дефектов и нарушений в кристаллической решетке ускоряются диффузионные процессы и, как следствие, ускоряется зарождение и обособление избыточных карбидных, интерметаллидных и других фаз. Высокоэнергетические нейтроны, попадая в вещество и вступая в упругие и неупругие взаимодействия с его ядрами, вызывают в основном два эффекта: образование первично выбитых атомов и каскад-каскадных смещений в кристаллической решетке; образование в результате ядерных реакций новых элементов, называемых примесными[3]. В качестве объектов изучения была выбрана аустенитная нержавеющая сталь 12X18H10T технической чистоты.

C	Cr	Mn	Ni	P	S	Si	Ti	Fe
≤0,12	17-19,0	≤2,0	9-11,0	≤0,035	≤0,020	≤0,8	0,5	Осн.

Деформирование исследуемых материалов производилось на универсальной испытательной установке «Instron 1195» (Англия). Количество магнитной α' -фазы в деформированных образцах фиксировалось с помощью феррозонда «FERITSCOPE MP30». Механические испытания с поэтапным снятием нагрузки, повторным нагружением и одновременной фиксацией магнитометрических данных, проводились для необлученных и облученных нейтронами образцов стали 12X18H10T. Изучение изменения микроструктуры вследствие облучения и деформации проводили на металлографическом микроскопе Neophot-2 (максимальное увеличение x2000). Согласно данным эксперимента, образование α' -фазы от разгружаемого стального образца, достаточно сильно зависит от того, в каком состоянии находился этот образец до момента снятия нагрузки. Если прервать процесс растяжения образца в некоторый момент времени, которому соответствует определенное количество магнитной α' -фазы, то по мере разгрузки образца величина мартенситной α' -фазы не остается постоянной.

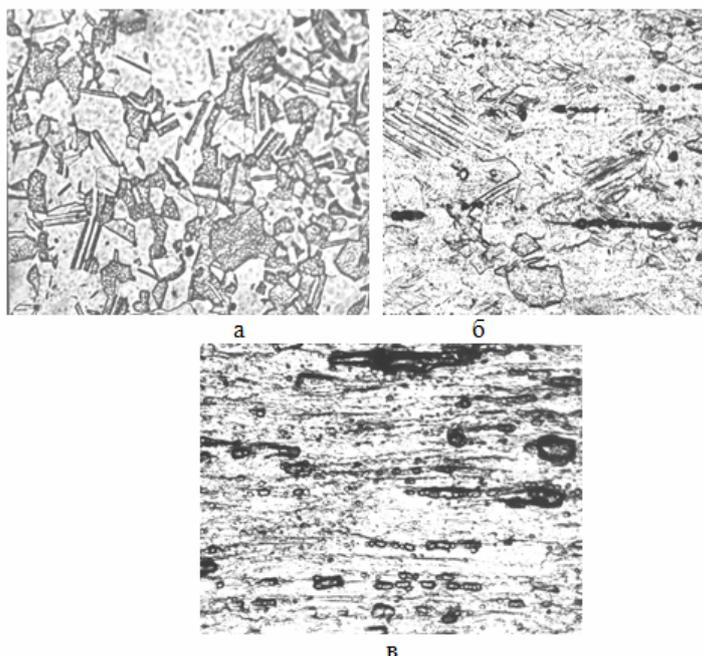
Силовые и деформационные параметры, соответствующие максимуму прироста α' -фазы при разгрузке-нагружении:

Флюенс, н/см ²	σ , МПа	ε , %	ΔMf , %
0	1028	37	1,25
$1,3 \cdot 10^{19}$	1030	32	1,0



1 - необлученный образец; 2 - облученный до флюенса $1,3 \cdot 10^{19}$ н/см².

Кривые, приведенные на рисунке перестроены в координатах «прирост мартенситной фазы (ΔM)f – «истинные» напряжения, в месте образования шейки.



Изображение микроструктуры стали 12Х18Н10Т (х1000);
а- головка образца; б- рабочая часть 2; в- шейка.

1. Л.П. Синельников, Е.Н. Логунцев, А.В. Козлов, И.Н. Ковалев, В.Я. Абрамов, Д.Ф. Литвин, Р.Р. Ионайтис. Радиационное материаловедение 7,19(1990).
2. Особенности процессов структурно-фазовых превращений, формоизменения и коррозионного повреждения образцов нержавеющей стали 12Х18Н10Т, облученной нейтронами в реакторе БН-350 / О.П. Максимкин, О.В. Тиванова, Т.А. Доронина // Известия высших учебных заведений, серия: физика – 2006. – №3. – С.10-13.
3. Мартенситное превращение и механические свойства нержавеющей стали 12Х18Н10Т, облученной нейтронами / Ш.Ш. Ибрагимов, О.П. Максимкин, Д.Х. Садвакасов // ФММ – 1990. – №7. – С.3-5. Новиков И.И. Теория термической обработки металлов. М., Metallurgy, 1978.-237 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ БИОЛОГИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРОВ

Иванова Светлана Федоровна

Аспирант

Северо-Восточный федеральный университет имени М.К. Аммосова, биолого-географический факультет, Якутск, Россия

E-mail: isf1990@mail.ru

Коллаген – основной структурный белок соединительной ткани, выполняющий важные биологические функции. Он сочетает в себе многие свойства, но главным является его способность к биодegradации, что позволяет оставлять материал в месте применения и не заботиться о его последующем удалении [1].

В данной работе, был опробован новый источник коллагена – коллаген из плавательного пузыря северных осетровых рыб. Рыбный коллаген имеет естественный иммунитет, близкий к таковому у человека. Являющийся носителем антител иммуно-глобулин-гамма, имеет почти один и тот же количественный состав у рыб и человека [2].

Цель работы состоит в изучении свойств и определении основных областей применения материалов на основе плавательного пузыря северных осетровых рыб.

В зависимости от областей применения, возможно использование осетрового пузыря в виде раствора (при операциях на паренхиматозных органах в качестве шовного материала, в

травматологии при склеивании костных осколков) и пленки (для наружного применения при лечении ран, ожогов).

Исследования проводились с применением методов оптической микроскопии, атомно-абсорбционной спектроскопии, ИК- спектроскопии, атомно-силовой микроскопии. Были исследованы технологические свойства клея, такие как вязкость, концентрация, а также степень набухания в воде.

На микрофотографиях, полученных нами на оптическом микроскопе OlimpusBh-2, можно выделить отдельные фибриллы коллагена размером 19 – 23 мкм, собранные в пучки в виде волокон размером до 300–400 мкм.

В исследованном нами плавательном пузыре, по данным ААС, содержание тяжелых металлов не превышало предельно-допустимой концентрации, т.е. его можно использовать при контакте с организмом человека. При сравнении ИК- спектров плавательного пузыря (нативный коллаген) и клея из него (денатурированный коллаген) выявлено исчезновение полос поглощения амид I и амид II, т.е. происходит полное разрушение α -спирали, связанное с денатурацией нативного коллагена при термической обработке. Методом АСМ исследована структура коллагена и ее изменения при приготовления клея. Наблюдается переход фибриллярной структуры, свойственной нативному коллагену, в аморфную при его денатурации. Проведен эксперимент (*in vivo*) на лабораторных животных, позволяющий оценить влияние состава пленок на время свертываемости крови и продолжительность заживления ран. При использовании пленок сокращается площадь раны, уменьшаются сроки образования грануляционной ткани и сроки заживления раны.

Таким образом, показана перспективность использования плавательного пузыря северных осетровых рыб для получения материалов медицинского назначения.

Литература

1. Иванов Л.А., Сычеников И.А. Коллаген в технологии лекарственных форм. М.: Медицина. 1984.
2. Коровкин Б.Ф. Биологическая химия. М.: Медицина. 1998.

ЭФФЕКТЫ ФОРМИРОВАНИЯ СТРУКТУР ИЗ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА И ЗОЛОТА В ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЁНКАХ, ИМПРЕГНИРОВАННЫХ ПРЕКУРСОРАМИ БЛАГОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ, ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ НЕПРЕРЫВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Илюхин С.С., Минаев Н.В.

Аспирант, младший научный сотрудник

ФГБУН Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН,

142190, г.Москва, г.Троицк, ул. Пионерская, 2,

sergey@ilyukhin.ru

Изучение динамики формирования наночастиц благородных металлов в прозрачных диэлектриках актуально в связи с созданием функциональных композитных материалов (нанореакторы, устройства памяти, сенсорики, оптика) при использовании фото- и термоиндуцированных процессов разложения молекул прекурсора, предварительно внедренных в матрицу этих материалов. В частности, результаты таких исследований могут быть полезны при создании оптических фильтров или подложек на основе полимерных матриц для SERS (Surface Enhanced Raman Spectroscopy) [1].

В работе рассмотрены кинетические процессы изменения величины пропускания прозрачных полимерных пленок на примере образцов олигоуретанметакрилата (ОУМ), легированных прекурсорами благородных металлов через диффузионное внедрение в среде сверхкритического диоксида углерода (СК CO₂) и с помощью спиртовых растворов. Фотолит внедренных молекул прекурсора с образованием наночастиц серебра (НЧ Ag) или золота

(НЧ Au) осуществлялся при воздействии непрерывного лазерного излучения с $\lambda_{\text{изл}} = 405$ или 532 нм на импрегнированные пленки.

При проведении опытов по изучению кинетики образования структур из НЧ в образцах плёнок ОУМ регистрировалась интенсивность прошедшего через нее излучения с помощью одномерной ПЗС-линейки (прибор с зарядовой связью). Измерения проводились на установке, в состав которой входили источники лазерного излучения, держатель образца, ПЗС-линейка с нейтральными светофильтрами и компьютер с программой для обработки полученных данных. Особенностью реализованного здесь подхода является то, что в данном случае зондирующее и фоторазлагающее излучения совмещены в одном лазерном источнике.

Методами абсорбционной спектроскопии установлено, что импрегнация плёнок ОУМ прекурсором Ag(hfac)COD как через СК CO₂, так и через спирт, и последующее облучение лазером ($\lambda_{\text{изл}} = 405$ нм или 532 нм) приводит к образованию НЧ Ag внутри облучаемой области с полосой плазмонного резонанса (ПР) при 430-450 нм. В случае использования $\lambda_{\text{изл}} = 532$ нм наблюдается появление затянутого длинноволнового «хвоста» с максимумом в районе 650 нм. Его появление в обоих случаях импрегнации связано с образованием (особенно при использовании среды СК CO₂) хорошо выраженной металлической плёнки из НЧ Ag и их агрегатов. Это обуславливает значительно более сильные изменения полосы пропускания, чем в случае использования спиртового раствора Ag(hfac)COD, где этот «хвост» имеет меньшую интенсивность. По данным атомно-силовой микроскопии (AFM) в районе облучённого пятна с металлической плёнкой на поверхности, наблюдается формирование крупных (до 0,5 мкм) агрегатов из НЧ Ag, которые в ряде случаев представляют упорядоченные образования, состоящие из слипшихся НЧ Ag (30-40 нм) в виде призм. В случае воздействия $\lambda_{\text{изл}} = 405$ нм на поверхности образцов ОУМ металлические плёнки не образуются, что скорее всего связано с меньшей плотностью энергии падающего излучения.

Средняя концентрация молекул используемого прекурсора Ag(hfac)COD в среде СК CO₂ была в 10 раз меньше, чем в случае спиртового раствора, однако интенсивность полосы ПР, при использовании СК CO₂ в качестве растворителя прекурсора, оказалась в 1,5 раза выше, чем при использовании спиртового раствора. Это означает, что наиболее эффективным способом внедрения металлоорганического прекурсора Ag(hfac)COD в плёнки ОУМ является применение СК CO₂ в качестве растворителя.

В случае облучения плёнок ОУМ, легированных молекулами H₂AuCl₄ при воздействии лазера с $\lambda_{\text{изл}} = 532$ нм также возникают металлические плёнки из золота, которые при наблюдении с помощью AFM распадаются на отдельные крупные НЧ размером от 100 до 300 нм неправильной формы, но с отсутствием выраженных граней и углов, как в случае серебра.

Терморadiационный эффект образования металлических плёнок на поверхности тонких пластин полимера ОУМ, легированного прекурсорами благородных металлов (AgNO₃, Ag(hfac)COD, H₂AuCl₄), наблюдается при воздействии непрерывного лазерного излучения $\lambda_{\text{изл}} = 532$ нм с плотностью мощности 20 Вт/см² и выше. Он связан с разогревом малых объемов образца при поглощении лазерного излучения на дефектах матрицы и наночастицах, с диффузией молекул прекурсора к поверхности, их фоторазложением с выделением атомов металла и сборкой этих атомов в наночастицы и более сложные структуры из них.

В наших работах [2,3] показано, что процесс сборки НЧ золота из отдельных атомов происходит на протяжении нескольких минут (а при малой интенсивности лазерного излучения и в зависимости от длины волны облучения может составлять несколько часов), в то время как у серебра процесс сборки НЧ Ag из отдельных атомов занимает секунды. В случае легирования плёнок хлоридом золота, подъем на кривой изменения величины пропускания плёнок ОУМ на длине волны лазерного излучения $\lambda_{\text{изл}} = 405$ нм или 532 нм объясняется тем, что процесс разложения прекурсора превалирует над процессом сборки НЧ Au из отдельных атомов на протяжении первых минут. Кинетики изменения величины

пропускания плёнок ОУМ, легированных серебросодержащими прекурсорами AgNO_3 и $\text{Ag}(\text{hfac})\text{COD}$ начинаются сразу со спада, поскольку процесс сборки НЧ Ag из отдельных атомов происходит быстро – на протяжении секунд. Данные эффекты обусловлены прежде всего существенной разницей в размерах атомов серебра и золота и, следовательно, их подвижностью в полимерной матрице.

Полученные структуры из НЧ благородных металлов на поверхности полимерных пленок можно рассмотреть с точки зрения возможности их применения в качестве новых SERS - подложек для различных аналитических исследований [1]. С применением тестовых молекул красителя Родамин 6Ж, нанесенных в виде высушенной капли на такие структуры, обнаружен эффект усиления некоторых линий комбинационного рассеяния этого красителя более чем на два порядка. При этом, в качестве зондирующего использовалось лазерное излучение с $\lambda_{\text{изл}} = 633$ нм. Терморadiационное образование поверхностных структур из НЧ Ag наиболее эффективно проявляется при использовании лазерного излучения с $\lambda_{\text{изл}} = 532$ нм в образцах, импрегнированных в среде СК CO_2 ; механизм «просветления» на кинетической кривой пропускания наиболее хорошо заметен для образцов, легированных молекулами HAuCl_4 через спиртовой раствор, при воздействии такого же излучения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №11-02-12087-ОФИ-м.

[1] Hassel T., Lagonigro L., Peacock A.C., Yoda S, Brown P.D., Sazio P.J. a. Howdle S.M. Silver nanoparticles impregnated polycarbonate substrates for surface enhanced Raman spectroscopy. *Adv. Funct. Mater.*, 2008, V.9999, P.1-8.

[2] Рыбалтовский А.О., Баграташвили В.Н., Илюхин С.С., Леменовский Д.А., Минаев Н.В., Фирсов В.В., Юсупов В.И. Формирование филаментных структур из наночастиц благородных металлов в прозрачных диэлектриках под воздействием непрерывного лазерного излучения. *Российские нанотехнологии*, 2013, Т.8 (в печати).

[3] Bagratashvili V.N., Minaev N.V., Rybaltovskii A.O. a. Yusupov V.I. Self-organization of filaments from an particles in transparent solids stimulated by laser photolysis of incorporated an precursor. *Laser Phys.Lett.*, 2011, V.8, P.853-858.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ ПОЛИТИТАНАТА КАЛИЯ, ИНТЕРКАЛИРОВАННОГО ЖЕЛЕЗОМ, НА РАЗНЫХ СТАДИЯХ ПОЛУЧЕНИЯ

Комяк А.И., Кривенков М.С.

Студент 4-го курса, студент 5-го курса

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

E-mail: krivenkov@physics.msu.ru

В последние десятилетия титанаты калия ($\text{K}_2\text{O} \cdot n\text{TiO}_2$) начали использоваться как новые функциональные материалы. Наиболее практически значимые из них (с $n=4,6$ или 8) обладают стабильной слоистой, игольчатой или туннельной структурой. Благодаря их высокой механической прочности, игольчатые титанаты калия используются как упрочняющие добавки в различных композитных материалах. Более того, их низкая теплопроводность и высокая отражающая способность в пределах от ультрафиолетового до ближнего инфракрасного диапазона делают полититанаты калия удобным материалом для производства термостойких и теплоизолирующих материалов, а также различных покрытий [1-3].

Работа посвящена исследованию полититанатов калия, интеркалированных атомами железа, на разных стадиях синтеза (получение полититаната, протонирование, интеркалирование железом). Изучался механизм встраивания железа в межслоевое пространство, химическая чистота порошков и морфология их частиц, а также зависимость фазового состава полититанатов от концентрации внедренного железа (5%, 10%, 15%, 20%).

В качестве инструмента анализа морфологии использовался растровый электронный микроскоп Quanta 600 (FEI) с приставкой EDS X-Max 80 (Oxford Instruments) для проведения элементного анализа и определения химического состава образцов.

Для изучения структурного состояния и механизма встраивания железа в межслоевое пространство полититаната калия использовались метод мессбауэровской спектроскопии и рентгендифракционный анализ. Исследования проводились на установке MS-1104EM (Ростов, Россия) и на дифрактометре Empyrean (PANalytical).

Была исследована морфология полученных частиц, проведен фазовый анализ и показано, что с увеличением концентрации железа происходит вытеснение ионов калия из межслоевого пространства частиц полититанатов.

Литература

1. D. Yu, J. Wu, L. Zhou, D. Xie, and S. Wu, "The Dielectric and Mechanical Properties of a Potassium-Titanate-Whisker-Reinforced PP/PA Blend," *Comp. Sci. Technol.*, 60 [4] 499–508 (2000).
2. A. V. Gorokhovskiy, J. I. Escalante-Garcia, T. Sánchez-Monjarás, C. A. Gutiérrez-Chavarria. *Journal of the European Ceramic Society* 24 (2004) 3541–3546
3. T. Sanchez-Monjaras, A. Gorokhovskiy, J. I. Escalante-Garcia. *J. Am. Ceram. Soc.*, vol. 91, no. 9, pp. 3058-3065, 2008

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ ДВУХСЛОЙНОГО ГРАФЕНА

Кочемасов Александр Иванович

Аспирант, научный сотрудник,

Молдавский Государственный Университет,

факультет физики и инженерии, Кишинев, Республика Молдова

E-mail: kocemasov@live.ru

В настоящее время, однослойный и многослойный графен привлекает огромное внимание со стороны научного сообщества, благодаря уникальным электрическим [1], механическим [2], оптическим [3] и тепловым [4] свойствам. Графеновые слои являются перспективной основой будущей наноэлектроники [5]. Колебательные свойства графена также несут фундаментальный научный интерес. Колебательный спектр определяет ряд важных физических параметров – скорости звука, решеточную теплопроводность, тепловое расширение и ряд других.

Автором было проведено исследование колебательных свойств двухслойного графена в рамках теории динамики решетки. Схематическое изображение исследуемой структуры приведено на Рис.1.

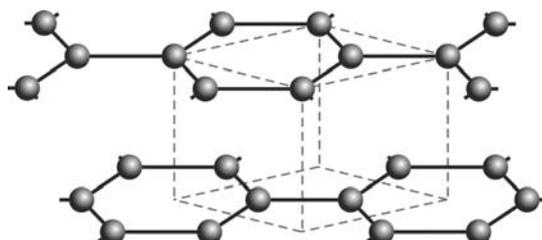


Рис.1. Схематическое изображение двухслойного графена.

Для исследования колебательных свойств графена использовалась модель динамики решетки Борна-Кармана (BvK). Моделирование колебаний атомов осуществлялось с учетом взаимодействия атомов из четырех ближайших координационных сфер в плоскости слоя (in-plane) и двух сфер вне плоскости (out-of-plane). Теоретические кривые фоновой дисперсии были получены путем соответствующей подгонки межатомных силовых постоянных BvK модели для воспроизведения экспериментальных частот фононов объемного графита. Было достигнуто хорошее согласие теоретических кривых дисперсии фононов с экспериментальными данными из работ [6-7] для всех фоновых ветвей: in-plane продольных и поперечных акустических (LA и TA), in-plane продольных и поперечных оптических (LO и TO), out-of-plane акустической (ZA) и оптической (ZO). Каждая из этих

ветвей характеризует отдельный тип колебаний атомов. Для демонстрации механизма движения атомов соответствующего определенному типу колебаний мной были также рассчитаны и проанализированы вектора смещений атомов. На Рис.2 схематически показаны направления движения атомов для трех типов акустических колебаний в двухслойном графене.

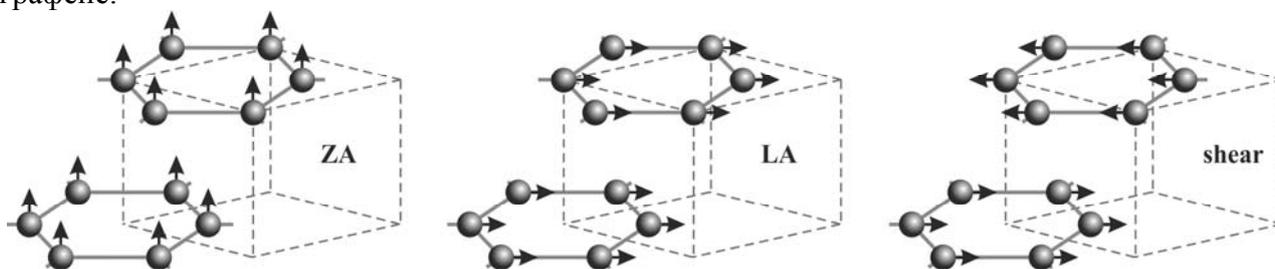


Рис.2. Типы акустического колебательного движения атомов в двухслойном графене.

В однослойном графене существуют лишь три типа акустических колебательных мод: out-of-plane (ZA), продольные in-plane (LA) и поперечные in-plane (TA). При увеличении числа слоев графена с одного до двух, появляется дополнительный тип колебательного движения – сдвиговое (shear) in-plane, в котором параллельные слои графена скользят друг относительно друга в противоположных направлениях. Эта акустически-подобная сдвиговая мода обладает ненулевой частотой в центре зоны Бриллюэна порядка 36 см^{-1} и является раман-активной, и т.о. может быть обнаружена экспериментально.

Автор применил модель динамики решетки Борна-Кармана для исследования колебательных свойств двухслойного графена. В рамках данного подхода был рассчитан фононный энергетический спектр двухслойного графена во всех кристаллографических направлениях высокой симметрии и достигнуто хорошее согласие с экспериментальными данными объемного графита. Также были проанализированы акустические и оптические колебательные моды из центра зоны Бриллюэна. Так как многие из них являются раман- или инфракрасно-активными, их экспериментальное обнаружение может быть чрезвычайно полезно для анализа числа слоев и типа упаковки атомов многослойного графена.

Автор выражает благодарность за финансовую поддержку исследований World Federation of Scientists в рамках стипендии National Scholarship, а также Академии Наук Молдовы в рамках проекта для молодых ученых 12.819.05.10F.

Литература

1. Geim, A., Novoselov, K. The rise of graphene // *Nature Materials*. 2007, vol. 6, p.183.
2. Lee, C., Wei, X., Kysar, J., Hone, J. Measurements of elastic properties and intrinsic strength of monolayer graphene // *Science*. 2008, vol. 321, p.385.
3. Nair, R., Blake, P., Grigorenko, A., Novoselov, K., Booth, T., Stauber, T., Peres, N., Geim, A. Fine structure constant defines visual transparency of graphene // *Science*. 2008, vol. 320, p.1308.
4. Ghosh, S., Bao, W., Nika, D., Subrina, S., Pokatilov, E., Lau, C., Balandin, A. Dimensional crossover of thermal transport in few-layer graphene // *Nature Materials*. 2010, vol. 9, p.555.
5. de Heer, W., Berger, C., Wu, X., First, P., Conrad, E., Li, X., Li, T., Sprinkle, M., Hass, J., Sadowski, M., Potemski, M., Martinez, G. Epitaxial graphene // *Solid State Communications*. 2007, vol. 143, p.92.
6. Maultzsch, J., Reich, S., Thomsen, C., Requardt, H., Ordejon, P. Phonon dispersion in graphite // *Physical Review Letters*. 2004, vol. 92, p.075501.
7. Mohr, M., Maultzsch, J., Dobardžić, E., Reich, S., Milošević, I., Damnjanović, M., Bosak, A., Krisch, M., Thomsen, C. Phonon dispersion of graphite by inelastic x-ray scattering // *Physical Review B*. 2007, vol. 76, p.035439.

ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ ИЗЛУЧАЮЩИХ МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОСТРУКТУР $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_x/\dots/\text{Si}(100)$ С НАНОКРИСТАЛЛАМИ И КЛАСТЕРАМИ КРЕМНИЯ

Коюда Дмитрий Анатольевич

Аспирант

Воронежский государственный университет, физический факультет, Воронеж, Россия

E-mail: koyuda@phys.vsu.ru

В данной работе представлены результаты исследования методом спектроскопии ближней тонкой структуры края рентгеновского поглощения (XANES - X-ray absorption near edge structure), чувствительным к локальному окружению атомов заданного сорта (в данном случае кремния и алюминия) в многослойных нанопериодических структурах (МНС) $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_x/\dots/\text{Si}(100)$. Исследуются спектры фотолюминесценции данных структур в зависимости от температуры отжига.

Аморфные МНС $a\text{-SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$ были сформированы методом последовательного нанесения слоев $a\text{-SiO}_x$ и Al_2O_3 на монокристаллические пластины кремния Si (100). Было исследовано 2 серии образцов. В первой серии толщина слоев Al_2O_3 для всех образцов была одинаковой и составляла величину 5 нм; МНС отличались толщиной слоев $a\text{-SiO}_x$, величина которых составляла 4, 7 и 11 нм. Во второй серии толщина слоев Al_2O_3 составляла 3 нм, толщины нанослоев $a\text{-SiO}_x$ варьировались от 2 до 8 нм. Также для изучения люминесцентных свойств было сформировано два дополнительных образца с фиксированной толщиной слоя субоксида кремния (4 нм) и более толстыми слоями оксида алюминия.

Экспериментальные рентгеновские спектры XANES вблизи $L_{2,3}$ краев поглощения Si и Al были получены на канале Mark V Grasshopper синхротрона SRC (Synchrotron Radiation Center) Университета Висконсин - Мэдисон, США. Глубина информативного слоя при получении указанных спектров составляла ~ 5 нм. В случае регистрации K-спектров кремния на канале DCM того же синхротрона глубина информативного слоя составляла ~ 60 нм [1] при вакууме в экспериментальной камере спектрометра ~ 10^{-8} Торр. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) регистрировались при помощи фотоэлектронного умножителя ФЭУ-62 с использованием решеточного монохроматора SP-150 (Stanford Research Systems) и измерялись в диапазоне длин волн $\lambda = 350\text{--}900$ нм при возбуждении импульсным азотным лазером.

Сопоставление спектров эталонных образцов монокристаллического и аморфного кремния, а также пленки диоксида кремния со спектрами экспериментальных МНС позволяет заключить следующее. Для всех исследованных структур с ростом температуры отжига наблюдается появление выраженного максимума в области элементарного кремния при энергии налетающих фотонов $h\nu \sim 100\text{--}104$ эВ. Наличие подобной спектральной особенности связано с увеличением содержания элементарного кремния в исследуемом поверхностном слое толщиной до 5 нм как следствие термического разложения SiO_x на Si и SiO_2 . Детальный анализ Si $L_{2,3}$ зарегистрированных спектров в области, свойственной элементарному кремнию, не позволяет обнаружить тонкой структуры, характерной для кристаллического кремния в области $h\nu \sim 100\text{--}104$ эВ, вследствие чего возможно утверждать о формировании нанокластеров кремния в приповерхностных слоях SiO_x исследуемых МНС.

Наиболее интересный эффект, наблюдаемый при взаимодействии синхротронного излучения (СИ) с экспериментальными МНС, – это существенное изменение характера Si $L_{2,3}$ спектра образца с толщиной слоя SiO_x в 7 нм в области оксидной структуры при угле скольжения СИ $\theta = 30^\circ$. При $h\nu \sim 108$ эВ наблюдается провал интенсивности, т.е. ее «обращение». При других углах скольжения подобного эффекта не наблюдается, и спектр поглощения имеет нормальный вид. Рассчитанная по формуле для береговского отражения толщина слоя ($d \sim 11.4$ нм), при которой возникает ослабление электромагнитного поля при наблюдении полного выхода электронов, примерно соответствует «периоду сверхрешетки», состоящему из 5 нм слоя оксида алюминия и 7 нм слоя оксида кремния. Этот эффект также не наблюдался при других соотношениях толщин и одном и том же угле скольжения, подтверждая сделанный вывод о дифракции излучения на многослойной структуре.

Анализ спектров ФЛ отожженных при температуре 1100°C экспериментальных МНС с различными соотношениями толщин слоев SiO_x и Al_2O_3 показал, что уменьшение толщины слоев SiO_x МНС в последовательности 11, 7 и 4 нм приводит к «синему» смещению пика ФЛ от 840 к 800 нм (Рис. 1с). Данный факт свидетельствует о квантовом размерном эффекте в отожженных МНС, наблюдавшемся при формировании нанокристаллов кремния в подобных многослойных наноструктурах $\text{SiO}_2/\text{SiO}_x$ [2] под действием отжига.

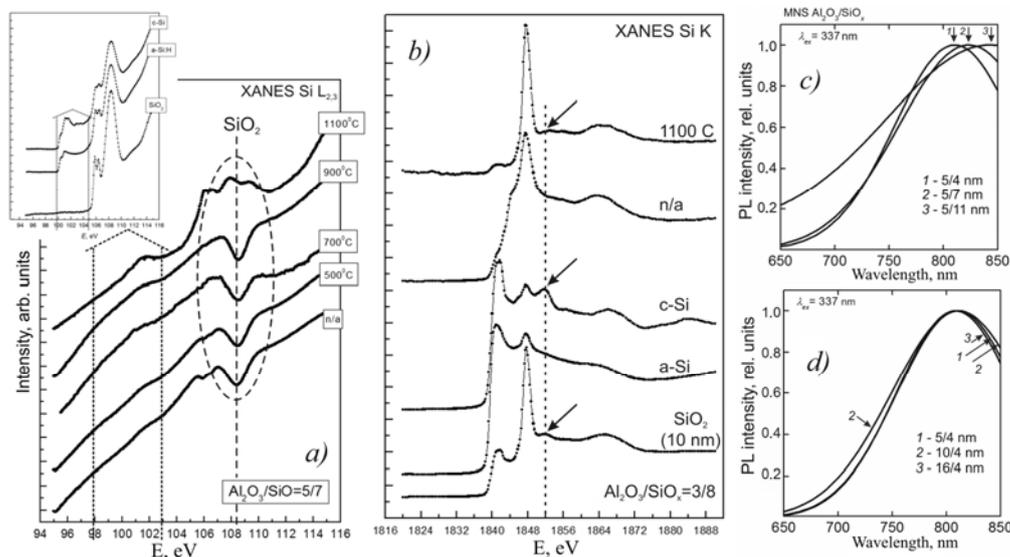


Рис. 1. *a)* Si $L_{2,3}$ спектры XANES МНС с соотношением толщин слоев 5/7 при разных температурах отжига ($\square=30^\circ$). Вставка: Si $L_{2,3}$ спектры XANES эталонных образцов монокристаллического кремния (*c-Si*), аморфного кремния (*a-Si:H*) и термической пленки оксида кремния (SiO_2), толщиной 20 нм при угле съёмки $\square=30^\circ$; *b)* Si K спектры XANES МНС с соотношением толщин слоев 3/8 при разных температурах отжига ($\square=30^\circ$); *c), d)* спектры фотолюминесценции МНС $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_x$ различных толщин при фиксированной толщине слоев Al_2O_3 (*c*) и SiO_x (*d*), отожженных при температуре 1100°C.

Сопоставление Si K спектров XANES экспериментальных образцов, приведенных на Рис. 1*b*, со спектрами эталонных образцов (Рис. 1*b*) позволяет заключить, что при высокотемпературном отжиге наблюдается формирование нанокристаллов кремния, о чем свидетельствует наличие спектральной особенности при $h\nu \sim 1854$ эВ, соответствующей по своему положению монокристаллическому кремнию *c-Si* (Рис. 1*b*). Тот факт, что по результатам исследования XANES Si $L_{2,3}$ спектров МНС формирование нанокристаллов не наблюдается, обусловлен следующим. Глубина информативного слоя при регистрации XANES Si $L_{2,3}$ спектров МНС составляет ~ 5 нм, что соответствует толщине покрывающего слоя оксида алюминия, вследствие чего этот слой препятствует регистрации тонкой структуры вблизи краев поглощения элементарного кремния.

Работа выполнена при поддержке Программы стратегического развития Воронежского государственного университета. Автор работы выражает благодарность своему научному руководителю Турищеву Сергею Юрьевичу за помощь в проведении эксперимента и интерпретации полученных результатов.

Литература

1. Kasrai M. Sampling depth of total electron and fluorescence measurements in Si L and K-edge absorption spectroscopy / M. Kasrai, W.N. Lennard, R.W. Brunner, et. al. // Applied Surface Science. – 1996. – 99. – P. 302.
2. S. Kim, D.H. Shin, D.Y. Shin, C.O. Kim, J.H. Park, S.B. Yang, S.-H. Choi, S.J. Yoo, J.-G. Kim. Journal of Nanomaterials, 2012 (Article ID 572746), 1 (2012).

ИССЛЕДОВАНИЕ КАЧЕСТВА ГРАФЕНОВЫХ ПЛЕНОК МЕТОДОМ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ

Куркина И.И.

Аспирант

ФГАОУ ВПО «Северо-восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова», физико-технический институт, кафедра радиофизики и электроники

г. Якутск, Россия

E-mail: volkiraly@mail.ru

Графен представляет собой слой атомов углерода, соединенных в двумерную гексагональную решетку. Он обладает уникальными физико-химическими свойствами, такими как высокая электро- и теплопроводность, зависимость электронных характеристик от наличия на поверхности графена присоединенных радикалов различной природы, квантовый эффект Холла, высокая прочность и упругость [2].

В данной работе графеновые пленки были получены механическим расслоением высокоориентированного пиролитического графита на пластины кремния с окисным слоем [5]. Проведены исследования спектров комбинационного рассеяния света (КРС) на установке «Интегра спектра» с длиной волны лазера $\lambda=532$ нм на различных точках поверхности графеновых пленок, включая измерения на краях.

На рис.1. продемонстрированы экспериментально измеренные спектры в центре графеновой пленки (рис.1.а) и на краю (рис.1.б). В спектре КРС, измеренном в центре графеновой пленки, наблюдаются три линии: G линия на частоте ~ 1594 cm^{-1} , 2D линия на частоте ~ 2705 cm^{-1} и 2D' на частоте ~ 3257 cm^{-1} . В спектре КРС, измеренном на краю графеновой пленки, наблюдаются дополнительные линии: D на частоте ~ 1356 cm^{-1} с наибольшей интенсивностью и 4 линии с меньшей интенсивностью D' ~ 1637 cm^{-1} , G+D ~ 2950 cm^{-1} , линии на частоте ~ 1460 cm^{-1} и ~ 3114 cm^{-1} .

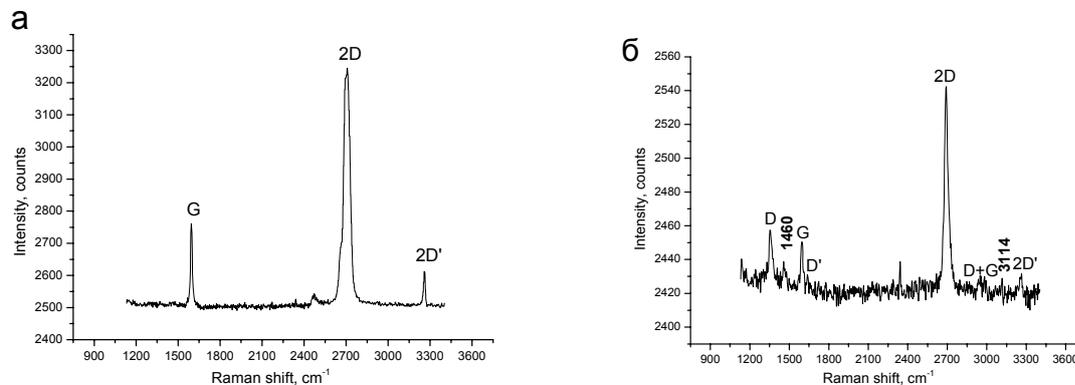


Рис.1. Спектр КРС графена: а) в центре; б) на краю.

Для анализа линий КРС была проведена их аппроксимация лоренцианами с помощью программы Origin (рис.2). После обработки видны четкие пики.

Для графена G линия (*graphite*) соответствует C-C колебаниям [3], т.е. колебаниям атомов углерода в плоскости графенового слоя. Она связана с двукратно вырожденными плоскостными продольными и поперечными фоновыми модами (E_{2g} симметрия) в центре зоны Бриллюэна [4]. Линия 2D обусловлена междолинным процессом рассеяния электрона с участием двух плоскостных поперечных фононов. В результате однодолинного процесса рассеяния электрона с участием двух плоскостных поперечных фононов появляется линия 2D' (рис.1а).

Если кристаллическая решетка графена разупорядочена, то в спектре появляется дополнительная линия D (*disorder*) (рис.1.б). В этом случае происходит два процесса рассеяния электрона, а именно, одно упругое рассеяние на дефектах кристалла и одно неупругое рассеяние на фононе [4]. При появлении линии D рядом с линией G возникает и

слабая линия D' с частотой от 1600 до 1620 см^{-1} , чаще всего – как плечо на линии G [1]. Пик на частоте $\sim 1460 \text{ см}^{-1}$, предположительно, относится к поперечному фонону [6].

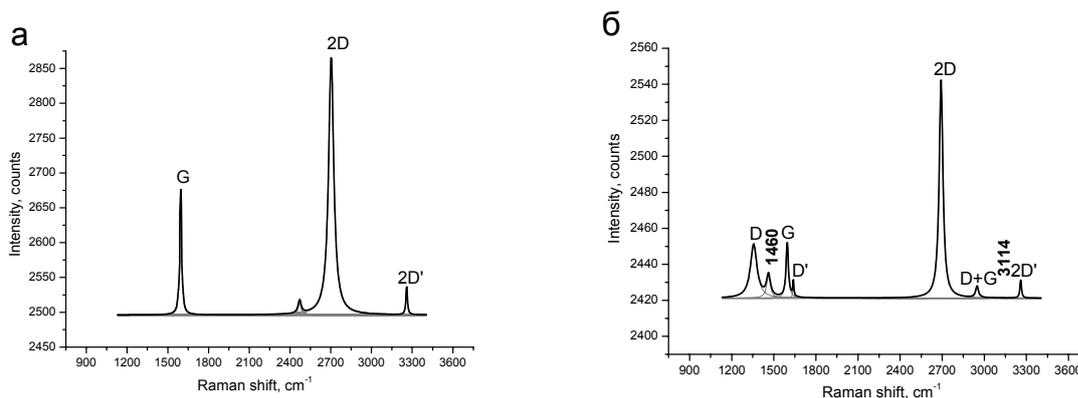


Рис.2. Спектры КРС графена, обработанные на программе Origin: а) в центре; б) на краю. Разложение контуров всех линий показано серым цветом, суммарный спектр – черным.

Интенсивности линий G и 2D для графена в центре больше интенсивностей для графена на краю почти на порядок. Но величина отношения интенсивностей линий 2D к G - I_{2D}/I_G , равная 3,81, больше для спектров, измеренных на краю графена, что свидетельствует о достаточно упорядоченной структуре. Наличие D линии в спектре КРС этой пленки и величина отношения интенсивностей линий D к G - I_D/I_G , равная 1,04, указывает на наличие оборванных связей.

В заключении можно сказать, что механическим расслоением можно получить графеновые пленки с упорядоченной структурой и оборванными связями на краях.

Литература

1. Букалов С.С., Михалицын Л.А., Зубавичус Я.В., Лейтес Л.А., Новиков Ю.Н. Исследование строения графитов и некоторых других sp^2 углеродных материалов методами микро-спектроскопии КР и рентгеновской дифрактометрии // Рос. Хим. ж, 2006, т. L, № 1.
2. Елецкий А.В., Искандарова И.М., Книжник А.А., Красиков Д.Н. Графен: методы получения и теплофизические свойства // УФН, т.181, №3.
3. Удовицкий В.Г.. Методы оценки чистоты и характеристики свойств углеродных нанотрубок. ФП ФИП PSE, 2009, т. 7, № 4, vol. 7, No. 4.
4. Malard L.M., Pimenta M.A., Dresselhaus G., Dresselhaus M.S. Raman spectroscopy in graphene. Physics Reports 473 (2009) 51-87.
5. Novoselov K. S., Jiang D., Schedin F., Booth T. J., Khotkevich V. V., Morozov S. V., Geim A. K. Two-dimensional atomic crystals // PNAS 102, 10451 (2005).
6. Wirtz L., Rubio A. The phonon dispersion of graphite revisited // Solid State Communications 131 (2004) 141–152.

ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В ФОЛЬГАХ СПЛАВА

Pd-Y ПОСЛЕ ГИДРИРОВАНИЯ

Левин И.С.¹, Авдюхина В.М.²

1 - физик, 2 - доцент

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

is.levin@physics.msu.ru, vmaphys@gmail.com

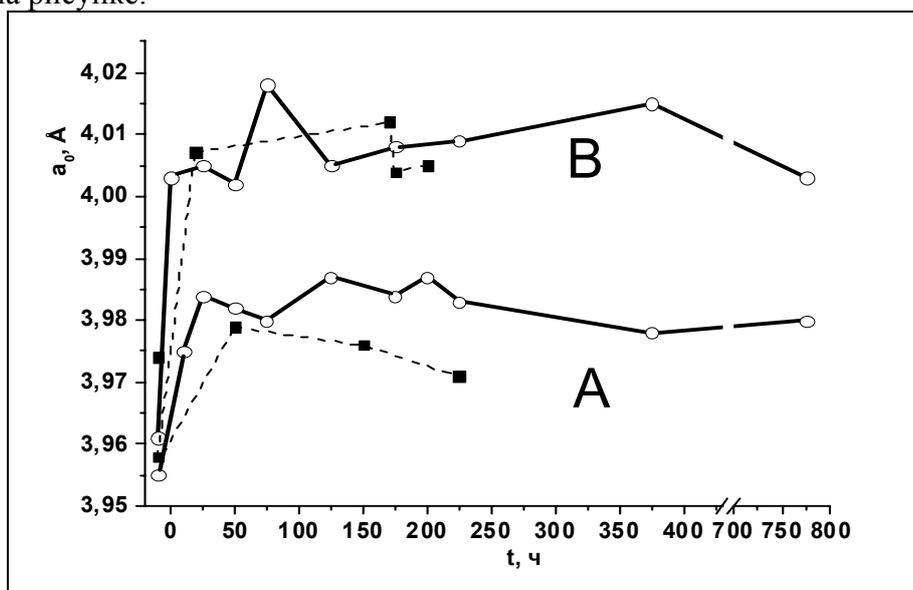
Для активного использования фольг сплавов Pd-Y в мембранной технологии при получении высокочистого водорода возникает необходимость исследования долговечности эксплуатационных характеристик таких мембран, поскольку под действием водорода может

меняться не только их дефектная структура, но и распределение атомов в матрице сплава, вплоть до фазовых превращений [1].

Были проведены рентгенодифракционные исследования двух фольг сплава Pd-Y толщины 130 мкм. Образец №1 при насыщении водородом методом электролиза в 4% водном растворе NaF, покрывали лаком со стороны, обратной стороне насыщения (стороны «В»); образец №2 насыщался водородом без покрытия лаком. Образец №1 насыщался водородом три раза; последнее насыщение проводилось без лакового покрытия. Первый раз он насыщался при плотности тока 2 мА/см² в течение 30 минут; два последующих раза - при плотности тока 10 мА/см² в течение 30 минут. Образец №2 насыщался один раз при плотности тока 10 мА/см² в течение 30 минут. После насыщения образцы хранились при комнатной температуре в воздухе.

Экспериментально полученные значения концентрации атомов иттрия до гидрирования в образце №1 составили: со стороны насыщения («А») - 8,8 ат.%Y, а с противоположной («В») - 10,8 ат.%Y; в образце №2: со стороны насыщения - 8,8 ат.%Y, со стороны «В» - 9,3 ат.%Y.

В течение 800 часов после гидрирования с использованием рентгеновского дифрактометра с $\text{Cu}_{K\alpha 1}$ -излучением регистрировались дифракционные линии (111), (200), (220) и (311) с обеих сторон образцов. По положениям дифракционных пиков были рассчитаны соответствующие им величины a_{hkl} , а затем по формуле Ройса [2] были рассчитаны периоды неискаженной решетки a_0 . Зависимость a_0 от времени релаксации представлена на рисунке.



Зависимость периода решетки a_0 от времени релаксации для обеих сторон образцов:

- — для исходного состояния и после третьего гидрирования, образец №1;
- — для исходного состояния и после однократного гидрирования, образец №2.

Видно, для образца №1 в течение всего времени проведения эксперимента a_0 со стороны «А» существенно меньше, чем со стороны «В». Аналогичная картина наблюдается и для образца №2.

По полученным экспериментальным данным было рассчитано содержание водорода в решетке сплава ($n_H / n_{Pd-Y} = 4,22\Delta a$) [3] в интервале 25÷50 часов релаксации. Оказалось, что в образце №1 оно составляет 0,08 со стороны «А» и 0,14 со стороны «В», тогда как в образце №2 — 0,12 и 0,18 соответственно.

Таким образом, было установлено, что независимо от того, покрывалось ли лаком или нет сторона фольги, не обращенная к аноду («В»), содержание водорода в решетке сплава в ней оказывается большим, чем со стороны насыщения.

Объяснить полученный результат можно следующим образом. Скопление водорода в образце №1 со стороны «В» происходит за счет механического препятствия в виде лака,

который тормозит выход водорода. Это приводит к тому, что водород в большей степени растворяется в решётке (заметим, что глубина проникновения рентгеновских лучей составляет в среднем 5 мкм). В образце №2 (за счет открытых обеих поверхностей фольги) через сторону «В» идет два потока водорода: со стороны насыщения и с противоположной стороны. Второй поток является более слабым и, судя по полученным результатам, он тормозит поток, идущий со стороны насыщения. Таким образом можно считать, что и в этом образце со стороны «В» возникал резервуар для хранения водорода.

Из рисунка также видно, что величина a_0 слабо меняется от времени релаксации, т.е. в матрице сплава остается много водорода. Расчеты показали, что в образце №1 с обеих сторон фольги n_H/n_{PdY} за 200 часов релаксации уменьшилось на 25%. В образце №2 за 780 часов релаксации содержание водорода уменьшилось на 20% со стороны насыщения и осталось тем же, что и при насыщении, со стороны «В». Также видно, что водород выходит быстрее со стороны насыщения, т. е. с той стороны, где его меньше.

Полученный результат является следствием того, что в процессе гидрирования в матрицу сплава вместе с водородом поступает большое число вакансий (до 1-2%) [4], и в процессе релаксации в ней образуются водород-вакансионные (H-V) комплексы, которые очень устойчивы. Размеры этих H-V комплексов не превышают нескольких ангстрем и имеют больший удельный объём, чем матрица. Именно образование таких комплексов и тормозит процесс выхода водорода из решетки. Поскольку H-V комплексы имеют малые размеры, то их наличие сказывается лишь на величине периода решетки. Заметим, что подобные комплексы наблюдались ранее при гидрировании и релаксации сплавов системы Pd-Ta-H [5].

Литература

1. Авдюхина В.М., Ревкевич Г.П., Назмутдинов А.З., Бурханов Г.С., Рошан Н.Р., Кольчугина Н.Б. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2007, №10, с. 9.
2. Уманский Я.С. // Рентгенография металлов, Металлургиздат, 1960г.
3. Алефельд Г., Фелькл И. // Водород в металлах, Москва, Мир, 1981, с.430.
4. Авдюхина В.М., Анищенко А.А., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. // ФТТ, 2004, т.46, вып.2, с.259.
5. Авдюхина В.М., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П., Хан Ха Сок, Княгиничев А.В. // Кристаллография, 2002, т. 47, №3, с.406.

ИССЛЕДОВАНИЕ СОСТОЯНИЙ ИОНОВ ЖЕЛЕЗА В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ СОЕДИНЕНИИ $FeSe_{1-x}Te_x$ МЕТОДОМ МЁССБАУЭРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Перунов И.В.^{1,2}

Студент

Фролов К.В.¹

Заведующий сектором, к.ф.-м.н.

Казаков С.М.²

Старший научный сотрудник, к.х.н.

¹*Институт кристаллографии Российской академии наук, Москва, Россия*

²*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия*

E-mail: qazqwer1@mail.ru

Недавнее открытие [1] сверхпроводимости в пниктидах и халькогенидах железа вызвало значительный интерес исследователей и оживило дискуссию о возможных магнитных механизмах высокотемпературной сверхпроводимости. Заметим, что с момента обнаружения высокотемпературной проводимости в купратах в 1986 году не было создано теории ВТСП. Исследователи начали говорить о сосуществовании магнетизма и сверхпроводимости в

новых сверхпроводниках на основе Fe [4]. Интересно, что этих слоистых соединениях атомы железа, являясь магнитными, лежат в сверхпроводящих плоскостях. Соединения, принадлежащие семейству FeSeTe , представляют собой удобный модельный экспериментальный объект в первую очередь из-за простоты их кристаллической структуры. В то же время фазовый состав получаемых моно- и поликристаллических образцов системы FeSeTe сильно зависит от условий синтеза и демонстрирует большое фазовое разнообразие. Установлено, что сверхпроводящий переход в соединениях FeSe обычно наблюдается в интервале температур 8-10 К [3], а замещение части ионов селена на ионы теллура даёт увеличение критической температуры сверхпроводящего перехода до 14 К. В то же время при полном замещении селена теллуром сверхпроводящее состояние не формируется [3]. Точное определение структурных, электронных и спиновых состояний ионов железа может помочь выяснить природу данной трансформации и получить дополнительную информацию о возможных механизмах формирования сверхпроводящего состояния в халькогенидах.

Синтез образцов халькогенидов железа проводился по твердофазной методике [2] из стехиометрических количеств простых элементов, фазовый состав образцов контролировался рентгенографически. По данным рентгеновской дифракции, полученные образцы оказались в основном многофазными. Для проведения низкотемпературных мёссбауэровских экспериментов были отобраны образцы $\text{FeSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ и $\text{FeSe}_{0.2}\text{Te}_{0.8}$.

В качестве метода исследования была выбрана мёссбауэровская спектроскопия, поскольку в составе соединения присутствуют магнитные ионы железа, играющие, по всей видимости, главную роль в формировании сверхпроводящего состояния. При этом методика даёт возможность получить информацию о структурных, электронных и спиновых состояниях ионов Fe. Для мёссбауэровских измерений образцы измельчались до порошка в воздушной атмосфере, затем помещались в алюминиевые поглотители.

В данной работе представлены результаты исследований порошковых образцов соединений $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ методом абсорбционной мёссбауэровской спектроскопии на ядрах ^{57}Fe в интервале температур от 5 К до 295 К. Получены данные о структурных, электронных и спиновых состояниях ионов железа. Обнаружены указания на существование двух неэквивалентных состояний ионов железа, расположенных в сверхпроводящих структурных плоскостях. В спектрах некоторых соединений системы при комнатной температуре были найдены магнитные секстеты, указывающие на магнитное упорядочение.

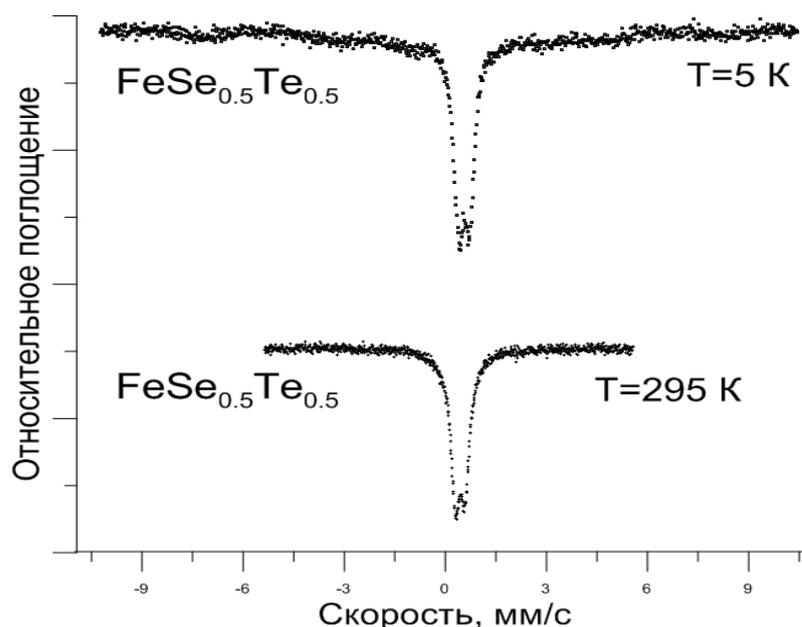


Рис.1. Мёссбауэровские спектры соединения $\text{FeSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ при $T=5\text{ K}$ и $T=295\text{ K}$.

В соединении $\text{FeSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ обнаружено существование магнитного упорядочения ионов железа в области температур ниже критической температуры (см. Рис.1.) сверхпроводящего перехода $T_c \approx 14$ К.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 10-03-00681 и № 11-02-00636), Министерства образования и науки Российской Федерации и Программы ОФН РАН "Сильно коррелированные электронные системы".

Литература:

1. Kamihara Y. et al. Iron-Based Layered Superconductor $\text{La}[\text{O}_{1-x}\text{F}_x]\text{FeAs}$ ($x=0.05-0.12$) with $T_c=26$ K. J. Am. Chem. Soc. 130,3296-3297(2008).
2. Kasakov S.M. et al. A-site substitution in $\text{Fe}_{1.1}\text{Te}$: synthesis, structure and properties. Chem.Met.Alloys //3,155-160(2010).
3. Mizuguchi Y., Takano Y. J. Review of Fe Chalcogenides as the Simplest Fe-Based superconductor. J. Phys.Soc. Jpn. Vol. 79,10.102001(2010).
4. Shermadini Z. et al. Coexistence of Magnetism and Superconductivity. In the Iron-Based Compound $\text{Cs}_{0.8}(\text{FeSe}_{0.98})_2$. Phys.Rev.Lett. 106,117602(2011).

ТЕОРИЯ СТРОЕНИЯ ВЕЩЕСТВ С НАНОРАЗМЕРНОЙ ДИСПЕРСНОСТЬЮ

Кустов Е.Ф.

профессор, доктор

Пищанский С.В.

аспирант

Национальный исследовательский университет Московский энергетический институт,
факультет электронной техники, Москва, Россия.

E-mail: pishchanskysv@gmail.com

Наноструктуры имеют большое количество разных типов упорядочения, которые принципиально не сводятся к малым искажениям фрагментов идеальных кристаллов, а также к случаям двойникования или полисинтаксии наноразмерных кристаллитов. В наночастицах нет дальнего порядка, который ограничивает число возможных вариантов структурных фрагментов в кристаллах. Именно поэтому необходимо определять возможные геометрические СФ исходя из исходных структур взаимодействия между атомами [1].

Для описания таких упаковок разработана математическая модель, в основе которой лежит представление наночастиц в виде ограниченного набора СФ. Структура атомных связей N -атомов описывается матрицей СФ, которая определяется с помощью назначения базиса и фундаментальной области распределения с помощью N -размерной порождающей матрицы (ПМ).

Пусть координаты базисных векторов N -мерного пространства:

$$V_1 = (v_{11}, v_{12}, v_{13}, \dots, v_{1N})$$

$$V_2 = (v_{21}, v_{22}, v_{23}, \dots, v_{2N})$$

.....

$$V_N = (v_{N1}, v_{N2}, v_{N3}, \dots, v_{NN}),$$

Тогда порождающая матрица будет иметь следующий вид:

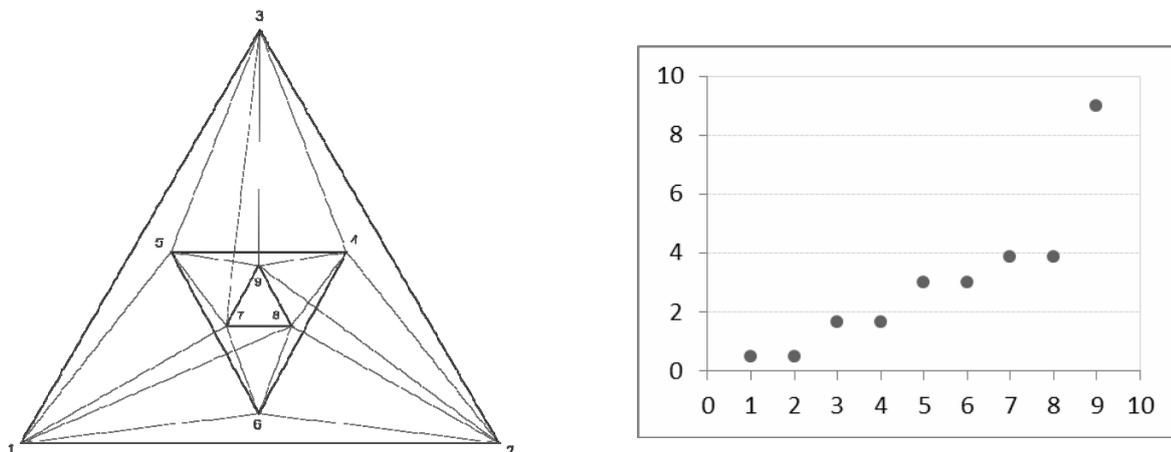
$$A_{jk} = \begin{vmatrix} v_{11} & \dots & v_{1N} \\ \dots & \dots & \dots \\ v_{N1} & \dots & v_{NN} \end{vmatrix}$$

Матрицу СФ W_{jk} получаем умножением транспонированной матрицы A_{ji}^T на матрицу A_{jk} :

$$W_{jk} = A_{jk}^T \times A_{jk}$$

На основе матрицы СФ можно определить геометрические параметры многогранника: количество вершин, граней и ребер, а также координацию вершин и расположение ребер. Также с помощью этой матрицы можно определить степень вырождения и значения энергии молекулярных орбиталей (МО) многогранника и группы симметрии СФ C_{3nv} ($n=N/3$).

Ниже представлена диаграмма химических связей полиэдра P^9 , построенного на основе базовой 9-мерной ПМ и диаграмма собственных значений матрицы СФ:



Исходя из структуры химических связей можно определить наличие группы симметрии тригонального типа C_{3v} . Собственные значения матрицы СФ отображают тип, степень вырождения и энергию молекулярных орбиталей СФ.

Внося изменения в ПМ в виде определенной последовательности удаления ее элементов или ребер полиэдра можно получать конструкции различных конфигураций СФ N атомов, а при удалении строк – подконфигураций меньшей размерности.

Практическое применение теории строения веществ с наноразмерной дисперсностью заключается в построении ПМ структурных фрагментов с $n = 9, 12, 15, 18, 21$ и 24-мя атомами, по которым определяются структурные матрицы. Далее по структурным матрицам с 9, 12, 15, 18, 21, 24 размерностями, генерируются все возможные конфигурации и подконфигурации структурных фрагментов наночастиц с 9, 12, 15, 18, 21, 24 атомами. Одновременно определяется не только геометрическая, но и энергетическая структуры основных конфигураций и их подконфигураций.

Аналогичным методом анализировались структуры девяти атомов различных кристаллических модификаций ZrO_2 в работах [2,3]. Для этого использовались таблицы инцидентности графов трех вписанных треугольников, по которым строились бихроматические графы, и по ним – монохроматические графы структурных фрагментов 9-ти атомов различного типа.

Разработанные теоретические принципы нашли свое отражение в компьютерной программе расчета структурных матриц, благодаря которой будут получены все возможные конфигурации и подконфигурации структурных фрагментов наночастиц с 9, 12, 15, 18, 21, 24 атомами, а также рассчитана их энергетическая структура.

Литература

1. Кустов Е.Ф. Орбитальная система наноструктур // Журнал неорганической химии, 2011, Т. 56, № 13, С. 1-41.
2. Шевченко В.Я., Самойлович М. И., Талис Ф.Л., Мадисон Ф.Е., Шуделов В.Е. Геометрические структурные комплексы наночастиц ZrO_2 // Физ. и хим. Стекла, 2005, Т.31, №2, С. 252-269.
3. Шевченко В.Я., Самойлович М. И., Талис Ф.Л., Мадисон Ф.Е. Наноструктуры с когерентными границами и локальный подход // Физ. и хим. Стекла. 2004, Т.30, №6, С. 732-749.

СИНТЕЗ ПЛЁНОК МЕТОДОМ ЖИДКОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ НА ПОДЛОЖКАХ ЧАСТИЧНО И ПОЛНОСТЬЮ СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ОКСИДОМ ИТТРИЯ ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ

Рандошкин Иван Владимирович

Аспирант

*Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук,
отделение нанотехнологий, лаборатория "ФИАНИТ", Москва, Россия*

E-mail: AivenArd@gmail.com

Материалы на основе диоксида циркония обладают уникальными оптическими, механическими и электрическими характеристиками: это - изотропная оптическая среда с высоким показателем преломления и широкой спектральной областью пропускания, обладающая тугоплавкостью, большой твердостью, износостойкостью [1], что делает их перспективным материалом для многих областей техники и промышленности. В последние годы интенсивно исследуются пленки этих материалов для создания компактных устройств. Их получают, главным образом, из газовой фазы методами: молекулярно-лучевой эпитаксии, лазерного, магнетронного или плазменного напыления. Отсутствуют данные о выращивании пленок диоксида циркония методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ).

Целью работы является исследование условий синтеза пленок методом ЖФЭ на подложках из монокристаллов на основе диоксида циркония как частично (PSZ), так и полностью стабилизированных оксидом иттрия (YSZ).

В работе были использованы подложки составов с концентрацией оксида иттрия 3мол% (PSZ) и 12мол% (YSZ), ориентированных по плоскости (001).

Рост пленок осуществлялся на ростовой установке УЭР-3 в платиновом тигле на воздухе. Для исследований были выбраны две системы растворов-расплавов: PbO-B₂O₃-ZrO₂-Y₂O₃ (1) и PbO-B₂O₃-ZrO₂ (2). Из них выращены 26 плёнок на различных подложках. Для семи исследованных растворов-расплавов был определен диапазон температур δT , который заключал в себе температуру насыщения T_{sat} и определено переохлаждение $\Delta T = T_{\text{sat}} - T_g$, где T_g – температура роста пленки. Состав шихты, условия роста и параметры эпитаксиальных плёнок представлены в Таблице 1. Толщину пленок h_f рассчитывали по следующей формуле:

$$2h_f = \frac{m_2 - m_1}{m_1} h_s,$$

где m_1 – масса подложки, m_2 – масса подложки и пленок, выращенных на обеих сторонах подложки, h_s – толщина подложки, измеренная микрометром МК О-25 мм (ГОСТ 6507-78).

Скорость роста пленок f_g определяли из формулы:

$$f_g = \frac{h_f}{t_g},$$

где t_g – время роста пленки.

Морфология поверхности пленок, выращенных из обеих систем, была изучена оптической микроскопией на стереомикроскопе "Discovery V12" с комплексом анализа изображения.

В первой системе были выращены пленки на подложках PSZ и кубических YSZ. С помощью исследований на электронном микроскопе в аналитическом центре Научного центра волоконной оптики Российской академии наук (АЦ НЦВО РАН) были определены химические составы полученных пленок, исследованы их структурные характеристики и толщина. Исследование скола плёнки, выросшей на подложке YSZ, позволило выявить различие составов плёнки и подложки. Соотношение оксидов циркония и иттрия в мольных процентах составило в пленке ZrO₂ (74%) - Y₂O₃ (26%), а в подложке ZrO₂ (88%) - Y₂O₃ (12%). Так же было произведено сравнение толщины пленки, определенной по сколу, с толщиной, определенной методом взвешивания. Эти толщины составили 2,09±0,04 мкм и

2,05 мкм соответственно. Они хорошо согласуются, что позволяет сделать вывод о корректности оценок толщины плёнок.

Для второй системы были определены составы и температурные режимы роста пленок на подложках кубических YSZ. Путем фазового анализа, проведенного с помощью рентгеновского дифрактометра D8 DISCOVER (CuK α –излучение) в АЦ НЦВО РАН, установлено, что пленки являются поликристаллическими, состав их соответствует PbZrO₃. На сканирующем электронном микроскопе JSM-5910LV в АЦ НЦВО РАН исследован скол образца с одной из пленок, выращенной из второй системы. Обнаружено, что её толщина неоднородна и сильно варьируется по поверхности плёнки (приблизительно от 10 до 40 нм), тогда как толщина пленки, рассчитанная методом взвешивания, составила 6,68 мкм. Сделано заключение, что оценка толщины плёнок PbZrO₃ на подложках YSZ методом взвешивания расходится с реальной толщиной плёнок. Исследован элементный состав методом энергодисперсионного микроанализа (аналитическая система INCA ENERGY). Соотношение оксидов циркония и свинца в мольных процентах в плёнке и составило ZrO₂ (50%) - PbO (50%).

Таблица 1.

Состав шихты, условия роста и параметры эпитаксиальных пленок

Номер серии (состав шихты)	C(Y ₂ O ₃) мол. %	C(ZrO ₂) мол. %	Подложка а	Температурный диапазон ΔT , °C	Переохлаждение ΔT , °C (мин-макс)	Толщина а $h_f^{\text{макс}}$, мкм	Скорость роста $f_g^{\text{макс}}$, мкм/мин
система PbO-B ₂ O ₃ -ZrO ₂ -Y ₂ O ₃							
I	0,146	0,536	YSZ	1083-1070	5-113	1,18	0,08
II	0,2	0,536	YSZ	1090-1070	15-38	3,05	0,61
III	0,2	0,536	PSZ	1090-1072	5-13	1,08	0,07
IV	0,3	0,536	YSZ , PSZ	1096-1065	25-50	0,48	0,06
				1096-1083	7-50	5,49	0,27
V	0,4	0,536	PSZ	1096-1013	19-83	4,27	0,21
система PbO-B ₂ O ₃ -ZrO ₂							
VI	-	10	YSZ	1098-1063	17	5,19	1,04
VII	-	4	YSZ	1098-1062	18-33	6,68	1,335

Литература

1. Кузьминов Ю.С. и др. Тугоплавкие материалы из холодного тигля /Ю.С. Кузьминов, Е.Е. Ломонова, В.В. Осико - М.: наука, 2004

¹¹¹Cd-PAC STUDY OF PRESSURE EFFECT ON THE YB VALENCE IN THE CUBIC PHASE YbGe_{2.85}

D.A. Salamatina^{1,6}, A.V. Tsvyashchenko^{1,3}, A. Velichkov², A.V. Salamatina², L.N. Fomicheva¹, G.K. Rysanov³, A.V. Nikolaev³, M. Budzynski⁴, R.A. Sadykov^{1,5}, A.V. Spasskiy³

¹Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS, 142190 Troitsk, Moscow region, Russia

²Joint Institute for Nuclear Research, P.O. Box 79, Moscow, Russia

³Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, 119991, Moscow, Russia

⁴Institute of Physics, M. Curie-Skłodowska University, 20-031 Lublin, Poland

⁵Institute for Nuclear Research of RASs, 142190, Troitsk, Moscow region, Russia

⁶Moscow Institute of Physics and Technology (State University), 141700 Dolgoprudny, Russia

The method of perturbed angular $\gamma\gamma$ -correlation (PAC) was first investigated by electric quadrupole interaction arising at the probe nuclei ¹¹¹Cd in the new cubic phases YbGe_{2.85}, TbGe_{2.85} and DyGe_{2.85} (type AuCu₃), synthesized at 8 GPa. The PAC anisotropy time spectra were characterized

by a single quadrupole frequency with $\eta = 0$, as the Ge site is 4/mmm symmetry. At normal pressure for $\text{YbGe}_{2.85}$ the PAC frequencies $\nu_Q = eQV_{zz}/h = 23.8$, for $\text{TbGe}_{2.85}$ $\nu_Q = 37.5$ and $\text{DyGe}_{2.85}$ $\nu_Q = 38.0$ MHz. At increase pressure up to 8 GPa the time spectra vs. a external pressure were measured for compound $\text{YbGe}_{2.85}$ and the values of quadrupole frequency were defined. From values of quadrupole frequency the pressure dependence of Yb valence was determined. In this range of the pressure the Yb valence varied from 2.46 to 2.89.

The work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (grant No 11-02-00029).

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВАКАНСИОННЫХ И МЕЖДОУЗЕЛЬНЫХ ДЕФЕКТОВ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КРЕМНИИ

Супрядкина И.А., Бажанов Д.И.

Аспирант, старший преподаватель

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет

irinasupriadkina@mail.ru

В современной микроэлектронике незаменимым для создания различных полупроводниковых устройств является кремний. Одна из наиболее важных проблем при производстве полупроводниковых устройств на основе кремния это формирование точечных дефектов и их комплексов в его кристаллической структуре. Поэтому основная наша задача заключалась в проведении теоретических исследований направленных на изучение основных особенностей возникновения устойчивых дефектных структурных состояний (моновакансий, вакансионных и междоузельных дефектов) в кристаллическом массиве кремния.

Изучение атомной и электронной структуры кремния в присутствии дефектов кристаллической структуры проводилось с помощью первопринципных расчетов на основе теории функционала электронной плотности [1]. В данной работе *ab initio* расчеты были реализованы с использованием программного комплекса Vienna *Ab-initio* Simulation Package (VASP) [2,3]. Вычисления выполнены в приближении обобщенных градиентов (GGA) и в приближении локальной плотности (LDA) для обменно-корреляционного потенциала. Для описания межатомного взаимодействия использовался метод проектированных присоединенных волн (Projector Augmented-Wave (PAW) - метод) и метод ультрамягких псевдопотенциалов (US - метод). При моделировании кристаллической структуры кремния использовались периодические суперячейки, содержащие 8 и 64 атома кремния.

В данной работе проведено исследование из первых принципов образования дефектных структур в массиве кремния. Нами были рассчитаны энергии формирования точечных дефектов (моновакансии и междоузельных атомов) и их комплексов. Энергия образования точечного дефекта рассчитывалась по формуле:

$$E_f = E_{\text{defect}} + \frac{N \pm n}{N} E_{\text{cryst}}^N$$

где E_{defect} – полная энергия кристаллической ячейки с дефектом, содержащей $N \pm n$ атомов ($-n$ – при расчете энергии формирования n вакансий, $+n$ – при расчете энергии формирования n междоузельных атомов), E_{cryst}^N – полная энергия кристаллической ячейки без дефекта, состоящей из N атомов кремния. При этом энергия формирования моновакансии составила $E_f = 3,51$ эВ, что хорошо согласуется с другими теоретическими значениями $E_{f\text{теор}} = 3,53$ эВ [4] и экспериментальными данными $E_{f\text{эксн}} = 3,6 \pm 0,2$ эВ [5]. При рассмотрении двух вакансий было установлено, что две вакансии взаимодействуют друг другом с энергией порядка $E_{\text{св}} = -2$ эВ, образуя устойчивый дефектный комплекс (дивакансию) с энергией формирования $E_f = 5,1$ эВ, что находится в хорошем соответствии с результатами другой теоретической работы [6].

Кроме этого было исследовано образование междоузельных дефектов, таких как дефектный комплекс вакансия – междоузельный атом (пара Френкеля) и расщепленный

междоузельный атом. Энергия формирования пары Френкеля составила $E_f = 4,37$ эВ. Данный результат близок к результату теоретической работы [7]: $E_{f\ теор} = 4,26$ эВ. При моделировании расщепленного междоузельного атома было получено, что энергия формирования данного дефекта ниже, чем энергия образования вакансии и пары Френкеля, и составляет $E_f = 3,31$ эВ. Полученная величина энергии формирования междоузельного атома хорошо согласуется с другим теоретическим значением $E_{f\ теор} = 3,40$ эВ [4]. Данные результаты позволяют сделать вывод о том, что образование расщепленного междоузельного атома в кристаллической структуре кремния протекает легче, чем образование других точечных дефектов.

Литература

- [1] W. Kohn, *Nobel Lecture: Electronic structure of matter — wave functions and density functionals*, Reviews of Modern Physics, Vol. 71, No. 5, pp. 1253-1266 (1999)
- [2] G. Kresse, J. Furthmuller. Phys. Rev. B **54**, 11169 (1996)
- [3] G. Kresse, D. Joubert. Phys. Rev. B **59**, 1758 (1999).
- [4] O. K. Al-Mushadani and R. J. Needs, Phys. Rev. B **68**, 235205 (2003)
- [5] S. Dannefaer, P. Mascher, and D. Kerr, Phys. Rev. Lett. **56**, 2195 (1986).
- [6] T.E.M. Staab, A. Sieck, M. Haugk, M.J. Puska, Th. Frauenheim, and H.S. Leipner, Phys. Rev. B **65**, 115210
- [7] S. Goedecker, T. Deutsch, and L. Billard, Phys. Rev. Lett. **88**, 235501

ИЗУЧЕНИЕ ФАЗОВОГО СОСТАВА ПЛЁНОК Si_3N_4 , ПОДВЕРГНУТЫХ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ SiH_2^+ И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМУ ОТЖИГУ

Усольцева Дарья Сергеевна

Аспирант

Воронежский государственный университет,

физический факультет, Воронеж, Россия

E-mail: usolceva_ds@mail.ru

Аморфный нитрид кремния привлекает большое внимание исследователей, так как обладает широкой полосой люминесценции в видимой области спектра, форма и положение максимума которой зависят от фазового состава образца, наличия дефектов и примесей [1]. Ширина запрещённой зоны у нитрида кремния мала по сравнению с диоксидом кремния (5.3 и 8.2 эВ соответственно), что приводит к более лёгкой инжекции носителей в контакте с металлом [2]. Важным достоинством является также возможность использования нитрида кремния в рамках классической кремниевой технологии.

Исследовались пиролитические пленки Si_3N_4 толщиной 230-260 нм, сформированные на пластинах термически окисленного монокристаллического кремния. Имплантация ионов SiH_2^+ проводилась с энергией 40 кэВ и дозой 3×10^{16} см⁻². Отжиги осуществлялись в потоке молекулярного азота при температурах 700 и 1000 °С [2].

Для исследования образцов применялся метод ультрамягкой рентгеновской эмиссионной спектроскопии. Были получены $\text{SiL}_{2,3}$ эмиссионные спектры, отражающие энергетическое распределение Si-3s состояний валентной зоны. Измерения проводились на установке РСМ-500 при трёх различных ускоряющих напряжениях (1-3кВ). Глубина анализа при этом менялась и составляла 10, 35 и 60 нм [3].

Анализ экспериментальных данных проводился методом компьютерного моделирования с использованием спектров эталонных объектов (рис. 1).

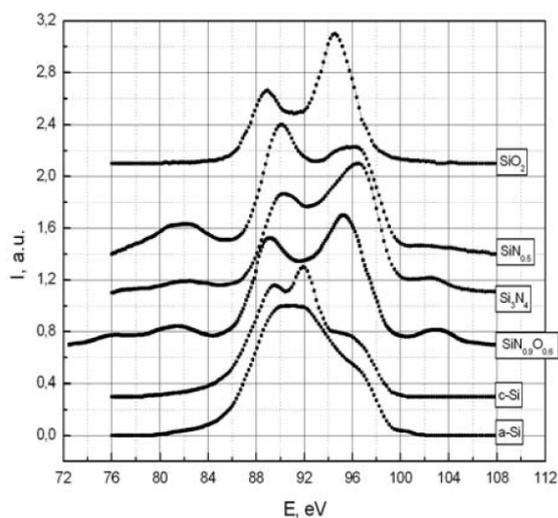


Рис. 1. SiL_{2,3}-эмиссионные спектры эталонных образцов

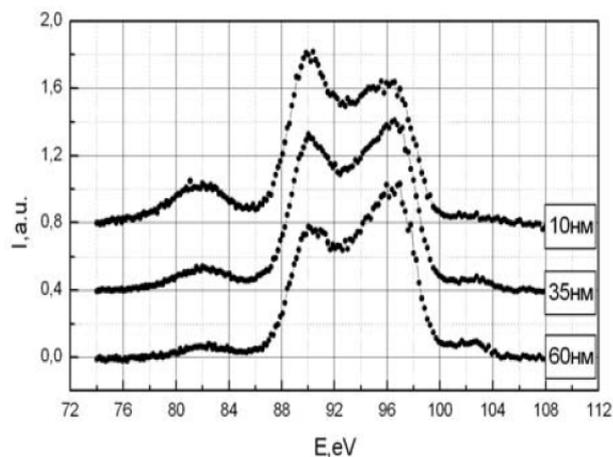


Рис. 2. SiL_{2,3} спектры эмиссии исходной плёнки

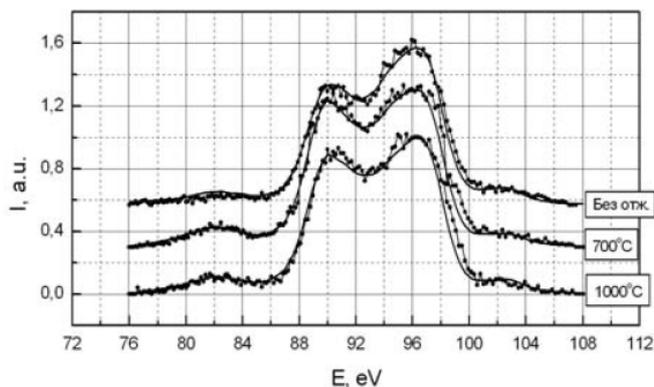


Рис. 3. Эмиссионные спектры экспериментальных образцов, полученные при глубине анализа 35 нм.

На рис. 2 представлены спектры эмиссии исходных образцов - плёнок нитрида кремния без ионной имплантации. Как видно из рисунка, основная полоса эмиссии расположена в диапазоне от 86 до 100 эВ. Изменение относительной интенсивности низкоэнергетического (90 эВ) и высокоэнергетического (97 эВ) пиков связано с изменением стехиометрии плёнки с глубиной. При энергиях около 82 эВ наблюдаются сателлиты, возникающие при переходах с участием N-2s состояний, гибридинизированных с Si-3s состояниями. Также в диапазоне энергий от 100 до 104 эВ присутствует тонкая структура, связанная с переходами с участием занятых локализованных состояний в запрещённой зоне нитрида кремния [4].

На рис. 3 представлены спектры образцов (плёнок нитрида кремния после ионной имплантации без отжига, после отжига при 700 и при 1000 °С), полученные при глубине анализа 35 нм. После имплантации ионов SiH₂⁺ распределение плотности валентных состояний сильно меняется в результате разрушения структуры образца. По мере увеличения температуры отжига происходит относительное уменьшение интенсивности высокоэнергетического максимума, что может быть связано с изменением стехиометрии плёнок. Также происходит небольшой сдвиг высокоэнергетического максимума в сторону низких энергий. Интенсивность спектров в области 92 эВ, которая соответствует максимуму SiL_{2,3} спектра кристаллического кремния, увеличивается.

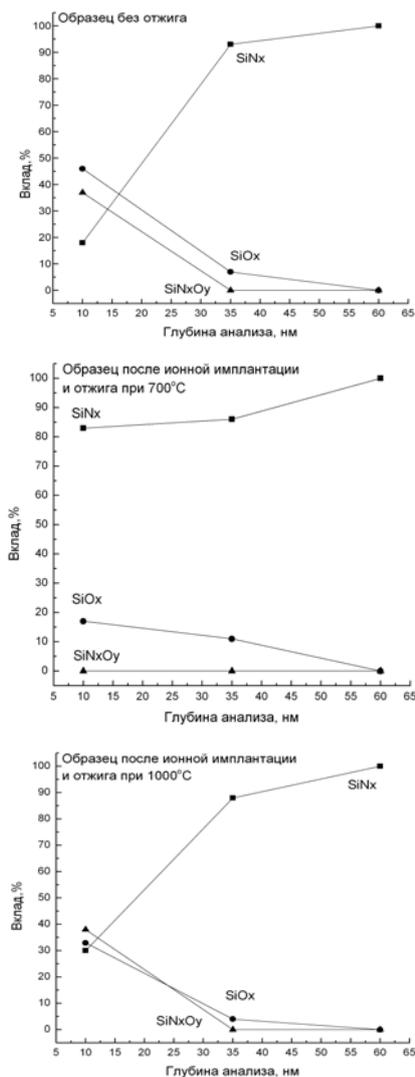


Рис. 4. Результаты компьютерного анализа экспериментальных спектров образцов.

С увеличением глубины анализа вклад оксидной и оксинитридной фаз уменьшается (рис. 4). На глубине 10 нм он составляет порядка 30-40%, но при глубине анализа 35 нм во всех образцах вклад оксидной фазы сравним с погрешностью измерений, а оксинитридная фаза отсутствует.

Следует отметить, что при использованных дозах имплантации и режимах отжига структура плёнки восстанавливается не полностью.

Кроме того, компьютерное моделирование показало присутствие фазы кристаллического кремния (9%) в образце, отожжённом при 1000 °С при глубине анализа 35 нм, что соответствует средней проекции пробега ионов SiH_2^+ . Но вклад с-Si в эмиссионные спектры сравним с погрешностью фазового анализа, составившей 7 %.

Литература

1. Агафонов А.И. Фотолуминесценция аморфного нитрида кремния // Письма в ЖТФ. 1986. Т.12. №1. С 10-13.
2. Карзанов В.В. Фотолуминесценция плёнок Si_3N_4 , обогащённых кремнием методом ионной имплантации // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2010. №5. С.298-301.
3. Терехов В.А. Локальная плотность электронных состояний в неупорядоченных полупроводниках. Дисс.: д-ра физ.-мат. наук. Воронеж, 1994.
4. Гриценко В.А. Строение и электронная структура аморфных диэлектриков в кремниевых МДП структурах. Новосибирск: Изд-во Наука. 1993.

ВЛИЯНИЯ РАЗМЕРОВ МОДЕЛИ НА ВИД ДИАГРАММ ОСНОВНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ УЧЕТЕ МНОГОЧАСТИЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В РАМКАХ АКСИАЛЬНОЙ МОДЕЛИ ИЗИНГА

Халяпкин Михаил Михайлович

Аспирант

*Хакасский государственный университет им. Н.Ф. Катанова,
институт естественных наук и математики, Абакан, Россия*

E-mail: makon_19@mail.ru

В связи с разработкой технологий получения новых материалов с особыми функциональными свойствами много внимания уделяется наноматериалам. Выполнен ряд физических исследований, прежде всего экспериментальных, однако ситуация далека от понимания закономерностей образования и поведения этих материалов [1 – 6].

Следует отметить, что накоплен большой опыт при исследовании политипных структур, которые представляют собой структуры с наномасштабами. Политипы могут выступать как объекты исследования влияния характера границ на особенности фазовых переходов в политипных структурах, что дает возможность понять закономерности образования и

поведения структуры наномасштаба и выяснить общие особенности поведения наноструктур [2 – 5].

В рамках аксиальной модели Изинга рассмотрим модельный кристалл, состоящий из плотноупакованных атомных слоев, в каждом из которых атомы образуют правильную треугольную решетку. В таком кристалле каждый слой может находиться только в одной из трех позиций A , B и C [2 – 4].

Такой плотноупакованный кристалл можно описать в рамках одномерной модели решеточного газа с числами заполнения $n_i = 1$ (есть “атом” в узле решеточного газа) и $n_i = 0$ (нет “атома” в узле) [4]. В реальном кристалле $n_i = 1$ соответствует смещению слоя относительно соседнего в одном направлении (последовательность AB , BC , CA), а $n_i = 0$ — в противоположном (AC , CB , BA). Таким образом, любую плотноупакованную структуру можно представить последовательностью нулей и единиц [2 – 4].

Энергия модельных плотноупакованных политипов E рассчитывается по формуле, которая учитывает многочастичное взаимодействие в модельном решеточном газе [4],

$$E = \frac{\varepsilon}{\omega_1} = \sigma \sum_i n_i + \sum_i n_i n_{i+1} + A_2 \sum_i n_i n_{i+2} + A_3 \sum_i n_i n_{i+3} + A_4 \sum_i n_i n_{i+4}. \quad (1)$$

где ε - энергия кристалла; ω_k - энергетический параметр взаимодействия атомов решеточного газа в k -м соседстве; σ - характеристика внешнего поля (поля внешних напряжений); $n_i = 1(0)$ - числа заполнения i -го узла; $A_k = \omega_k / \omega_1$ - относительный энергетический параметр взаимодействия k -х соседей в модельном решеточном газе.

Одним из важнейших вопросов физики политипизма является изучение условий стабильности политипных структур. В рамках модели Изинга в работах [1, 5] проведен анализ влияния размеров модельного кристалла, многочастичного взаимодействия на стабильность конкретных политипных структур.

В данной работе проведено исследование влияния размеров модели и многочастичного взаимодействия на образование политипных структур и превращений в плотноупакованных кристаллах в рамках аксиальной модели Изинга. Под многочастичным взаимодействием понимается такое, за которое отвечает относительный энергетический параметр A_4 формулы (1), связанный с взаимодействием четвертых соседей в модельном одномерном решеточном газе, остальные параметры, строго говоря, также связаны с многочастичным взаимодействием атомов. Впервые были исследованы диаграммы основных состояний в координатах σ и A_2 для ансамблей блоков из 12-16 плотноупакованных плоскостей, что соответствует периоду идентичности до 48 слоев. В рамках модели рассматривались следующие случаи: во-первых, изменение относительного энергетического параметра A_4 ; во-вторых, одновременное изменение относительных энергетических параметров A_3 и A_4 ..

Учет изменения относительного энергетического параметра A_4 приводит к следующим результатам. Независимо от числа узлов N стабилизируется политип $15R_1$ с двойниковой модификацией. При некоторых N с усилением рассматриваемого взаимодействия этот политип может быть в смеси со структурами $2H$, $5H$, $9R$ и $36R_{x7}$, а также с их двойниковыми модификациями. Появляются новые стабильные структуры, которые без учета данного взаимодействия не реализовывались: $6H_2$, $30R_{3,4,7,13}$, $33R_{x2}$, $36R_{x1}$, $(9T_6 + 2H)$, $9T_4$, $10T_{x4}$, $11T_{x2,x4}$. При некоторых N данные структуры наблюдаются с двойниковыми модификациями. Данные политипы делают возможным следующие политипные переходы: $3C - 9R - 36R_{x1} - 33R_{x2} - 9T_4'$, $30R_4' - 30R_4 - 18R_3 - 3C$, $11T_{x2} - 18R_3 - 3C$, $3C - 9R - (6H_2 + 9R) - (9R' + 15R_1) - (9R' + 5H')$.

Учет одновременного изменения энергетических параметров A_3 и A_4 приводит к следующему. Независимо от числа узлов N область стабильности структуры $15R_1$ может быть вырожденной. Возможны такие смеси: $(15R_1 + 6H_1)$, $(15R_1 + 4H)$, $(15R_1 + 9T_{1,3})$, $(15R_1 + 18R_3)$, $(15R_1 + 21R_2)$. Для $N = 13, 15$ становится стабильной область смеси политипов $(4H + 6H_1)$ и $(4H + 6H_2)$. Данное взаимодействие способствует стабилизации политипа $7T_1$, который находится в смеси со структурами $2H$, $9T_3$, $18R_3$. Данное взаимодействие благоприятно для стабилизации политипа $12T_{x9}$ при $N = 16$. Наблюдаются следующие политипные превращения: $3C' - 7T_1 - (15R_2 + 12R + 2H) - 15R_1 - 9T_3'$, $3C - 12R - 4H - (4H + 6H_2)$, $3C' - 12T_{x9}' - 6H_1 - 21R_2 - 3C$, $3C - 7T_1 - (7T_1 + 9T_3) - (15R_1 + 2H) - 6H_1 - 36R_{29}'$.

В результате исследования было выявлено, что размер модели и многочастичное взаимодействие влияют на образование стабильных структур и могут играть существенную роль в стабилизации политипных структур, в том числе экспериментально наблюдаемых. Ряд предсказанных политипных наноструктур сопоставимы с политипными формами, наблюдающимися в кластерах карбида кремния типа $Si_xC_yH_z$ и в монокристалле $6H - SiC$.

Литература

1. Агалямова Э.Н. Моделирование структурных кристаллов политипов карбида кремния / Э.Н.Агалямова // Сборник тезисов: ВНКСФ-13, Ростов-на-Дону. 2007, С. 68.
2. Удодов В.Н. Моделирование фазовых превращений в низкоразмерных дефектных наноструктурах / В.Н.Удодов, А.И.Потекаев, А.А.Попов и др.; под общ. ред. В.Н.Удодова. — Абакан: Издательство Хакасского государственного университета им. Н.Ф.Катанова, 2008. — 135 с.
3. Николин Б.И. Многослойные структуры и политипизм в металлических сплавах / Б.И.Николин. — Киев: Наукова думка, 1984. — 240 с.
4. Белоколот Е.Д. Теория мартенситных переходов в поле внешних напряжений на основе аксиальной модели Изинга. Приложение к системе Cu-Al-Ni; препринт ИМФ 15.88 / Е.Д.Белоколот А.Ю.Гаевский. — Киев, 1988. — 30 с.
5. Попов А.А. Влияние размеров модели, дальнего и многочастичного взаимодействия на диаграммы основных состояний для систем с политипными переходами / А.А.Попов, В.Н.Удодов, А.И.Потекаев // Известия вузов. Физика. 1998. — С. 37.

ХПС ИССЛЕДОВАНИЯ МЕЖАТОМНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10}/a-Si)_{40}$ И $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10}/SiO_2)_{32}$

Чернышев А.В.

Аспирант

ФГБОУ ВПО Воронежский государственный университет,

физический факультет, Воронеж, Россия

E-mail: alex.chernyshev@inbox.ru

В связи с развитием спиновой электроники все больше внимания уделяется наноструктурам, содержащим контактирующие магнитные и немагнитные слои. Гранулы размером в несколько нанометров, внедрённые в немагнитные металлические или диэлектрические матрицы, представляют интерес в силу ряда физических свойств, среди которых гигантское магнетосопротивление (ГМС) и спин-зависимое электронное туннелирование, аномальный эффект Холла, аномально высокие значения эффекта Керра и другие эффекты [1–3]. Совокупность таких свойств делает наногранулированные композиты чрезвычайно привлекательными материалами для применения их в твердотельной электронике. Наногранулированные материалы и физические принципы, определяющие

электронно-транспортные свойства композитов, лежат в основе создания элементов бурно развивающегося направления микроэлектроники – спинтроники.

Подобные гетерофазные системы описываются с точки зрения теории перколяции. В композитах с небольшим содержанием металлической компоненты проводящие гранулы окружены диэлектрической матрицей, и процесс электропереноса осуществляется за счёт туннелирования электронов из гранулы в гранулу или за счёт термоактивированных прыжков по локализованным состояниям.

Основной целью данной работы является проведение экспериментальных исследований с помощью метода рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (XPS – X-ray photoelectron spectroscopy) по выявлению механизмов межатомных взаимодействий и определению химического состояния элементов двух систем многослойных аморфных наноструктур $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}/\text{a-Si})_{40}$ и $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}/\text{SiO}_2)_{32}$, различающихся составом немагнитных прослоек и числом бислоев (40 и 32 соответственно).

Многослойные наноструктуры (МНС) $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}/\text{a-Si})_{40}$ и $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}/\text{SiO}_2)_{32}$ были получены методом ионно-лучевого распыления двух мишеней на вращающуюся ситалловую подложку. Одной мишенью являлась металлическая пластина сплава $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ полученного методом индукционной плавки в вакууме. Вторая мишень представляла собой пластину кварца (SiO_2) либо кремния. Для создания градиента толщины полупроводниковой прослойки между мишенью и подложками устанавливался V-образный экран. Напыление проводилось в атмосфере Ag при давлении $5 \cdot 10^{-4}$ Торр.

Спектры XPS были получены на российско-германском канале синхротрона BESSY II (Берлин). Для регистрации спектров МНС использовалась станция MUSTANG, оснащенная анализатором SPECS PHOIBOS 150, и оборудованная кассетной системой загрузки образцов OMICRON, двумя камерами - подготовительной и экспериментальной. Эффективность использования синхротронного излучения продиктована его высокой интенсивностью. Измерения проводились при энергиях фотонов 800 eV, при потоке фотонов $10^{12} - 10^{13}$ photon/sec, токе накопителя 200 μA . Аппаратурное уширение составляло порядка 0,1 eV. Вакуум в аналитической камере с XPS анализатором SPECS поддерживался на уровне 10^{-10} Торр (как и в подготовительной камере). Глубина анализа используемого метода составляла порядка 1 nm.

Результаты фотоэлектронных исследований методом XPS показали, что МНС содержат металлы Co, Fe, Zr как в элементарном, так и в окисленном состоянии (Рис. 1). Кроме того оказалось, что прослойки предполагаемого состава SiO_2 и a-Si имеют одинаковый химический состав, близкий к нестехиометрическому оксиду кремния. Для определения влияния метода получения образцов на конечную структуру был применен метод ионного травления в камере подготовки образцов. В результате оказалось, что все окисленные металлы, входящие в состав образцов, изменили свое состояние на элементарное металлическое. Таким образом, можно считать, что с помощью ионного травления был удален поверхностный слой МНС с преимущественно окисленными металлами, а последующие слои содержат металлы, преимущественно, в элементарном состоянии. Также можно заключить, что толщина прослойки $\text{SiO}_2/\text{a-Si}$ в образцах обеих серии не влияет на химическое состояние компонент МНС. Анализ данных XPS показал, что в поверхностном слое МНС металлы Co, Fe, Zr находятся в окисленном состоянии CoO , Fe_2O_3 и ZrO_2 соответственно.

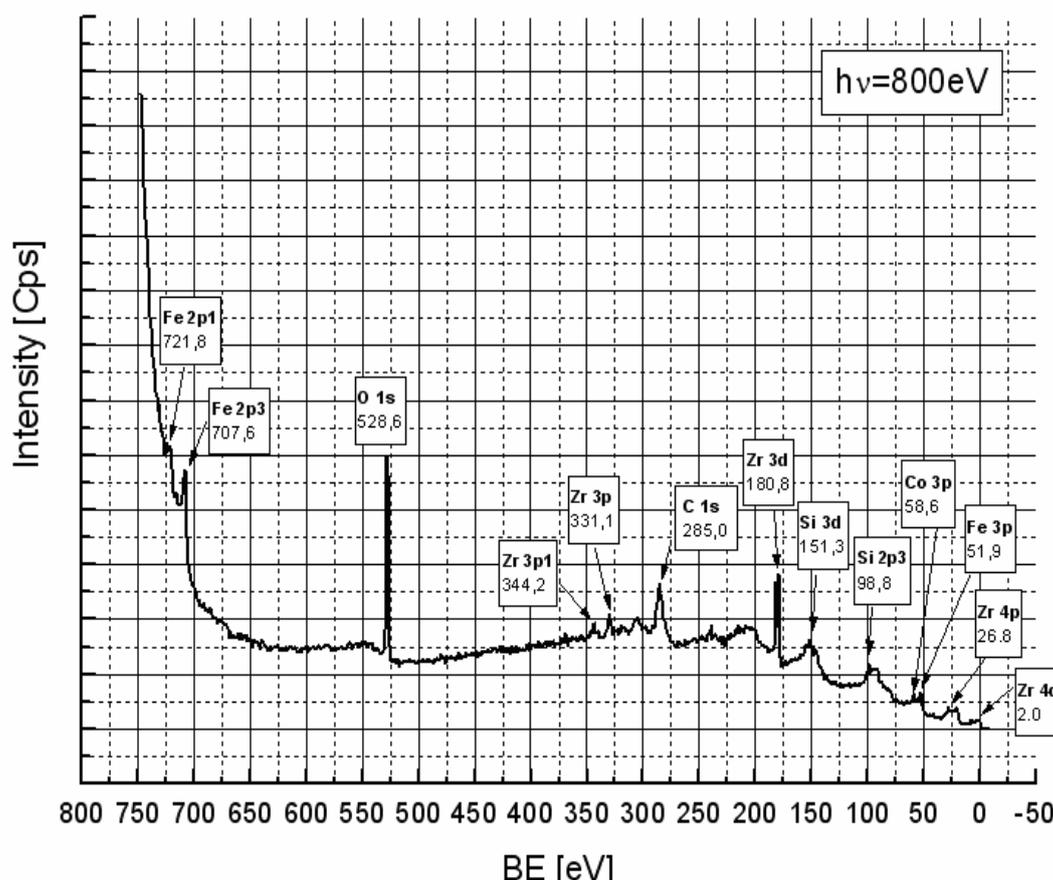


Рис.1. Обзорный XPS спектр для образца $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}/\text{SiO}_2)_{32}$

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.B37.21.1272.

Литература

1. Pakhomov A.B. Resistivity and Hall resistivity in percolating $(\text{NiFe})\text{-SiO}_2$ films // Sol. State Commun. 1996, V.99. p.139 – 142.
2. Арозон Б.А. Аномальный эффект Холла в гранулированных пленках Fe/SiO_2 в режиме туннельной // Письма в ЖЭТФ. 1999, № 2. с. 87.
3. Быков И.В. Магниторефрактивный эффект в гранулированных сплавах с туннельным магнитосопротивлением // ФТТ. 2005, № 2. с. 268 – 273.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДАМИ ПРОСВЕЧИВАЮЩЕЙ И СКАНИРУЮЩЕЙ МИКРОСКОПИИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ПЛЕНОК $\text{Fe}_{1,11}\text{TeMgO}$, $\text{FeTe}_{0,5}\text{Se}_{0,5}\text{LaAlO}_3$

Щичко И.О.

Студент

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

E-mail: shchichkoio@gmail.com

Открытие сверхпроводимости в халькогенидах и пнектидах железа [1],[2] вызвало интерес к их кристаллической структуре [3] и механизмам сверхпроводимости. Одним из методов исследования сверхпроводящих свойств является создание Джозефсоновских контактов в тонких пленках с последующим измерением их характеристик.. Кроме этого критические параметры (температура перехода в сверхпроводящее состояние $-T_c$ и критическая плотность тока j_c) в эпитаксиальных пленках из-за возникающих напряжений на границах раздела может отличаться от аналогичных параметров в монокристаллах. Поэтому исследование кристаллической структуры пленок и границ раздела необходимо для

определения связи структуры и свойств сверхпроводников. В данной работе методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) были исследованы пленки на основе $Fe_{1.11}Te$ и $FeTe_{0.5}Se_{0.5}$, подготовленные для формирования Джозефсоновских контактов.

Формирование пленок осуществлялось методом лазерной абляции Е.А.Степанцовым в университете Чалмерса, (Гетеборг, Швеция) из мишеней, подготовленных Е.Антиповым на хим. ф-те МГУ на подложках (001)MgO и (001)LaAlO₃. Для исследований методами ПЭМ с помощью сфокусированного ионного пучка (ФИП) в установке Helios (FEI, США) было подготовлено несколько образцов для дальнейшего исследования в ПЭМ Titan 80-300TEM/STEM (FEI, США), оборудованном высокоугловым детектором темного поля, с ускоряющим напряжением в 300кВ.

ПЭМ и электронно-дифракционные (ЭД) исследования показали, что кристаллическая структура пленок принадлежит к тетрагональной сингонии с пространственной группой $P4nm$ [4]. Изображение пленки $Fe_{1.11}Te$ в проекции $B=[100]$, полученное с высоким разрешением в режиме просвечивающей растровой (ПРЭМ) микроскопии с использованием высокоуглового кольцевого детектора темного поля (ВУКДТП), представлено на рис.1.a, модель структуры на рис. 1.b. Отчетливо проявляются атомы Te и атомы Fe_1 , находящиеся в позициях с постоянной заселенностью (0 0 0). Атомы Fe_2 в позициях с переменной заселенностью (0 0.5 0.69) не проявляются. Это свидетельствует о статистическом распределении атомов Fe_2 в этой позиции.

Пленки $Fe_{1.11}Te/(001)MgO$ - поликристаллические текстурированные со следующими ориентационными соотношениями:

$$1. \begin{cases} [111]_{Fe_{1.11}Te} \parallel [101]_{MgO} \\ (01\bar{1})_{Fe_{1.11}Te} \parallel (010)_{MgO} \end{cases}, 2. \begin{cases} [100]_{Fe_{1.11}Te} \parallel [101]_{MgO} \\ (001)_{Fe_{1.11}Te} \parallel (010)_{MgO} \end{cases}.$$

При росте пленки с ориентационным соотношением №1 на границе раздела $Fe_{1.11}Te/(001)MgO$ образуются дислокации несоответствия с проекцией вектора Бюргерса $b = (\bar{1}00)$.

Изображение пленки $FeTe_{0.5}Se_{0.5}$, полученное в ПРЭМ с использованием ВУКДТП представлено на рис.1.c. Предполагается, что в этом соединении атомы Se замещают атомы Te. Неоднородный максимумов контраст, соответствующих колонкам атомов Te-Se указывает на неупорядоченный характер замещения. Возможно наблюдать отдельные атомы Fe_2 в позициях с переменной заселенностью (0 0.5 0.69). В этом образце установлено следующее ориентационное соотношение для пленки $FeTe_{0.5}Se_{0.5}$ на подложке LaAlO₃:

$$\begin{cases} [001]_{LaAlO_3} \parallel [100]_{FeTe_{0.5}Se_{0.5}} \\ (010)_{LaAlO_3} \parallel (001)_{FeTe_{0.5}Se_{0.5}} \end{cases}.$$

Граница раздела когерентна, дислокации несоответствия не обнаружены.

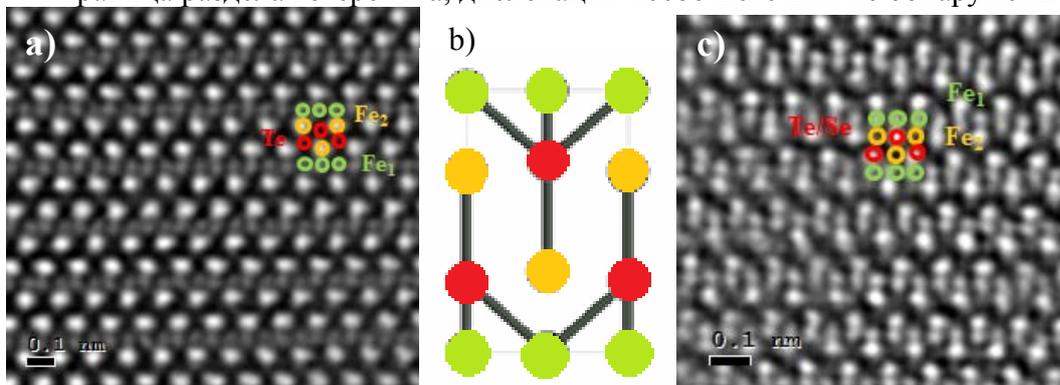


Рис.1 а) Темнопольное изображение ПРЭМ $Fe_{1.11}Te$; б) Модель структуры $Fe_{1.11}Te$ в проекции $[100]$; в) Темнопольное изображение ПРЭМ $FeTe_{0.5}Se_{0.5}$

Благодарности

Автор глубоко благодарен научному руководителю Васильеву А.Л. за постановку задачи, ценные обсуждения и внимание к работе, сотруднику лаборатории электронной микроскопии Курчатовского института Преснякову М.Ю. за помощь в приготовлении и съемке образцов.

Литература

1. K. Ishida, Y. Nakai and H. Hosono, J. Phys. Soc. Jpn. 78, 062001 (2009).
2. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano and H. Hosono, J. Am. Chem. Soc. 130, 3296 (2008).
3. Hai-Hu Wen and Shiliang Li, Annu. Rev. Condens. Matter Phys. 2011. 2:121–40
4. Leciejewicz, J., Acta Chemica Scandinavica (1-27, 1973-42, 1988), (ICSD #53562)

РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ В СИЛЬНО АНИЗОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Бессонов Дмитрий Александрович

Младший научный сотрудник

Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова Российской академии наук,

Лаборатория механических свойств кристаллов, Москва, Россия

E-mail: dabessonov@gmail.com

Современная кристаллоакустика разрабатывает принципы функционирования многочисленных приборов и устройств, основанных на использовании ультра- и гиперзвука [1, 6]. Интенсивные пучки ультразвука широко применяются в технике, медицине, научном приборостроении и т. д. Обычно для преобразования таких пучков используется их отражение и преломление на границах раздела слоистых изотропных структур. Кристаллы открывают новые возможности преобразования пучков. Многие акустические эффекты возникают исключительно благодаря анизотропии среды [3, 4, 6].

В недавней работе [2] предложен новый принцип резонансного концентрирования энергии в акустических волнах, полностью основанный на анизотропии кристаллов. В настоящем докладе указаны пути повышения эффективности этого резонанса в сильно анизотропных кристаллах.

В докладе обсуждается резонансное возбуждение интенсивной упругой волны с помощью незеркального отражения в кристалле специальной волны накачки. Выбор плоскости и угла падения обусловлен требованием близости возбуждаемой отраженной волны к собственной объемной моде с потоком энергии вдоль свободной границы. Параметры резонанса найдены для среды произвольной анизотропии. Сформулирован критерий оптимального подбора кристаллов, в которых резонансное отражение близко к конверсионному, когда практически вся энергия из падающего пучка волны накачки попадает в приповерхностный узкий отраженный пучок высокой интенсивности.

На рис. 1 показана ситуация, когда при отражении падающего пучка ширины D_i один из

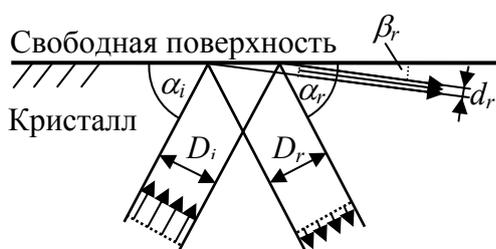


Рис. 1 Схема сужения акустического пучка: при незеркальном отражении на свободной поверхности кристалла.

двух отраженных пучков распространяется под малым углом β_r к поверхности, и потому сильно сужается до ширины d_r . В докладе показано, что кристалл и геометрию распространения можно выбрать так, чтобы доля энергии η , попадающая в «сжатый» пучок из падающего, была $\sim 100\%$. Поэтому интенсивность узкого отраженного пучка может стать значительно выше, чем в падающем пучке. При этом коэффициент K_2 усиления пучка, очевидно, будет величиной порядка $\eta D_i/d_r = \eta \sin \alpha_i / \sin \beta_r \gg 1$. Можно показать, что аналогичный эффект сужения пучка в изотропных структурах вблизи угла полного внутреннего отражения

ни к какому усилению не приводит: в этом случае доля η энергии в сужающемся пучке стремится к нулю по мере уменьшения его ширины, т. е. без анизотропии эффекта нет.

К сожалению, сжатие пучка приводит к его дифракционной расходимости. Этот неприятный паразитный эффект может быть ослаблен повышением частоты пучка, а также ограничением коэффициента усиления интенсивности до уровня $K_2 \sim 5-10$.

Другой осложняющей особенностью эффекта, ограничивающей его применение, является то обстоятельство, что рассматриваемый резонанс отражения существует в очень узком интервале углов падения (обычно $\sim 10^{-3}$ рад). Это выдвигает жесткие требования на расходимость падающего пучка, а также на очень тонкую юстировку устройства. В докладе показано, что эти требования могут быть очень существенно снижены специальным подбором суперанизотропных кристаллов. Для таких кристаллов различные компоненты тензора упругости могут сильно различаться (в 10–20 раз) [5], что обеспечивает дополнительный резерв усиления, связанный с увеличением лучевой скорости в сжатом пучке. В результате удастся значительно (почти на порядок) смягчить ограничения на ширину резонанса, сохранив его высокую эффективность ($\eta \sim 100\%$). Примерами таких кристаллов являются графит и карбон. На рисунках 2 и 3 приведены численные графики ключевых параметров резонанса для этих кристаллов.

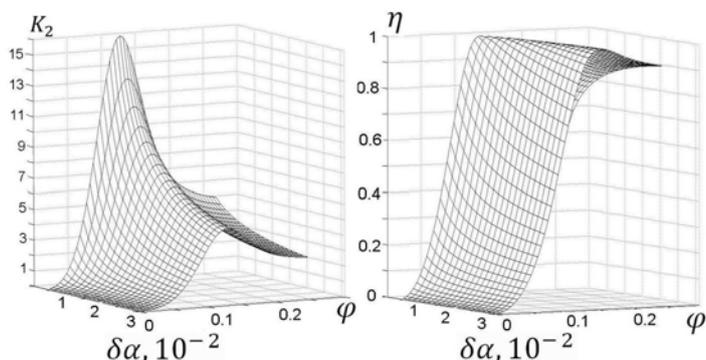


Рис. 2 Зависимости коэффициентов усиления (K_2) и эффективности (η) резонанса от угла падения $\delta\alpha$ и угла отклонения φ сагиттальной плоскости в кристалле графита.

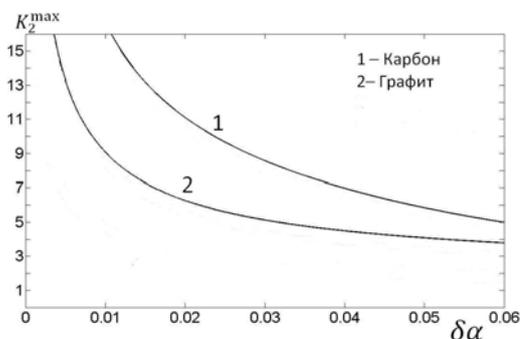


Рис. 3. Зависимости коэффициента усиления K_2^{\max} интенсивности пучка от угла падения $\delta\alpha$ для кристаллов карбона 1 и графита 2.

Оценки показывают, что применение этих кристаллов с ультравысокой анизотропией значительно облегчает экспериментальное обнаружение предсказанного эффекта и улучшает перспективы его практических приложений. В частности, оптимальная расходимость падающего пучка попадает в приемлемый диапазон углов $\delta\psi \sim 10^{-3}-10^{-2}$. Она может быть реализована при частотах ультразвука ~ 100 МГц. При этом коэффициент усиления может достигать уровня $K_2 \sim 5-10$. А при двойном сжатии пучка в двух поперечных направлениях можно ожидать усиления его интенсивности почти на два порядка при той же степени расходимости.

Литература

1. Александров К.С., Сорокин Б.П., Бурков С.И. Эффективные пьезоэлектрические кристаллы для акустоэлектроники, пьезотехники и сенсоров. Новосибирск: Наука. 2007.
2. Альшиц В.И., Бессонов Д.А., Любимов В.Н. Резонансное возбуждение интенсивных акустических волн в кристаллах // ЖЭТФ. 2013. Т. 143. No. 6. В печати.
3. Федоров Ф.И. Теория упругих волн в кристаллах. М.: Наука. 1965.
4. Alshits V. I. On the role of anisotropy in crystalloacoustics // Surface Waves in Anisotropic and Laminated Bodies and Defects Detection. Eds. R.V. Goldstein, G.A. Maugin. Kluwer Academic. Dordrecht, 2004.
5. Landolt H.H., Börnstein R. Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik. Neue Serie. III(11) / Ed. K.-H. Hellwege. Berlin: Springer. 1979.
6. Royer D., Dieulesaint E. Elastic Waves in Solids. V. I, II. Berlin: Springer. 2000.

ГАЗОФАЗНОЕ ХИМИЧЕСКОЕ ОСАЖДЕНИЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОМАТЕРИАЛОВ

Борисов Василий Олегович

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: vo.borisov@physics.msu.ru

Углеродные наноструктуры являются перспективными материалами для их практического применения в нанoeлектронике и оптоэлектронике. Примерами таких материалов могут служить разнообразные поликристаллические алмазные пленки, углеродные нанотрубки, графен, фуллерены и их композиты. Одним из способов получения данных структур является метод газофазного химического осаждения с различными типами активации. Метод газофазного химического осаждения (Chemical Vapor Deposition, CVD) заключается в осаждении углеродных материалов из газовой фазы с углеродосодержащей компонентой в результате химической реакции на поверхности подложки. Вариация параметров CVD процесса позволяет получать огромное разнообразие наноматериалов [1, 2]. В настоящее время вопросы, связанные с механизмом формирования углеродных материалов, остаются открытыми, а некоторые задачи экспериментального получения нерешенными.

В данной экспериментальной работе исследовалось влияние предварительной обработки подложек на процесс осаждения углеродных структур из метан-водородной газовой смеси. Углеродные наноструктуры были получены на различных подложках (поли- и монокристаллический кремний, никель, нержавеющая сталь) с диаметром до 200 мм. Начальная концентрация нуклеационных центров на поверхности подложек контролировалась продолжительностью ультразвуковой обработки их в спиртовой суспензии ультрадисперсного наноалмаза. Структурно-морфологические характеристики углеродных наноматериалов определялись методами комбинационного рассеяния света (КРС) и растровой электронной микроскопии (РЭМ). В результате работы были выявлены корреляционные зависимости между параметрами CVD процесса и характеристиками получаемых углеродных наноструктур.

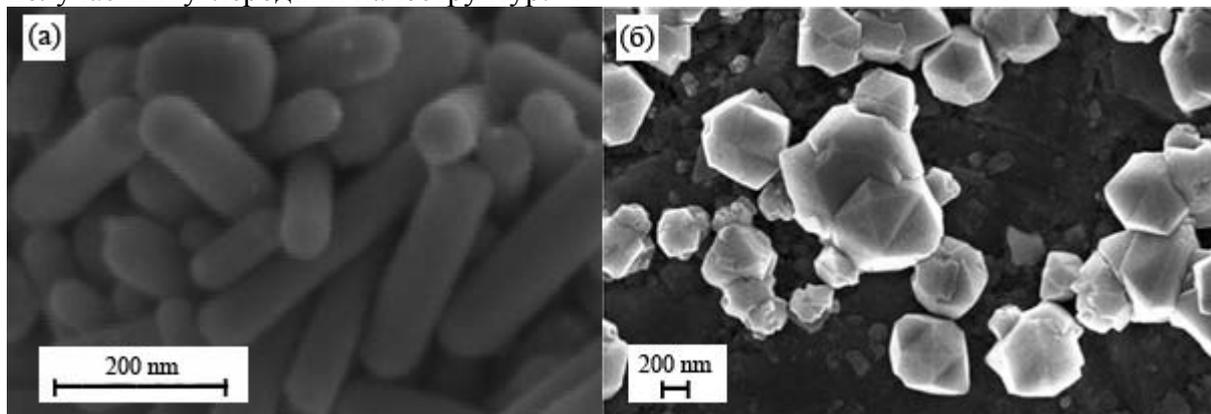


Рис 1. РЭМ изображения сконденсированных из газовой фазы (а) наноуглеродных стержней (стальная подложка) и (б) микрокристаллитов алмаза (кремниевая подложка)

Литература

1. Obratsov A.N., Obratsova E.A., Tyurnina A.V., Zolotukhin A.A., Carbon, Vol. 45, 10, p. 2017-2021
2. Obratsov A.N., Zolotukhin A.A., Ustinov A.O., Volkov A.P., Svirko Y.P., Carbon, Vol. 41, 4, p. 836-839

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПРОДОЛЬНЫХ И СДВИГОВЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ ТОНКИМИ ПЛЕНКАМИ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

Господчикова Ирина Евгеньевна

Студентка магистратуры

*Санкт-Петербургский государственный университет,
физический факультет, Санкт-Петербург, Россия*

E-mail: irina_gospodchikova@mail.ru

Магнитострикционные материалы широко применяются для возбуждения и регистрации продольных ультразвуковых колебаний в диапазоне частот до 100 КГц [1]. В настоящей работе сообщается о результатах полевых исследований эффективности электромагнитного возбуждения ультразвука продольной и сдвиговой поляризации пленкой железо-иттриевого граната (ЖИГ), помещенной в комбинацию переменного и постоянного магнитных полей. Методика исследований предложена и подробно описана в работе [2]. При этом обнаружено, что при параллельной ориентации приложенных полей эффективно возбуждается продольная волна, а при перпендикулярной ориентации – сдвиговая с вектором поляризации, совпадающим с направлением постоянного магнитного поля. Исследования проводили в импульсном режиме при комнатной температуре на пленках ЖИГ толщиной 4,5; 10; 16; и 64 мкм, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложке ГГГ толщиной 500 мкм, плоскость которой перпендикулярна направлению [111]. Частота ультразвуковых колебаний составляла 14 и 35 МГц. Для тонких пленок до 16 мкм отчетливо наблюдается квазирезонансная зависимость амплитуды продольных колебаний от величины внешнего магнитного поля, приложенного параллельно переменному магнитному полю перпендикулярно плоскости пленки. Уменьшение толщины пленки с 16 мкм до 4,5 мкм и частоты ультразвуковых колебаний от 35 МГц до 14 МГц приводит к значительному смещению в сторону малых полей значений магнитного поля, соответствующих максимуму амплитуды ультразвуковых колебаний. В то же время, для толстой пленки (толщиной 64 мкм) характер полевой зависимости носит монотонный характер и близок к наблюдаемым ранее зависимостям в порошкообразных образцах ЖИГ, магнетита и марганец-цинковой шпинели [2]. Наиболее вероятным фактором, определяющим квазирезонансный характер полевой зависимости эффективности возбуждения продольных ультразвуковых колебаний, является участие в вынужденных колебаниях доменных границ. Этот процесс был предсказан в работе [3] и подтверждается смещением максимума квазирезонансных кривых в область меньших полей и увеличением их добротности при наложении на пленку дополнительного магнитного поля, лежащего в плоскости пленки.

Проведенные исследования показали высокую эффективность электромагнитного возбуждения высокочастотных ультразвуковых волн продольной и сдвиговой поляризации тонкими пленками ЖИГ на подложке ГГГ, и возможность регулирования амплитуды возбуждаемых колебаний за счет изменения величины и направления подмагничивающего поля.

Литература

1. Белов К.П. Магнитострикционные материалы и их применение в науке и технике М.:Наука.1992. 334с.
2. Кулешов А.А., Сарнацкий В.М., Шоно А.А. Возбуждение и регистрация звука порошками ферритов // Письма в ЖТФ.1992.т.18.№ 7.С. 37-41.
3. Туров Е.А., Луговой А.А. Магнитоупругие колебания доменных границ в ферромагнетиках //Физика металлов и металловедение. 1980.т. 50.№.5. С. 903 – 912

ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $\text{Cu}_2\text{ZnGeSe}_4$

Гук Максим Сергеевич

Аспирант

Институт Прикладной Физики, Академия Наук Молдовы, Кишинев Молдова

E-mail: gmax@phys.asm.md

В последние годы четверные соединения типа $\text{Cu}_2\text{-II-IV-X}_4$ ($X = \text{S, Se, Te}$) получили большое распространение благодаря возможности их применения в солнечной энергетике, нелинейной оптике и выделении водорода из воды. Германий содержащие четверные соединения уже были с успехом применены в производстве солнечных батарей [2] и устройств для выделения водорода [3]. Монокристаллы $\text{Cu}_2\text{ZnGeSe}_4$ были выращены методом химических транспортных реакций с использованием йода в качестве транспортера. Химический состав выращенных образцов был измерен методом анализа энергии рассеянных рентгеновских лучей (EDX). Результаты химического анализа четырех образцов представлены в Таблице I. Температурная зависимость удельного сопротивления была измерена методом Ван дер Пау. Контакты были припаяны к образцам индием.

Форма полученных температурных зависимостей удельного сопротивления свидетельствует о наличии двух участков с различными типами активационной проводимости. Впоследствии было установлено, что оба типа наблюдаемой проводимости связаны с прыжковыми типами проводимости. В высокотемпературной области наблюдалась прыжковая проводимость по ближайшим соседям (NNH), характеризующаяся энергией активации E_3 , необходимой для туннелирования носителя заряда между двумя локализованными состояниями, а также на преодоление Кулоновского взаимодействия между этими состояниями [1]. При понижении температуры наблюдался переход к Моттовскому типу прыжковой проводимости (Mott VRH). Данный вид проводимости описывается характеристической температурой T_{04} и шириной зоны локализованных состояний W_0 [1]. Параметры обоих видов прыжковой проводимости были оценены по методу линеаризации участков графика температурной зависимости удельного сопротивления [1] и представлены в Таблице I.

Как видно из Таблицы I, химический состав образцов достаточно близок к стехиометрии и небольшие колебания по составу приводят к небольшим колебаниям параметров электрической проводимости. Однако неконтролируемое и одновременное изменение концентрации всех элементов соединения, не позволяют выявить строгой зависимости электрических параметров от какого либо элемента.

Таблица I. Данные по анализу химического состава и удельного сопротивления монокристаллов $\text{Cu}_2\text{ZnGeSe}_4$. Me – сумма атомных процентов всех металлов ($\text{Cu}+\text{Zn}+\text{Ge}$), dT – температурный интервал, на котором наблюдается описываемый тип проводимости.

Образец	Zn/Ge	Cu/(Zn+Ge)	Se/Me	NNH		Mott VRH		
				dT (K)	E_3 (meV)	dT (K)	T_{04} (K)	W_0 (meV)
GeSe a	0.97	0.95	1.08	230-300	22.0	85-175	822	22.2
GeSe b	0.89	0.99	0.93	240-300	23.9	100-200	828	24.6
GeSe c	0.91	1.01	1.03	240-300	26.9	95-160	1182	22.7
GeSe d	0.99	1.03	1.04	230-300	22.4	95-200	715	23.7

Автор благодарит за финансовую поддержку проект IRSES PVICOKEST – 269167 и Всемирную Федерацию Ученых (World Federation of Scientists).

Литература

- Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. Монография. М.: Наука, Глав. ред. физ.-мат. Литературы. 1979.
- Guo Q., Ford G.M., Yang W.-C., Hages C.J., Hillhouse H.W., Agrawal R. Enhancing the performance of CZTSSe solar cells with Ge alloying // Solar Energy Materials and Solar Cells. 2012, №105. p. 132–136.
- Tsuji I., Shimodaira Y., Kato H., Kobayashi H., Kudo A. Novel Stannite-type Complex Sulfide Photocatalysts $\text{A}^{\text{I}}_2\text{-Zn-A}^{\text{IV}}\text{-S}_4$ ($\text{A}^{\text{I}} = \text{Cu}$ and Ag ; $\text{A}^{\text{IV}} = \text{Sn}$ and Ge) for Hydrogen Evolution under Visible-Light Irradiation // Chemistry of Materials. 2010, №22. p. 1402–1409.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ ЭПР ЛЕГИРОВАННОГО ДИОКСИДА ТИТАНА

Дейген Дарья Михайловна

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

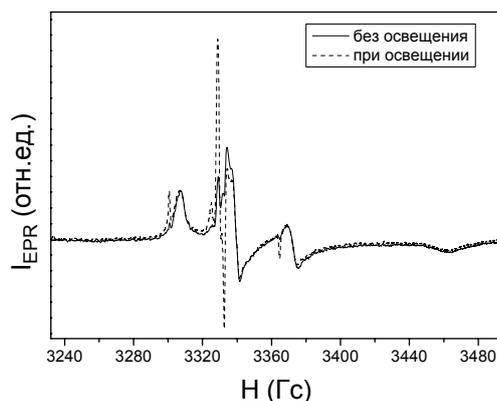
E-mail: d.m.deygen@gmail.com

Диоксид титана является многофункциональным материалом и привлекает пристальное внимание ученых по всему миру. Широкие перспективы и существующие технологические применения материалов на основе диоксида титана связаны с его уникальными физико-химическими свойствами. Оксид титана является наиболее перспективным фотокатализатором очистки воды от технологических загрязнений.

Основной задачей данной работы являлось изучение методом ЭПР природы и свойств парамагнитных центров в диоксиде титана, легированном примесями углерода, азота и хрома. Конечной целью нашего исследования является получение количественной зависимости между концентрацией парамагнитных центров в образцах и скоростью каталитических реакций.

Измерения проводились на ЭПР-спектрометре BRUKER ELEXSYS 500 (рабочая частота 9,5 ГГц - X-диапазон, чувствительность $5 \cdot 10^{10}$ спин/Гс). Освещение образцов производилось непосредственно в резонаторе спектрометра с помощью ртутной лампы BRUKER ELEXSYS ER 202 UV (мощность 50 Вт).

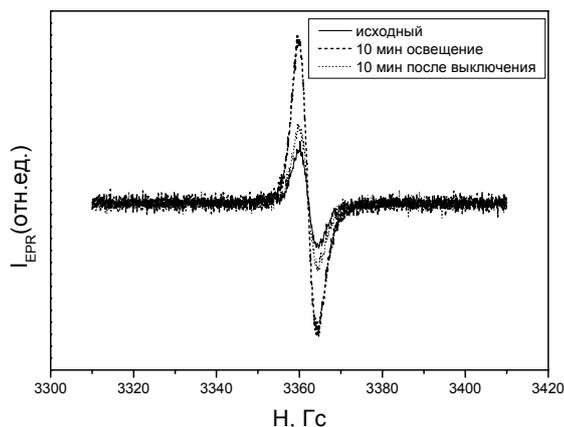
Установлено, что основным типом парамагнитных центров в диоксиде титана, поверхностно легированном азотом, являются $N\cdot$ - радикалы. В объемно легированных образцах обнаружено два типа парамагнитных центров – $N\cdot$ и $NO\cdot$ - радикалы. При освещении резко возрастает концентрация $N\cdot$ - радикалов, количество же $NO\cdot$ - радикалов изменяется незначительно. Также при освещении с энергией кванта, равной и превышающей 2 эВ и 2,3 эВ, соответственно, концентрации $NO\cdot$ и $N\cdot$ - радикалов увеличиваются. Обратимость эффекта освещения может быть связана с перезарядкой указанных центров.



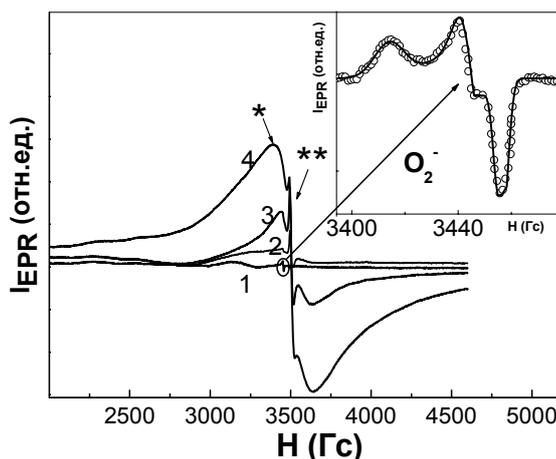
Обнаружено, что в диоксиде титана, поверхностно легированном углеродом основным типом парамагнитных центров являются оборванные связи углерода $C\cdot$. В объемно легированных образцах обнаружено два типа парамагнитных центров - $C\cdot$ и CO_2^- радикалы. При освещении концентрация CO_2^- - радикалов незначительно увеличивается, концентрация $C\cdot$ радикалов резко возрастает. Определены времена спин-решеточной и спин-спиновой релаксации $C\cdot$ радикалов.

Установлено, что основным типом парамагнитных центров в диоксиде титана, легированном хромом, являются O_2^- радикалы, ионы Cr^{+3} , замещающие титан, и ионы Cr^{+3} в кластерах хрома, расположенных на поверхности образцов. При освещении увеличивается концентрация O_2^- радикалов и незначительно - Cr^{+3} центров. Обнаружено, что время спин-спиновой релаксации укорачивается с ростом содержания хрома в исследуемых образцах,

что обусловлено увеличением вклада диполь-дипольного взаимодействия в процесс релаксации спинов при увеличении концентрации парамагнитных центров Cr^{+3} .



Изменение концентрации парамагнитных центров в циклах темнота-освещение-темнота во всех типах исследованных образцов носило обратимый характер, что может быть обусловлено их перезарядкой.



Обнаружена корреляция между концентрацией парамагнитных центров и скоростью фотокаталитического разложения 4-хлор-фенола в образцах диоксида титана, легированного азотом и углеродом, что свидетельствует об участии обнаруженных дефектов в процессах разложения органической примеси на поверхности образцов. Установлено, что замещение атомов титана атомами хрома в решетке диоксида титана приводит к подавлению фотокаталитической активности, что может быть объяснено захватом носителей заряда центрами Cr^{+3} и их последующей рекомбинацией.

Литература

1. S. Sakthivel, H. Kisch "Daylight Photocatalysis by Carbon Modified Titania"// *Angew. Chem.*, 2003, v. 115, p. 5057
2. S. Livraghi, A. Votta, M. C. Paganini, and E. Giamello, "The nature of paramagnetic species in nitrogen doped TiO_2 active in visible light photocatalysis," *Chemical Communications*, no. 4, pp. 498–500, 2005.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТА ХОЛЛА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИЗОТРОПНЫХ ПЛАСТИНАХ И ПЛЕНКАХ С ПОДВИЖНЫМИ ТОЧЕЧНЫМИ ЗОНДАМИ

Заворотний Анатолий Анатольевич

Аспирант

*Липецкий государственный педагогический университет,
факультет физико-математических и компьютерных наук, Липецк, Россия*

E-mail: aazavorotniy@mail.ru

Современное бурное развитие микро- и наноэлектроники требует создания новых и усовершенствования существующих полупроводниковых структур с наперед заданными характеристиками. Все это приводит к необходимости создания оперативных методов исследования параметров полупроводников. В настоящей работе предложен метод измерения э.д.с. Холла на полупроводниковой пластине с помощью прижимных подвижных металлических зондов, расположенных так, как показано на рис. 1.

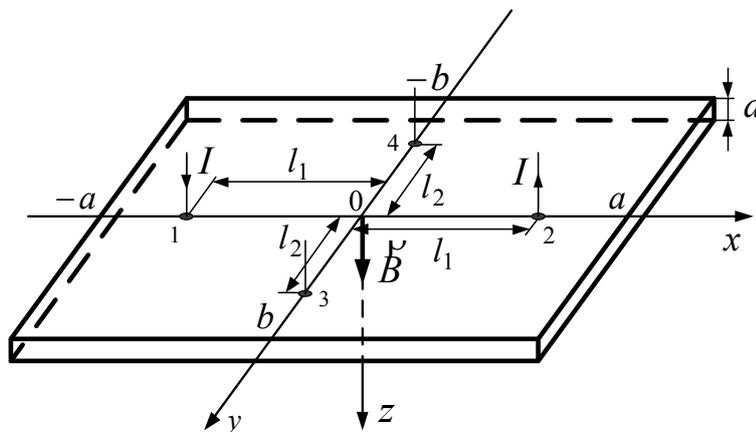


Рис. 1. Расположение контактов на поверхности полупроводниковой пластины

Анализ существующих методов измерения параметров полупроводниковых материалов [1, 2] привел к разработке нового оперативного метода измерения величин, зависящих от магнитного поля. На основе математической модели решена краевая задача методом разделения переменных в линейном приближении относительно потенциала [3]:

$$\varphi(x, y, z) = \varphi_0(x, y, z) + \varphi_H(x, y, z),$$

где $\varphi_0(x, y, z)$ – потенциал при отсутствии магнитного поля, $\varphi_H(x, y, z)$ – потенциал в магнитном поле.

Решение задачи представляет собой выражение, состоящее из рядов Фурье, в приближении тонких образцов ($d \ll a, b, l_1, l_2$). Было проанализировано с помощью компьютера изменение э.д.с. Холла при перемещении токовых и измерительных зондов от краев пластины к центру.

Предложенный метод имеет следующие достоинства при практическом использовании:

- 1) не требует создания специальной тестовой структуры с контактами во всю ширину образца;
- 2) для измерения э.д.с. Холла становится возможным использование точечных прижимных металлических контактов, что повышает оперативность определения необходимых параметров;
- 3) есть возможность определять э.д.с. Холла не классически, т.е. как разность потенциалов между противоположенными гранями пластины [1, 2], а на определенном расстоянии от ее краев;
- 4) предложенная математическая модель дает малую погрешность измерений.

Литература

1. Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. М: Высшая школа. 1987.
2. Батавин В.В., Концевой Ю.А., Федорович Ю.В. Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур. М.: Радио и связь. 1985.
3. Филиппов В.В., Поляков Н.Н. Методы измерения и контроля коэффициентов электронного переноса анизотропных полупроводников. Липецк: ЛГПУ. 2011.

РАЗНОВИДНОСТИ ТРЕХБАРЬЕРНЫХ ФОТОДИОДНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСЛОЕВ $Al_xGa_{1-x}As$, $In_xGa_{1-x}As$, $(Al_xGa_{1-x})_{1-y}In_yAs$ И ИХ ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ

*Зоирова Лола Хамидовна, Байчаев Фазлиддин Хусенович**

Старший преподаватель, кандидат физико-математических наук,

Нуратинский промышленно-горный колледж, г.Нурата,

**Ассистент кафедры «Общей физики», Навоийский Государственный горный институт, г.Навои, Навоийская область, Республика Узбекистан.*

e-mail: zoirova@mail.ru

Оптоэлектронные устройства на основе излучателя и приемника оптических сигналов широко используются для создания различных систем, передачи оптической информации через волоконно-оптические линии связи [1]. В них используются спектральный диапазон от ближнего инфракрасного (0.85 мкм) до 1.3-1.5 мкм, в соответствии с используемым оптическим волокном второго или третьего поколения. Здесь следует отметить, что в зависимости от используемого фотоприемника и его свойств существенно изменяются функциональные возможности электронных систем на их основе. При использовании биполярного транзистора, предоставляется возможность работать с большим уровнем оптического сигнала и с меньшим быстродействием. Для увеличения быстродействия системы приема оптической информации стали практиковать использование полевых транзисторов совместно с фотодиодом для волоконно-оптических линий связи. Проводятся исследования по использованию лабораторных образцов полевых фототранзисторов на основе арсенида галлия в фотонике. Для регистрации слабых оптических сигналов можно использовать универсальные двухбазовые и двухбарьерные фотодиоды с внутренним усилением [2]. Их отличие состоит в том, что при обеих полярностях включения осуществляется ограничение инжекции носителей реализуется генерационный механизм формирования рабочего тока. В одном случае рабочим становится запираемый p - n -переход, а в другом n - m -переход. Последовательное соединение трех и двух переходов приводит к уменьшению обратного тока, а также общей емкости. В режиме запирающего металлополупроводникового перехода оптический диапазон определяется преобладанием фоточувствительности в коротковолновой области спектра. В случае запирающего p - n -перехода преимущественно спектральной чувствительностью гомо или гетероперехода. И таким образом, путем изменения полярности рабочего напряжения возможно изменение оптического рабочего диапазона. Проведенные исследования электрофизических и фотоэлектрических характеристик трехбарьерных фотодиодных структур на основе арсенидгаллиевых гетерослоев, а также сопоставительный анализ процессов модуляции базовых областей и образования фототоков показали, что они могут быть использованы в различных устройствах приема и передачи оптического сигнала. Так как они охватывают широкий оптический диапазон от 0.4 мкм до 1.6 мкм, а при смене освещаемой поверхности в зависимости от примесных уровней во взаимосвязи со свойствами запирающих барьеров появляется возможность управления фототоком, что обеспечивает их применение в оптоэлектронных схемах и волоконно-оптических устройствах.

Например, трехбарьерная фотодиодная Au - $nAl_{0.2}Ga_{0.8}As$ - $pGaAs$ - Ag -структура благодаря изменению спектрального диапазона чувствительности и величины фототока при смене

полярности рабочего напряжения при его использовании совместно с источником излучения позволяет выполнять функции переключателя, рис.1. Для этого в качестве излучателя используется, например, два светодиода с длиной волны излучения в ближнем и дальнем инфракрасном диапазоне [3]. Рабочая точка фотодиода при попеременном возбуждении длинноволновым и коротковолновым излучением переходит из одной области в другую и таким образом, будет осуществляться переключение объекта подключенного к переходу из одного режима на другой (рис.1). Кроме того, в режиме прямого смещения гетероперехода наблюдаемый эффект лавинного умножения на переходе металл-гетерослой ($\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$) показывает возможность его использования в качестве стабилизатора напряжения. На рис.2. приведена схема стабилизированного питания микросхемы с излучателем.

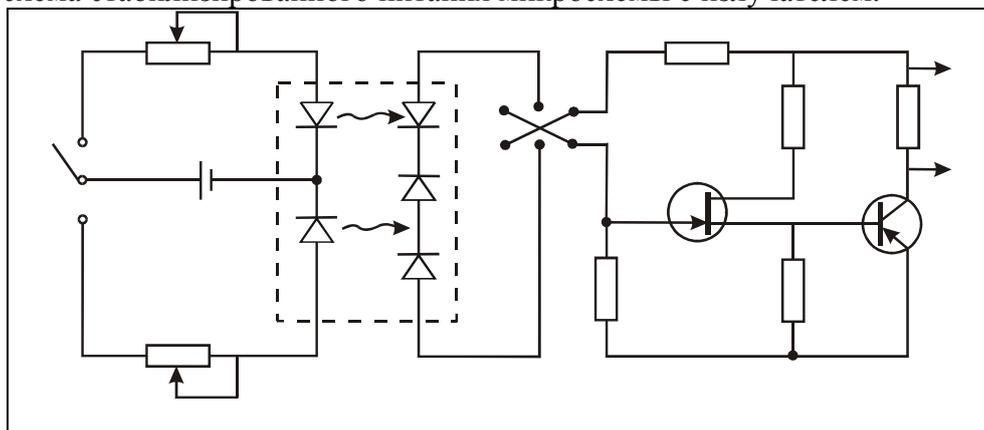


Рис.1. Переключатель на основе многофункциональной двухсторонне-чувствительной фотодиодной структуры.

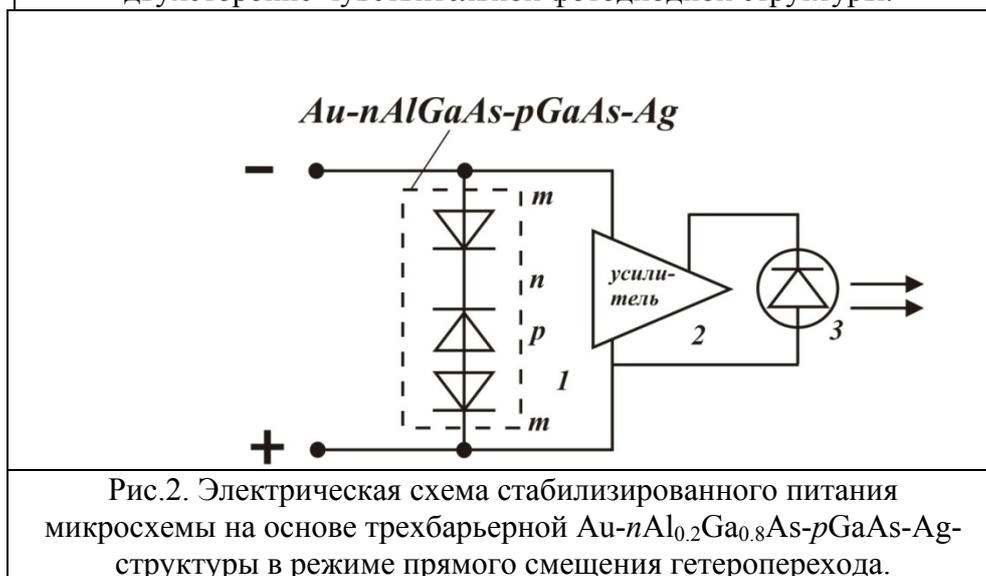


Рис.2. Электрическая схема стабилизированного питания микросхемы на основе трехбарьерной $\text{Au-nAl}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As-pGaAs-Ag}$ -структуры в режиме прямого смещения гетероперехода.

Таким образом, трехбарьерные фотодиодные структуры на основе арсенида галлия можно использовать для широкого применения в оптоэлектронных схемах и волоконно-оптических линиях связи.

Литература

1. Fundamentals of optical fiber communications. Edited by M.K.Vamosci. Academic Press, inc. New York, 1976. p.230
2. Каримов А.В., Ёдгорова Д.М. Физические явления в арсенидгаллиевых структурах с микрослойным квазипериодическим переходом. Изд.Фан, Ташкент, 2005. С.115-117.
3. Арипов Х.К., Каримов А.В., Ёдгорова Д.М., Зоирова Л.Х., Абдулхаев О.А. Optic-electrical switches on the basis of modernized multifunctional photodiode structures. // 2-Интернациональная конференция по оптической и беспроводной связи 11-16 сентября 2006. -Ташкент, 2006. -С.56.

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОКСИДА ИНДИЯ

Ильин А.С.

Студент

Форш Е.А.

Аспирант

Ситников И.А.

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: as.ilin@physics.msu.ru*

Оксид индия (In_2O_3) широко используется в настоящее время для создания оптоэлектронных устройств, газовых сенсоров и фотопреобразователей [1,2]. Актуальной является проблема снижения рабочей температуры сенсоров в условиях дополнительного искусственного освещения. Вследствие этого, для любого из перечисленных применений ключевую роль играет понимание и описание механизмов фотопроводимости оксида индия. В частности, именно изучение нанокристаллического оксида индия и исследование механизмов его фотопроводимости представляет в настоящее время особенный интерес [4].

Синтез нанокристаллических образцов In_2O_3 проводился золь-гель методом с последующим отжигом в печи при температурах 300 °С, 500 °С и 700 °С в течение 24 часов. Исследование микроструктуры образцов проводили методом просвечивающей электронной микроскопии с помощью микроскопа LEO 912 AB OMEGA. Минимальный средний размер нанокристаллов составлял 7÷8 нм, а максимальный - 18÷20 нм. Для измерения электрических характеристик полученные пленки In_2O_3 толщиной 1 мкм наносились на стеклянные подложки, на поверхность пленок напылялись золотые контакты площадью 1 мм² с помощью установки ВУП 5. Освещение образцов производили с помощью УФ диода с длиной волны 385 нм и мощностью 1 Вт.

Измерены спектральные зависимости фотопроводимости нанокристаллического оксида индия. Обнаружено, что для всех образцов спектральная зависимость имеет вид характерный для аморфных полупроводников [5]. При энергии фотонов 2.7 эВ начинается резкий рост фотопроводимости. С увеличением энергии фотонов фотопроводимость быстро достигает максимума (при энергии 3.3 эВ), а затем начинает уменьшаться. Этот спад объясняется малыми временами жизни носителей заряда в приповерхностном слое полупроводника, где преимущественно поглощаются фотоны с энергией больше ширины запрещенной зоны $h\nu > E_g$. Скорость рекомбинации здесь велика и велика также концентрация носителей. У поверхности, кроме того, мала эффективная подвижность носителей заряда из-за многочисленных дефектов. На поверхности и вблизи нее на перенос носителей влияют не только центры захвата, связанные с нарушением периодичности кристаллической решетки полупроводника, но и область пространственного заряда, который обусловлен поверхностными состояниями.

Кроме того, с ростом размера нанокристаллов наблюдается уменьшение величины фотопроводимости (разница между максимальной (при 3.3 эВ) и минимальной (при 2.7 эВ) фотопроводимостью). Такое уменьшение фотопроводимости, по-видимому, можно объяснить уменьшением относительного изменения концентрации свободных электронов, при освещении.

Интересно заметить, что образец In_2O_3 -300, обладающий наименьшим размером нанокристаллов, является чувствительным к зеленому свету (зарегистрирована фотопроводимость, начиная с энергии фотонов 2,25 эВ). По-видимому, фотопроводимость при 2.25 эВ $< E < E_g$ связана с наличием локализованных состояний в запрещенной зоне. Ещё одним доказательством данного предположения является тот факт, что для In_2O_3 -300

наблюдается экспоненциальный рост фотопроводимости при увеличении энергии фотонов, что говорит о высокой дефектности образца [3].

Измерены спады фотопроводимости при энергии фотонов 3.2 эВ (для образца In_2O_3 -300 также измерен спад фотопроводимости при $E=2.25$ эВ) в воздухе. Обнаружено, что при энергии фотонов 2.25 эВ спад фотопроводимости описывается экспонентой:

$$\sigma_{ph} = \sigma_0 \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_1}\right),$$

где τ_1 – время жизни неравновесных электронов, и проводимость быстро возвращается к своему темновому значению σ_0 . Как было сказано ранее, в этом случае при освещении происходит высвобождение электронов с примесных уровней, при отключении света все электроны снова захватываются на локализованные состояния в запрещенной зоне.

При $E = 3.2$ эВ спад фотопроводимости описывается экспонентой, «растянутой» во времени (функция Коца):

$$\sigma_{ph} = \sigma_0 \exp\left(-\left[\frac{\tau}{\tau_2}\right]^\beta\right),$$

где τ_2 – «эффективное» время релаксации фотопроводимости, β – показатель экспоненты, и проводимость в течение долго времени не возвращается к своему темновому значению. Наблюдается так называемая «остаточная» фотопроводимость. Из эксперимента было получено, что значение параметра τ_2 сильно зависит от размера нанокристаллов и возрастает с их увеличением. При этом параметр β практически не изменяется от образца к образцу.

Для более подробного изучения влияния состава атмосферы на фотоэлектрические свойства наноструктурированного оксида индия кинетики спада фотопроводимости были также измерены в вакууме и аргоне при комнатной температуре. Обнаружено, что спад в вакууме происходит значительно медленнее, а остаточная фотопроводимость гораздо больше, чем на воздухе. В то же самое время, в аргоне фотопроводимость практически не спадает.

Предложена модель, объясняющая долговременный спад фотопроводимости, происходящий по закону Коца.

- [1] H. Cao, X. Qiu, Q. Zhua et al. Room-temperature ultraviolet-emitting In_2O_3 nanowires// Applied Physics Letters. 2003, v.83, p. 761-764.
- [2] W.-Y. Chung, Y.-S. U. Lee, D.-D. Lee. Indium oxide thin film sensors for ozone monitoring produced by a sol-gel method // Journal of Materials Science Letters. 2003, v.22, i. 12, p. 907-909.
- [3] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, Москва, 1990.
- [4] Е.А. Форш, А.В. Марикуца, М.Н. Мартышов и др. Перенос носителей заряда в нанокристаллическом оксиде индия // ЖЭТФ. 2010, т. 138, вып. 4(10), стр. 738-744.
- [5] Шалимова К.В. «Физика полупроводников». М.: Энергоатомиздат. 1985.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ СОГЛАСОВАННАЯ МОДЕЛЬ ФАЗОВОГО ПОЛЯ ДЛЯ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ РАСТВОРА Si-As

Княжева И.С.,¹ Лебедев В.Г.,²

¹ Магистрант

ФГБОУ ВПО Удмуртский государственный университет

Физико-энергетический факультет, Ижевск, Россия

knyazirina@mail.ru

² к.ф.-м.н

ФГБОУ ВПО Удмуртский государственный университет

Физико-энергетический факультет, Ижевск, Россия

В работе [1] показано, что проблем, связанных с выделением концентраций в отдельных фазах и с описанием условий равновесия между фазами в рамках фазово-полевого подхода, можно избежать, если вместо концентрации в качестве динамической степени свободы рассматривать химпотенциал.

Целью работы являлось сформулировать общий термодинамический вывод уравнений изотермической задачи фазово-левой модели затвердевания в переменных фазовое поле и химпотенциал, и отладить численный алгоритм расчёта в этих переменных. В работе получены уравнения изотермической задачи в переменных (μ, φ) .

Основное термодинамическое тождество может быть записано как:

$$dU = TdS - pdV + \xi d\varphi + \mu dx, \quad (1)$$

где U - плотность внутренней энергии затвердевающего вещества, T - температура, p - давление, V - объем, S - плотность энтропии, φ - фазовое поле, принимающее значения 1 в жидкой фазе и 0 в твердой, ξ - движущая сила фазового перехода. Где x - средняя по фазам мольная концентрация примеси в бинарном расплаве, а μ - разность химических потенциалов примеси и растворителя в дальнейшем называемая - химпотенциалом системы.

Используя общее термодинамическое выражения для плотности потенциала Гиббса, при $T = const$ и $p = const$ имеем

$$dG = \xi d\varphi + \mu dx, \quad (2)$$

где $\mu = \left(\frac{\partial G}{\partial x} \right)_{\varphi=const} \equiv G_x$, $\xi = \left(\frac{\partial G}{\partial \varphi} \right)_{x=const} \equiv G_\varphi$.

Поэтому при данных условиях в качестве функционала (функции Ляпунова релаксирующей системы), управляющего фазовым переходом, выберем полный потенциал Гиббса всей системы в виде:

$$G_{sys}(t) = \int G(\varphi(\vec{r}, t), x(\vec{r}, t)) d\Omega, \quad (3)$$

где $d\Omega$ - элемент объема по пространству.

Для описания фазового перехода в терминах интенсивной переменной μ следуя Плаппу [1], введем плотность большого потенциала (гранд - потенциала системы) как

$$\omega(\mu) = G(x(\mu)) - \mu x(\mu), \quad (4)$$

Из дифференциала плотности гранд - потенциала находим

$$x = - \frac{\partial \omega}{\partial \mu} \equiv -\omega_\mu. \quad (5)$$

Чтобы иметь возможность работать с химпотенциалом μ в качестве независимой функции осуществили переход $(\varphi, x) \rightarrow (\varphi, \mu)$.

Выразим потенциал Гиббса $G(\varphi, x)$ в выражении (3) через гранд - потенциал $\omega(\varphi, \mu)$ (4) и, продифференцировав по времени как сложную функцию. В результате находим:

$$\frac{dG_{sys}}{dt} = \int \left[\dot{\varphi} (\omega_\varphi - \sigma \nabla^2 \varphi) - \mu \nabla \cdot \vec{J} \right] d\Omega \leq 0, \quad (6)$$

Откуда, при выборе:

$$\dot{\varphi} = M_{\varphi} \cdot (\sigma \nabla^2 \varphi - \omega_{\varphi}), \quad (7)$$

$$\dot{J} = -\frac{1}{V_0} M_D \nabla \mu. \quad (8)$$

условие (6) будет заведомо выполнено. Величины $M_{\varphi} > 0$ и $M_D > 0$ определяют фазовую и диффузионную мобильность системы.

Используя выражения (5), закон сохранения может быть полностью переписан через среднюю по фазам концентрацию примеси x :

$$\dot{x} = \nabla \cdot (M_D \nabla \mu), \quad (9)$$

где $\nabla \mu$ находится из соотношения (5):

$$\nabla \mu = -(\nabla x + \omega_{\mu\varphi} \nabla \varphi) \omega_{\mu\mu}^{-1}, \quad (10)$$

откуда получаем уравнение диффузии в виде:

$$\dot{x} = -\nabla \cdot (\omega_{\mu\mu}^{-1} M_D [\nabla x + \omega_{\mu\varphi} \nabla \varphi]) \quad (11)$$

Коэффициент при градиенте средней концентрации определяет коэффициент диффузии: $D(\varphi) = -\omega_{\mu\mu}^{-1} M_D$, $M_D = -D(\varphi) \omega_{\mu\mu}$.

В общем виде получили уравнение:

$$\dot{x} = \nabla \cdot (D(\varphi) [\nabla x + \omega_{\mu\varphi} \nabla \varphi]) \quad (12)$$

Для имеющегося распределения средней по фазам концентрации примеси химпотенциал определяется соотношением (10), которое совместно с уравнением (7) определяет динамику затвердевания в изотермической задаче.

Дифференцируя по координате выражение для концентрации примеси в фазах

$x^i = -\omega_{\mu}^i$ ($i = L, S$), благодаря которым находятся концентрации в фазах x^L и x^S .

В данной работе проведено исследование на основе системы Si-As. Исходные термодинамические данные для кремния и мышьяка взяты из базы данных NIMS.

Список публикаций:

[1] M. Plapp // Phys. Rev. E , 031601 (2011).

[2] B. Echebarria, R. Folch, A. Karma, M. Plapp // Phys. Rev. E , 061604 (2004)

[3] A. A. Wheeler, W. J. Boettinger, and G. B. McFadden // Phys. Rev. E , 1893 (1993).

ДВУХЭЛЕКТРОННЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ЖИДКОСТИ В ТУННЕЛЬНО-ПРОЗРАЧНЫХ СЛОЯХ SiGe ГЕТЕРОСТРУКТУР Si/SiGe/Si

Козырев Дмитрий Сергеевич

Студент

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

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

E-mail: diman-mich@mail.ru

Работа посвящена исследованию свойств системы электронно-дырочных возбуждений в слоях SiGe гетероструктур Si/Si_{1-x}Ge_x/Si. Недавно, в работе [1] методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) в ближней инфракрасной (БИК) области в слое SiGe этих гетероструктур, была обнаружена электронно-дырочная жидкость (ЭДЖ) и биэкситоны. Толщина слоя (2 нм) была значительно меньше боровского радиуса экситона в кремнии (5 нм), поэтому обнаруженные ЭДЖ и биэкситоны должны проявлять квазидвумерные

свойства. В видимой области спектра, при энергии фотонов ФЛ примерно в 2 раза большей, при температуре $T=15$ К и высоком уровне возбуждения в этой структуре была обнаружена широкая линия ФЛ. Авторы [1] по аналогии с работой [2], в которой исследовался монокристаллический Si, предположили, что эта линия обусловлена, двухэлектронными переходами, происходящими при одновременной рекомбинации 2-х электронов и 2-х дырок в ЭДЖ. Обосновать это предположение можно путем сравнения форм линий ФЛ в БИК и видимой областях, однако, данные, полученные в [1] не позволяли это сделать, поскольку при 15 К форма ФЛ ЭДЖ сильно сглажена. В настоящей работе измерения ФЛ таких структур проведены в широком интервале температур, что позволило нам более точно описать форму линий ФЛ и доказать, что в видимой области, действительно, наблюдается ФЛ ЭДЖ, обусловленная двухэлектронной рекомбинацией. Из сравнения спектров в БИК и видимой областях мы определили величину энергии связи свободного квазидвумерного биэкситона E_M , которая оказалась заметно больше, чем в трехмерном случае. На рис.1 при $T=15$ К показаны трансформации спектров ФЛ в БИК (a) и видимой (b) областях при увеличении накачки. В центре спектра на рис.1a представлены линии ФЛ свободных (Si:FE^{TO}) и связанных экситонов (Si:BE^{TO}) от кремниевой подложки.

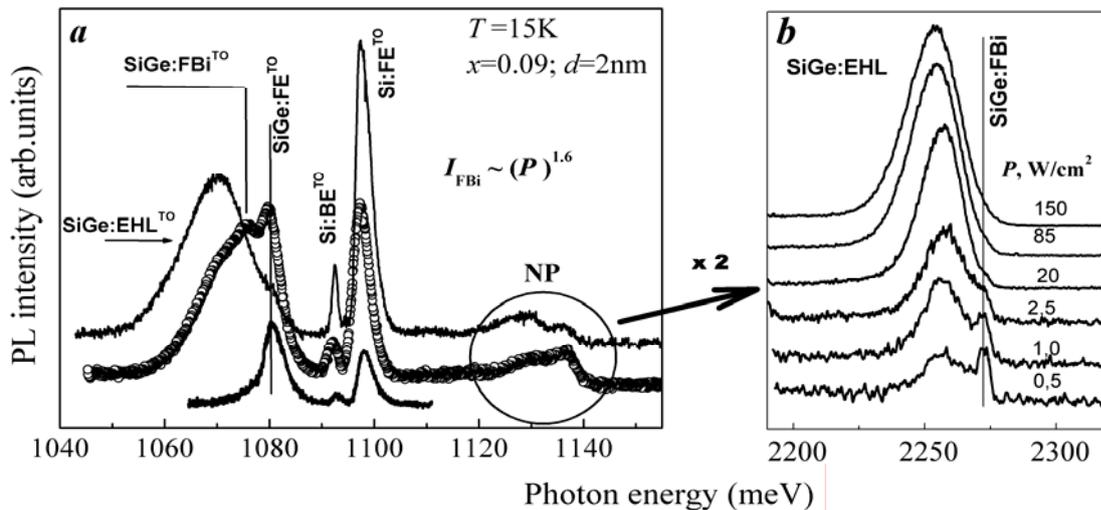


Рис.1. Трансформация спектров ФЛ в БИК (a) и видимой (b) областях спектра при увеличении накачки P . В БИК области величина $P = 0.35, 1.9, 170$ Вт/см², соответственно для нижнего, среднего и верхнего спектров.

Рекомбинация в БИК области происходит с испусканием ТО (поперечных оптических) фононов. При низком уровне накачки (нижний спектр) наблюдается экситонная линия из слоя – $\text{SiGe:FE}^{\text{TO}}$. С ростом накачки с длинноволновой стороны этой линии возникает узкая линия излучения биэкситонов $\text{SiGe:FBI}^{\text{TO}}$ (изображена кружками), на низкоэнергетическом крыле которой при дальнейшем увеличении интенсивности накачки появляется широкая

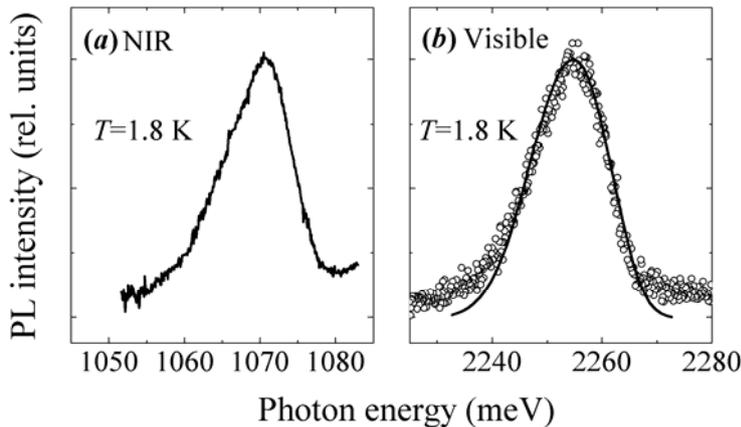


Рис.2. ФЛ ЭДЖ в БИК (a) и видимой (b) областях. На спектре a представлена ТО компонента ФЛ. Сплошной линией (b) обозначен спектр, полученный из спектра a

полоса люминесценции ЭДЖ – SiGe:EH L^{TO} (верхний спектр).

Узкая линия на рис.1*b* согласно [1] обусловлена ФЛ биэкситонов, широкая – ЭДЖ. Формы широких линии ФЛ как в видимой, так и в БИК областях при высоких уровнях возбуждения не зависели от величины P , что характерно для ФЛ ЭДЖ. На рис.2. показаны детальные формы линий ФЛ в БИК(*a*) и видимой (*b*) областях, измеренные при 1.8 К.

Спектральная плотность $J(h\nu_2)$, описывающая форму ФЛ ЭДЖ при двухэлектронной рекомбинации, связана со спектральной плотностью ТО компоненты ФЛ ЭДЖ при одноэлектронных переходах $J(h\nu_1)$ соотношением [2]:

$$J(h\nu_2) = \iint J(h\nu_1)J(h\nu_1')\delta(h\nu_2 - h\nu_1 - h\nu_1' - 2\eta\omega)d\nu_1d\nu_1', \quad (1)$$

где $\eta\omega$ - энергия ТО фонона. Таким образом, спектральная плотность ФЛ при двухэлектронных переходах представляет собой свертку спектральной плотности при одноэлектронных переходах. Интегрируя (1) по ν_1' с δ - функцией, получаем:

$$J(h\nu_2) = \int J(h\nu_1)J[(h\nu_2 - 2\eta\omega) - h\nu_1]d\nu_1. \quad (2)$$

Выражение (2) использовалось для численных расчетов. Расчеты проводились в среде программирования *C Sharp (C#)*. Хорошее совпадение экспериментально измеренной в видимой области формы линии ФЛ со сверткой экспериментальной формы линии ФЛ, измеренной в БИК области, доказывает, что природа линий ФЛ в этих двух случаях одинакова. Таким образом, получено новое доказательство существования квазидвумерной ЭДЖ в этих структурах, – по рекомбинационному излучению при двухэлектронных переходах. Из сравнения спектров в БИК и видимой областях можно найти энергию связи квазидвумерных биэкситонов в слое SiGe, которая оказалась равной $E_M = 2.0 \pm 0.5$ мэВ. Эта величина заметно превышает энергию связи свободных биэкситонов в трехмерном случае. ($E_M \approx 1$ мэВ). Увеличение энергии связи, по-видимому, обусловлено понижением размерности объекта.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 13-02-00853, 12-02-313 82) и программами РАН

Литература

1. Shepel, D.V. Quasi-two-dimensional electron–hole liquid and biexcitons in SiGe layers of Si/SiGe/Si heterostructures / D. Shepel, T. Burbaev, N. Sibeldin, and M. Skorikov. // *Physica Status Solidi*.– 2011.– V .C8.– P. 1186–1189.
2. Betzler, K. Two-electron transitions in the condensed phase of nonequilibrium carriers in Si / K. Betzler, R. Conradt. // *Phys. Rev.Lett.*– 1972.– V .28.– P. 1562–1563.

СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЛЕГИРОВАННОМ АЗОТОМ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ДИОКСИДЕ ТИТАНА

Ле Николай Тханевич

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

Физический факультет, Москва Россия

E-mail: lenickola@physics.msu.ru

Диоксид титана (TiO $_2$) применяется во всех областях человеческой деятельности. Так, после установления его высокой фотокаталитической активности, перспективно его применение в качестве материала для создания фильтрующих систем. [1,2]. Диоксид титана участвует в реакциях разложения органических соединений и обладает способностью окислять токсичные газы.

TiO $_2$ является широкозонным полупроводником с шириной запрещенной зоны $E_g \approx 3,2$ эВ. Для генерации электрон-дырочных пар необходимо ультрафиолетовое излучение, что ограничивает использование солнечного света в устройствах с TiO $_2$. Для уменьшения ширины запрещенной зоны диоксид титана легируют неметаллами: C, N, S [3]. Такого рода

модификация открывает возможности использования большей части солнечного спектра для фотокатализа в диоксиде титана.

Из литературы известно, что образцы TiO_2 , легированные азотом, перспективны для фотокатализа [4]. В данной работе проведено изучение влияния освещения на парамагнитные центры в структуре диоксида титана, легированного азотом.

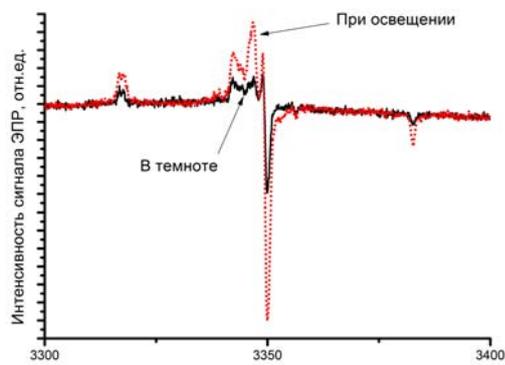
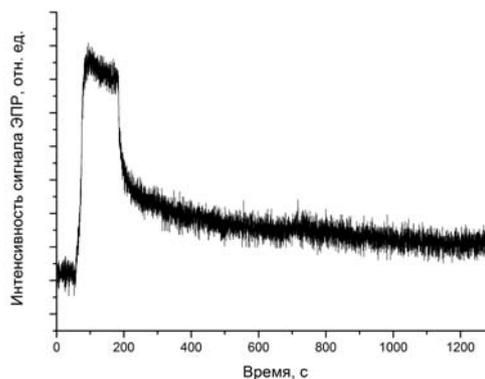


Рис.1 Влияние освещения на интенсивность сигнала ЭПР.

Исследование проводилось на ЭПР-спектрометре BRUKER ELEXSYS 500 (рабочая частота 9,5 ГГц - X-диапазон, чувствительность 5×10^{10} спин/Гс) при температуре 295К.

Исследуемые в работе образцы легированного атомами азота диоксида титана были получены методом золь-гель технологии. Образцы были приготовлены с использованием изопророксида титана, изопроропанола и раствора хлорида аммония. Средний размер нанокристаллов в образцах по данным электронной микроскопии составлял 10 нм. Площадь их удельной поверхности составляла $120 \text{ м}^2/\text{г}$. Концентрация атомов азота N в легированных образцах варьировалась путем изменения начальных соотношений в приготавливаемом растворе (N/Ti).

На рис. 1 представлены спектры ЭПР исследуемых образцов в темноте и при освещении. Для определения природы парамагнитных центров и их основных параметров было выполнено компьютерное моделирование экспериментальных спектров ЭПР в программе «SIMFONIA». Были получены следующие значения параметров спектра ЭПР: $g_1 = 2.009$, $g_2 = 2.0052$, $g_3 = 2.0036$; ширина линии ЭПР – $\Delta H_1 = 3.6 \text{ Гс}$, $\Delta H_2 = 3.1 \text{ Гс}$, $\Delta H_3 = 3.3 \text{ Гс}$, константы СТВ – $A_1 = 2.3 \text{ Гс}$, $A_2 = 3.1 \text{ Гс}$, $A_3 = 32.0 \text{ Гс}$. Согласно литературным источникам [4] анизотропный сигнал ЭПР с указанными параметрами может быть приписан парамагнитным центрам (ПЦ), которые представляют собой атомы азота (спин ядра $I=1$) с нескомпенсированным электронным спином, внедренные в твердотельную матрицу диоксида титана (N^\bullet). Было исследовано влияние освещения на интенсивность сигнала. Обнаружено, что при освещении новых парамагнитных центров не образуется, а интенсивность сигнала растет (Рис.1). Вариации интенсивности сигнала ЭПР можно объяснить, предположив, что в исследуемых образцах имеет место примесное поглощение света ($\text{N}^- + h\nu \rightarrow \text{N}^0 + e^-$ «в зоне проводимости»). В результате количество парамагнитных центров увеличивается. В пользу данного процесса также можно отнести факт, что изменение концентрации парамагнитных центров в циклах темнота – освещение - темнота во всех типах исследованных образцов носило обратимый характер, что может быть обусловлено их перезарядкой. На Рис.2 спад интенсивности сигнала ЭПР после прекращения освещения носит неэкспоненциальный характер, что может быть обусловлено вкладами от парамагнитных центров различной природы.



изменений интенсивности сигнала ЭПР.

1. Kokorin A. I., Poznyak S. K., Kulak A. I. / *Electroanalytical chemistry* 442 (2), 99 (1998)

2. D.F. Ollis, H. Al-Ekabi. (Eds.): *Photocatalytic Purification and Treatment of Water and Air* // Amsterdam: Elsevier . Elsevier, Amsterdam (1993)

3. R. Asahi, T. Morikawa, T. Ohwaki, A. Aoki, Y. Taga / *Science* 293, 269 (2001).

4. Livraghi S., Votta A., Paganini M.C., Giamello E. The nature of paramagnetic species in nitrogen doped TiO_2 active in visible light photocatalysis // *Chem.Comm.* 498-500 (2005)

КИНЕТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ АНОДНОГО ОКИСЛЕНИЯ *n*-GaAs

Махмуд-Ахунев М.Ю., Явтушенко И.О.

Аспирант, к.ф.-м.н.

Ульяновский Государственный Университет,

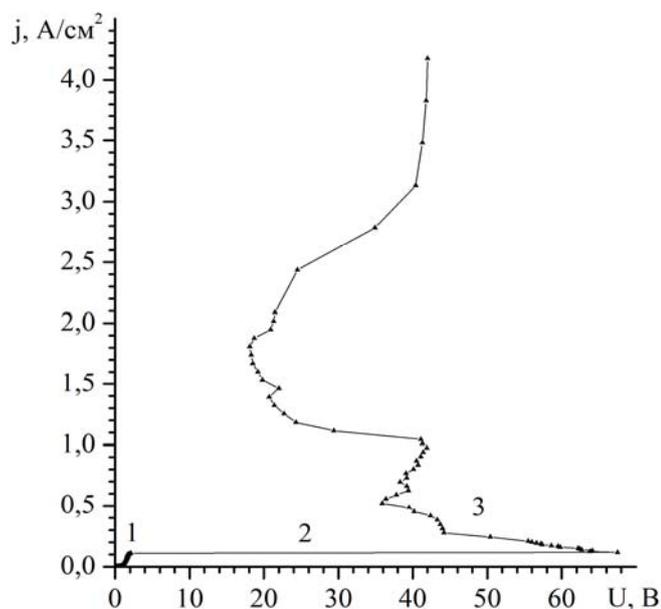
Инженерно-физический факультет высоких технологий, Ульяновск, Россия

E-mail: maratmau@mail.ru, yavigor@mail.ru.

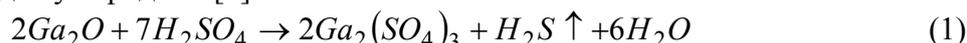
В отличие от собственных полупроводников, кинетика анодного окисления полупроводниковых соединений сильно усложняется ввиду ряда причин: наличия двух или более видов атомов, полярности связей, анизотропии кристалла, отклонений от стехиометрии. Поэтому в последние годы особое внимание уделяется анодному окислению полупроводниковых соединений группы $A^{III}B^V$, используемых в качестве прозрачных проводящих электродов, люминофоров и при создании газовых сенсоров [1,2]. В данной работе будут исследованы особенности электрохимического окисления *n*-GaAs в водном растворе электролита.

Анодное окисление *n*-GaAs (ориентация (111), $S=0.144 \text{ см}^2$, $\rho=(0.76-1.06) \text{ МОм}\cdot\text{см}$) проводили в водном растворе H_2SO_4 (1 об. %). О кинетических особенностях протекающих процессов судили по ВАХ, потенциалы электродов снимались относительно не поляризуемого Pt электрода сравнения.

На анодной ВАХ можно выделить несколько характерных участков (рис. 1): *первый* из них с практически линейным изменением $U(j)$ - низким сопротивлением. На данном этапе происходит образование на поверхности *n*-GaAs темно-серой пассивирующей пленки Ga_2O [3]. *Второй* почти горизонтальный участок, указывающий на резко выросшее сопротивление, связан с образованием ОПЗ в приповерхностной области полупроводника. И, наконец, *третий* участок с областью отрицательного дифференциального сопротивления, на котором происходит пробой пленки и ОПЗ, приводящий к резкому увеличению протекающего тока.

Рис. 1. Анодная часть ВАХ *n*-GaAs.

Образующаяся на начальных этапах анодной поляризации (1 рис. 1) закись галлия Ga_2O является сильным восстановителем, под действием которого сульфатная сера восстанавливается до сульфидной [3]:



Тогда электрохимическое анодное растворение *n*-GaAs можно представить следующими реакциями:



Косвенным подтверждением протекающих реакций являются результаты рентгенофлуоресцентного анализа (табл. №1) поверхности образца после предварительной его пассивации (в течение 15 минут при $j=104.4 \text{ мА/см}^2$) с образованием тёмно-серой пленки

(1 рис. 1) и в результате дальнейшего растворения *n-GaAs* (в течении 45 минут при $j=104.4$ mA/cm^2) с образованием светло-жёлтого порошка (3 рис. 1).

Таблица №1.

Соотношения основных значимых компонентов образующихся на поверхности *n-GaAs* после анодной поляризации: пассивация - 15 мин; растворение - 45 мин при $j=104.4$ mA/cm^2 .

	Пассивация		Растворение	
	ат. %	вес. %	ат. %	вес. %
Ga	6.93	17.16	2.14	5.04
As	8.52	22.68	15.50	39.24
S	21.09	24.04	20.59	22.31
O	63.41	36.06	61.77	33.40

С целью выяснения особенностей 3 участка кривой рис. 1 были сняты анодные ВАХ при различных температурных условиях (рис. 2). На приведённых кривых наблюдается уменьшение напряжения пробоя и увеличение плотности «пробивающего» тока с ростом температуры, что указывает на тепловую природу наблюдаемого пробоя, для которого зависимость напряжения от температуры имеет вид [4]:

$$U_{np} = [2.73k_0R_T]^{-1} \cdot \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right),$$

где k_0 – константа пропорциональности, R_T – тепловое сопротивление контакта, E_a – энергия активации теплового пробоя.

Полученные экспериментальные значения напряжений пробоя в логарифмических координатах линейно зависят от температуры окружающей среды, что подтверждает тепловой характер наблюдаемого пробоя и позволяет определить энергию его активации ($E_a=0.16$ эВ).

Таким образом, в работе было установлено, что электрохимическое поведение *n-GaAs* носит сложный характер с образованием различных продуктов реакций, последовательность выделения которых зависит от временных параметров токового воздействия.

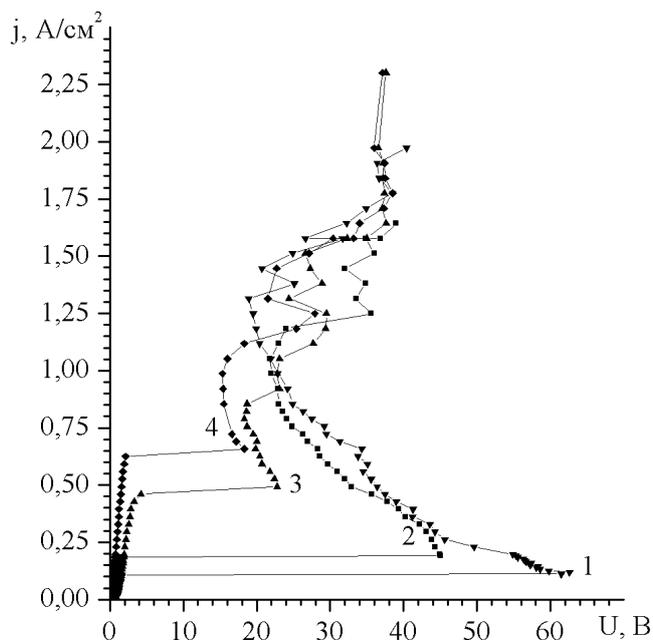


Рис. 2. Анодная ВАХ *n-GaAs* при различных температурах электролита: 1) 0, 2) 20, 3) 50, 4) 65 °С.

Литература

1. В. М. Калыгина, А. Н. Зарубин, Е. П. Найден и др.// ФТП. 2012. Т. 46. Вып. 2. С. 278-284.
2. В. М. Калыгина, А. Н. Зарубин, Е. П. Найден и др.// ФТП. 2011. Т. 45. Вып. 8. С. 1130-1135.
3. Р. В. Иванова. Химия и технология галлия. М.: Металлургия, – 1973. – 392 с.
4. В. И. Гаман. Физика полупроводниковых приборов: Учебное пособие. – Томск: Изд-во НТЛ, – 2000. – 426 с.

ЭПР-СПЕКТРОСКОПИЯ ЛЕГИРОВАННОГО АЗОТОМ ДИОКСИДА ТИТАНА

Миннеханов А.А.

студент

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

E-mail: minnekhanov@physics.msu.ru

В настоящее время широко исследуется возможность применения полупроводниковых наноматериалов в технологиях очистки воды или воздуха. Одним из таких перспективных материалов является диоксид титана (TiO_2) [1]. Известно, что TiO_2 обладает фотокаталитическими свойствами, которые, однако, проявляются только при ультрафиолетовом свете. Фотокаталитическая активность TiO_2 , легированного азотом, проявляется уже при видимом солнечном освещении [2].

В данной работе методом ЭПР исследовалась природа парамагнитных центров образцов TiO_2 , легированного азотом (N-TiO_2). Также были исследованы парамагнитные свойства данных образцов при освещении видимым и ультрафиолетовым излучением. Образцы были получены методом пиролиза аэрозолей А.Б. Тарасовым на Химическом факультете МГУ. Исследования проводились на ЭПР-спектрометре BRUKER ELEXSYS-500 в Центре Коллективного Пользования МГУ.

На рис. 1 представлены спектры ЭПР исследуемых образцов с различной массовой долей прекурсора азота (мочевины) в исходном гидролизующем растворе.

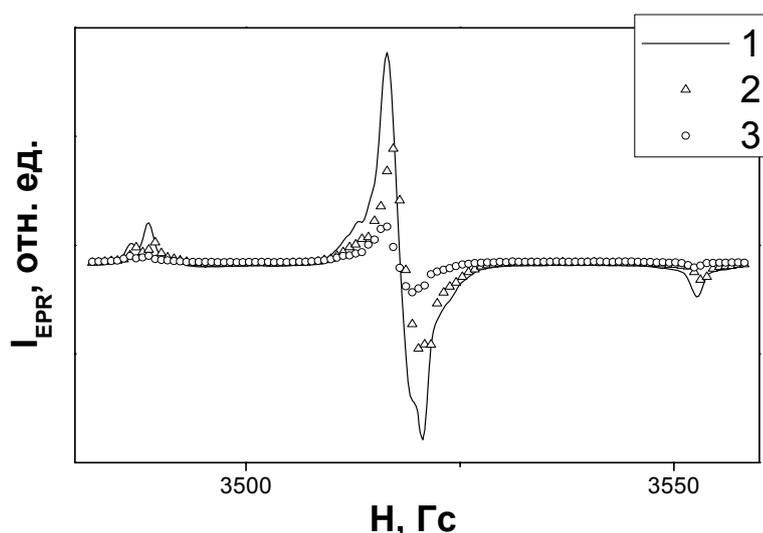


Рис.1 Спектры ЭПР образцов TiO_2 , легированных азотом, с различной массовой долей прекурсора азота (мочевины) в исходном гидролизующем растворе: (1) -1%, (2)-5%, (3) - 10%. Температура отжига — 1000°C .

Параметры сигналов ЭПР имели следующие значения: g-тензор – $g_1 = 2.0068$, $g_2 = 2.005$, $g_3 = 2.004$; ширина линии ЭПР – $\Delta H_1 = 3.9$ Гс, $\Delta H_2 = 2$ Гс, $\Delta H_3 = 2.8$ Гс и

константы СТВ – $A_1 = 2$ Гс, $A_2 = 3.2$ Гс, $A_3 = 32.3$ Гс. Согласно литературным источникам [2] анизотропный сигнал ЭПР с указанными параметрами может быть приписан N^\cdot радикалам. Как видно из рис. 1, интенсивность сигнала ЭПР (и, соответственно, концентрация азотных центров) падает с ростом содержания мочевины в растворе.

Эксперименты с использованием УФ излучения показали рост интенсивности сигнала ЭПР во всех образцах. Однако, при облучении образцов видимым светом, интенсивность сигнала ЭПР уменьшается. Полученные результаты можно объяснить перезарядкой спиновых центров в результате захвата фотовозбужденных электронов и дырок.

Литература

1. В.М. Зайнуллина, В.П. Жуков, М.А. Коротин, Е.В. Поляков // Физика Твердого Тела, т. 53, вып. 7, 2011, 1284-1291.
2. С. Valentin, G. Pacchioni, A. Selloni, S. Livraghi and E. Giamello // The Journal of Phys. Chem. B Letters, 109 (2005) 11414-11419.

ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ОРГАНИЧЕСКОМ ДИОДЕ ПРИ УСЛОВИЯХ ДИСПЕРСИОННОГО ПЕРЕНОСА

Морозова Е.В., Сибатов Р.Т.

Аспирант

Ульяновский государственный университет

Инженерно-физический факультет высоких технологий, Ульяновск, Россия

E-mail: kat-valezhanina@yandex.ru

В неупорядоченных полупроводниках, в том числе органических, часто наблюдается дисперсионный перенос [1]. Этот тип аномального переноса не подчиняется гауссовой статистике и не описывается законом Фика и классическим уравнением Фоккера-Планка [1, 2], и объясняется различными механизмами транспорта: многократным захватом (МЗ) носителей на распределённые в щели подвижности локализованные состояния (ЛС), прыжковой проводимостью с участием фононов, перколяцией по проводящим состояниям и др. В данной работе рассчитывается переходный процесс в полупроводниковом органическом диоде при условиях дисперсионного транспорта.

Для механизма переноса, контролируемого МЗ на ЛС с экспоненциальной плотностью, получено диффузионное уравнение для концентрации подвижных носителей p_f

$$\frac{\partial p_f(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \frac{\tau_l^\alpha}{\tau_f} e^{-\gamma_l t} {}_0 D_t^\alpha e^{\gamma_l t} p_f(\mathbf{r}, t) + \operatorname{div}[\mu \mathbf{E} p_f(\mathbf{r}, t) - D_p \nabla p_f(\mathbf{r}, t)] + \gamma_f p_f(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (1)$$

где α - дисперсионный параметр, τ_l - параметр времени пребывания в локализованном состоянии, τ_f - время жизни в квазисвободном состоянии, p_f - концентрация делокализованных дырок, μ - подвижность, γ_f и γ_l - константы рекомбинации квазисвободных и локализованных носителей, D_p - коэффициент диффузии, ${}_0 D_t^\alpha$ - производная дробного порядка Римана-Лиувилля [3].

Первый исследуемый режим - переключение диода из нейтрального в пропускное состояние ступенькой тока. Он реализуется, когда сопротивление нагрузки R_l существенно больше сопротивления диода R_d . Расчёт выполнен для плоского диода с полуограниченной базой n -типа в условиях низкого уровня инжекции, рекомбинацией и генерацией в области пространственного заряда (ОПЗ) можно пренебречь. При включении тока происходит инжекция дырок из p - в n -область. Через некоторое время в базе устанавливается распределение дырок для заданного значения ступеньки тока I_s . Равновесие устанавливается за счёт конкуренции инжекции и рекомбинации в базе.

Путём решения уравнения (1) найдена зависимость напряжения от времени

$$U(t) = U_c + \frac{kT}{e} \ln \left\{ 1 + \left[\exp\left(\frac{eU_c}{kT}\right) - 1 \right] \left(\frac{\Gamma(\alpha/2; \gamma_l t)}{\Gamma(\alpha/2)} \right) \right\}. \quad (2)$$

Здесь $\Gamma(\alpha/2; \gamma_l t)$ - неполная гамма-функция. Поведение функции для различных значений дисперсионного параметра продемонстрировано на Рис. 1

Второй исследуемый режим - переходный процесс при выключении диода из пропускного состояния размыканием цепи в условиях дисперсионного транспорта. Диод с полуограниченной базой n -типа находится в пропускном состоянии до момента $t=0$, в который цепь размыкается. Напряжение на диоде скачком уменьшается на величину омического сопротивления. Избыточная концентрация дырок в базе диода будет «рассасываться» в течение некоторого времени. Этот процесс и будет определять кинетику напряжения при низком уровне инжекции. Поскольку ток через диод не течет, кинетика определяется рекомбинацией. Для этого случая кинетика напряжения выражается через двух параметрическую функцию Миттаг-Леффлера $E_{\alpha/2, \alpha/2}$:

$$U(t) = \frac{kT}{e} \ln \left\{ 1 + \frac{p_0 L_p^2}{p_n} \frac{e^{-\gamma t}}{t} \left(\frac{t}{\tau_l} \right)^{\alpha/2} \right\} \left[\frac{1}{\Gamma(\alpha/2)} - E_{\alpha/2, \alpha/2} \left(- \left(\frac{t}{\tau_l} \right)^{\alpha/2} \right) \right]. \quad (3)$$

Изучены также частотные характеристики диода при условиях дисперсионного переноса.

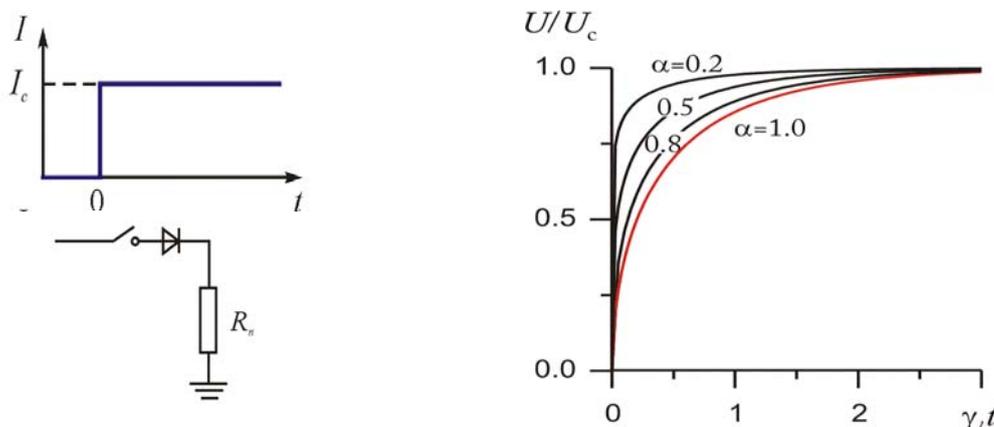


Рис. 1. Кинетика напряжения при переключении диода из нейтрального в пропускное состояние ступенькой тока в условиях дисперсионного транспорта.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (10-01-00608-а и 12-01-97031-р_поволжье_а).

1. И. П. Звягин. Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках. М.: Мир, 1984.
2. E. Barkai. Phys Rev E **63** (2001) 046118-1.
3. Р. Т. Сибатов, В. В. Учайкин. УФН **179** (2009) 1079.
4. В. Р. Никитенко, А. П. Тютнев. ФТП **41** (2007).

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ТИТАНАТА СВИНЦА И ЦИРКОНАТА-ТИТАНАТА СВИНЦА ВО ВНЕШНИХ ПОЛЯХ, ЗНАЧИТЕЛЬНО ПРЕВЫШАЮЩИХ ВЕЛИЧИНУ КОЭРЦИТИВНОГО ПОЛЯ

Олейников А.С., Нестеренко Л.П.

студент бакалавр, преподаватель к. ф-м н.

Воронежский Государственный Университет, физический факультет, Воронеж, Россия

E-mail: lazyfriend@mail.ru

Длительное циклическое переключение сегнетоэлектрических пленок во внешнем электрическом поле может приводить к изменению свойств пленок, т.к. оно влияет на процессы, происходящие в материале. Изучение динамики переключения особенно интересно проводить при помощи токов переключения, т.к. достаточно простой в экспериментальном отношении способ дает возможность получить сведения о возможных механизмах, например, такого явления, как усталость поляризации [1,2]. Подтверждением этого является многочисленные исследования явления уменьшения поляризации сегнетоэлектриков в переменных полях, где рассмотрены различные модели этого явления [3-7]. В представленной работе рассмотрен вопрос, связанный с переключением пленок титаната свинца PbTiO_3 и цирконата-титаната свинца $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.5}\text{Ti}_{0.5})\text{O}_3$ во внешних полях, значительно превышающих величину коэрцитивного поля в исследуемых образцах.

Полученные результаты подтверждают предположение о влиянии на процессы усталости внутреннего поля смещения. С увеличением указанных полей процессы усталости происходят интенсивнее. Подобное поведение наблюдалось нами ранее [8, 9] в полях синусоидальной формы, и повторяется в данном случае для полей прямоугольной формы.

Литература

1. Lohse O., Grossmann M., Boettger U., Bolten D. Relaxation mechanism of ferroelectric switching in $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$. // J. Appl. Phys. – 2001, v.89, №4, p. 2332-2336.
2. Wei Li., Aiping C., Xiaomei L., Jinsong Z., Yening W. Priority of domain wall pinning during the fatigue in bismuth titanate ferroelectric thin films. // Appl. Phys. Lett. – 2005, v.86, p. 192908-192908.
3. Schlossa L. F., McIntyre P. C. Polarization recovery of fatigued Pb.Zr.Ti.O_3 thin films: switching current studies. // J. Appl. Phys. – 2003, v.93, №3, p. 1743-1747.
4. Jiang A. Q., Lin Y. Y., Tang T. A. Charge injection and polarization fatigue in ferroelectric thin films. // J. Appl. Phys. – 2007, v.102, p. 074109-1-074109-9.
5. Liu J. S., Zhang S. R., Dai L. S., Yuan Y. Domain evolution in ferroelectric thin films during fatigue process. // Appl. Phys. – 2005, v.97, p. 104102-1-104102-4.
6. Tagantsev A.K., Stolichnov I., Colla E.L., Setter N. Polarization fatigue in ferroelectric films: Basic experimental findings, phenomenological scenarios, and microscopic features. // J. Appl. Phys. – 2001, v.90, №3, p. 1387-1402.
7. Warren W.L., Tuttle B.A., Dimos D. Ferroelectric fatigue in perovskite oxides. // Appl. Phys. Lett. – 1995, v.67, №10, p. 1426-1428.
8. Сидоркин А.С., Нестеренко Л.П., Смирнов А.Л., Рябцев С.В., Смирнов Г.Л., Сидоркин А.А. Усталость тонких пленок титаната свинца и цирконата-титаната свинца. // ФТТ. – 2008, т. 50, № 11, с. 2066-2072.
9. Sidorkin A.A., Nesterenko L.P., Sidorkin A.S., Ryabtsev S.V., Bulavina G.G. Ageing and fatigue of lead titanate and lead zirconate titanate thin ferroelectric films. // Solid State Sciences. – 2010. v. 12, p. 302-306
10. Сидоркин А.С., Нестеренко Л.П., Даринский Б.М., Сидоркин А.А., Булавина Г.Г. Влияние электрического поля на процессы усталости тонких сегнетоэлектрических пленок. // Кристаллография.- 2011, т. 56, № 1, с. 90–92.
11. Сидоркин А.С., Нестеренко Л.П., Пахомов А.Ю., Сидоркин А.А., Матвеев Н.Н. Эволюция токов переключения в процессе накопления усталости в тонких пленках титаната свинца и цирконата-титаната свинца. // Изв.РАН. Серия Физическая.- 2011, т. 75, № 10, с. 1385–1389.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ НАНОМОДИФИЦИРОВАННОГО АМОРФНОГО КРЕМНИЯ

Петрова Н.Н., Емельянов А.В.

Студент, аспирант

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей физики и молекулярной электроники, Москва, Российская Федерация

E-mail: nn.petrova@physics.msu.ru

Плѐнки гидрогенизированного аморфного кремния (a-Si:H) и наномодифицированного аморфного кремния, состоящего из аморфной матрицы, с внедренными в нее нанокристаллами кремния, широко используются в электронике и оптоэлектронике, в частности, в производстве фотоэлектрических преобразователей и солнечных элементов. Особый интерес вызывают плѐнки наномодифицированного аморфного кремния с небольшой (10 – 15 %) долей нанокристаллов. Перспективность данных материалов обусловлена высокой фоточувствительностью и меньшей фотодеградацией электрических параметров по сравнению с a-Si:H . В данной работе были исследованы структурные и фотолюминесцентные (ФЛ) свойства плѐнок a-Si:H с различной долей нанокристаллических включений.

Пленки толщиной 1 мкм были получены в Институте полупроводников КАН (г. Пекин) при разложении смеси моносилана (SiH_4) и водорода (H_2) в плазме высокочастотного тлеющего разряда (PECVD) при температуре кварцевой подложки 220 °С. Объемное отношение газов в реакционной камере $R_{\text{H}} = [\text{H}_2]/[\text{SiH}_4]$ изменялось от 5 до 15. Информация о

структуре пленок была получена из анализа спектров рамановского рассеяния, измеренных с помощью микро-рамановского спектрометра Horiba Jobin Ivon HR800 с длиной волны накачки 488 нм. Спектры ФЛ регистрировались с помощью спектрографа MS-3504i (SOLAR ТП) и цифровой камеры с ПЗС матрицей (Hamamatsu) при возбуждении излучением непрерывного Ar-лазера (длина волны 364 нм).

В работе из анализа рамановских спектров была определена доля кристаллической фазы, а по положению максимума в спектре рамановского рассеяния был оценен размер нанокристаллов Si, равнявшийся 6 – 7 нм.

В спектрах ФЛ при низких температурах наблюдалось два максимума: один вблизи 1.33 эВ, соответствующий излучательным переходам хвост-хвост в аморфном кремнии, и второй вблизи 1.5 эВ, который характеризует электрон-дырочную рекомбинацию в нанокристаллах кремния. При увеличении доли кристаллической фазы максимум ФЛ вблизи 1.5 эВ увеличивался. При достижении доли нанокристаллов 20% ФЛ пропадала, что связано с появлением безызлучательных каналов рекомбинации вследствие возникновения перколяционного пути.

Таким образом, показано, что при малой концентрации кремниевых нанокристаллов в аморфной матрице, в спектрах фотолюминесценции наблюдается характерный максимум, связанный с происходящей в нанокристаллах излучательной рекомбинацией. Это указывает на возможность использовать ФЛ спектроскопию при низких температурах в качестве неразрушающего метода определения небольшой доли нанокристаллов кремния в матрице аморфного кремния.

LANDAU QUANTIZATION OF TWO-DIMENSIONAL HEAVY HOLES AND ITS INFLUENCE ON THE EMISSION LINES OF THE ACCEPTOR–BOUND EXCITONS AND TRIONS

Podlesny Igor Valerievich

Senior Research Associate

Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of Moldova, 5, Academiei str., MD–2028,

Chisinau, Republic of Moldova

E-mail: podlesniy@rambler.ru

The Landau quantization of the 2D heavy holes, its influence on the energy spectrum of 2D magnetoexcitons, and their optical orientation are studied. The transformation of the shake-up into the shake-down recombination lines is explained.

The magneto-photoluminescence spectra of the two-dimensional hole gas (2DHG) in the presence of the photo-generated electrons in GaAs quantum wells (QWs) revealed many emission lines [1–3]. They correspond to the radiative recombinations of the electron-hole (e-h) pairs in different e-h complexes such as free excitons (X), positive trions (X^+) and acceptor-bound trions (AX^+). The impurity complexes AX^+ revealed also the Auger-recombination lines. They appear when the e-h annihilation is accompanied by the excitation or by de-excitation of a leftover acceptor-bound hole to higher or to lower Landau levels correspondingly.

The intersections, overlappings and degeneracies of the lowest lying Landau levels of the 2D heavy holes in some regions of the magnetic field are possible taking into account their nonparabolic dispersion laws, their spin-orbit coupling and chirality terms. The band-to-band quantum transitions and the exciton energy levels in dependence on the magnetic field strength were determined. The shake-up and shake-down recombination lines with the participation of the acceptor-bound trions AX^+ were studied.

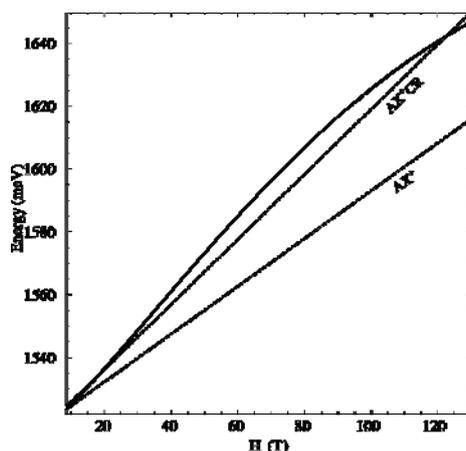


Fig. 1. The emission lines AX^+CR and AX^+ in dependence of the magnetic field strength reproduced from the Fig. 2 of the Ref. [3]. First of them is represented by the dashed line and the second one by the dot-dashed line. Our theoretical results are represented by solid line. It represents the SU process at small magnetic fields and SD process at greater magnetic fields. It reveals the tendency to approach the AX^+ line and even to become SU line.

References

1. Bryja L., Wojs A., Misiewicz J., Potemski M., Reuter D., and Wieck A. Magneto-optical probing of weak disorder in a two-dimensional hole gas // Phys. Rev. B. 2007, №75. p. 035308.
2. Wojs A., Bryja L., Misiewicz J., Potemski M., Reuter D., and Wieck A. Shake-up processes in photoluminescence of two-dimensional holes in a high magnetic field // Acta Physica Polonica. 2006, №110. p. 429–435.
3. Jadczyk J., Bryja L., Plochocka P., Wojs A., Misiewicz J., Maude D., Potemski M., Reuter D., and Wieck A. The observation of exciton-cyclotron resonance in photoluminescence spectra of a two dimensional hole gas // J. Phys.: Conf. Series. 2010, №210. p. 012043.

РЕВЕРСИВНАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ БЕССВИНЦОВЫХ СЕГНЕТОПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ БИНАРНОЙ СИСТЕМЫ $(Na_{1-x}Li_x)NbO_3$, МОДИФИЦИРОВАННЫХ ОКСИДАМИ 3D-МЕТАЛЛОВ

Х.А. Садыков, А.Г. Абубакаров, И.М. Алиев, С.Х. Алихаджиев

*Совместный студенческий Научно-исследовательский институт физического
материаловедения ЮНЦ РАН – НИИ физики ЮФУ.*

ilich001@yandex.ru

За последнее время возросли усилия международных организаций, направленные на вытеснение токсичных веществ из областей народного хозяйства. В частности, Евросоюзом в 2003 году приняты директивы «Об отходах электрического и электронного оборудования» (WEEE) и «Об ограничении использования ряда опасных веществ в электрическом и электронном оборудовании» (RoHS). В этих документах запрещены производство и продажа любой электронной продукции, содержащей более 0,1 масс. % свинца. Большая же часть освоенных мировой практикой сегнетопьезокерамических материалов (СПКМ) представляет собой твёрдые растворы (ТР), содержащие более 50 масс. % свинца. Наиболее перспективными альтернативными решениями представляются ниобаты щелочных металлов (НЦМ). При этом, использование их при повышенных температурах, напряжённостях постоянного и частотах переменного электрического поля требует знания особенностей поведения основных диэлектрических характеристик - относительной диэлектрической проницаемости (ϵ/ϵ_0) и тангенса угла диэлектрических потерь ($\text{tg}\delta$) - в широком диапазоне термочастотных и полевых воздействий.

Настоящая работа посвящена детальному изучению влияния оксидов 3d-металлов на диэлектрические спектры и поведение реверсивной относительной диэлектрической проницаемости ТР на основе $(\text{Na}_{1-x}\text{Li}_x)\text{NbO}_3$ в высоких электрических полях.

В качестве объектов выбраны ТР указанной системы, в которые сверхстехиометрически вводили MnO_2 , NiO и CuO в количествах (1÷3) масс. %. Синтез осуществляли в две стадии: $T_{\text{синт.1,2}} = (850\div 870)^\circ\text{C}$ в течение $\tau_1 = \tau_2 = 6$ час. Спекание проводили при $T_{\text{сп.}} = (1190\div 1205)^\circ\text{C}$, в зависимости от состава, в течение 1 час. Диэлектрические спектры (зависимости $\varepsilon/\varepsilon_0$ от температуры на разных частотах, f , переменного электрического поля) исследовали с использованием прецизионного LCR-метра Wayne-Kerr 6500В в частотном диапазоне $(20\div 10^6)$ Гц. Исследование зависимостей диэлектрической проницаемости до и после поляризации осуществляли на сконструированных в НИИ физики ЮФУ стендах.

Всем изученным материалам свойственны экстремальные диэлектрические спектры, характерные для сегнетоэлектриков. При температуре $\leq 280^\circ\text{C}$ спектры практически линейны с близкой к нулевой дисперсией $\varepsilon/\varepsilon_0$, что свидетельствует о высокой температурной стабильности свойств изученных материалов. Анализ полученных данных позволил также установить, что более стабильными диэлектрическими характеристиками (с меньшей дисперсией $\varepsilon/\varepsilon_0$ и величинами $\text{tg}\delta$) обладают керамики, спечённые при $T = 1190^\circ\text{C}$.

В ходе работы установлено существенное влияние модификаторов на происходящие под влиянием высокого электрического поля процессы. Установлено, что характер полученных зависимостей определяется при малом содержании модификаторов, главным образом, формированием анизотропных структур при спекании материалов, а при увеличении концентрации вводимых оксидов - внедрением модификаторов в А- и В-подрешётки с образованием анионодефектных структур и, как следствие, увеличением сегнетожесткости.

Обращает на себя внимание резкое увеличение (более, чем в 3 раза) гистерезиса $\varepsilon/\varepsilon_0(E)$ при поляризации ТР, модифицированного 3 масс. % MnO_2 , что может использоваться для создания адаптивных электромеханических преобразователей. Устойчивость же диэлектрических характеристик и низкая $\varepsilon/\varepsilon_0$ неполяризованных керамик делают возможным их применение в качестве высокочастотных конденсаторов.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ЯВЛЕНИЙ В ГРАФЕНЕ МЕТОДОМ МОНТЕ КАРЛО В ТЕРМИНАХ ЧИСЕЛ ЗАПОЛНЕНИЯ

Синельникова Анна.Борисовна

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: sinel@goa.bog.msu.ru

В последнее время исследование электронных свойств графена привлекает большое внимание, в связи с важностью этой проблемы для различных технологических применений. На его свойства проводимости влияют три разных физических процесса: кулоновское взаимодействие электронов на разных узлах решетки, взаимодействие двух электронов, находящихся на одном узле и перескоки электрона с одного узла на соседний. Вклад последнего явления в полный гамильтониан системы меньше остальных, так что при определенных условиях им можно пренебречь. В этом случае получившийся гамильтониан является диагональным в базисе чисел заполнения и это позволяет перейти к описанию через заряды на узлах решетки. Такую систему можно смоделировать на ЭВМ методами Монте Карло на решетке.

Нами была рассмотрена шестиугольная решетка с 2 592 узлами. Константа кулоновского взаимодействия зависела от номера координационного радиуса — таким образом учитывалась модификация кулоновского взаимодействия на малых расстояниях. В расчете взаимодействие на втором и третьем координационном радиусе не менялось. Мы построили фазовую диаграмму (рисунок 1) экситонного конденсата на плоскости $\alpha_1 - \beta$, где α_1 — константа кулоновского взаимодействия, соответствующая первому координационному радиусу, а β — обратная температура (в eV^{-1}). Сверху от графика — фаза с ненулевым конденсатом (изолятор), снизу — фаза без конденсата (проводник). В фазе с ненулевым конденсатом заряды разделяются по подрешеткам, причем, так как существуют два варианта разделения, то лист графена представляет из себя два домена с доменной стенкой между ними.

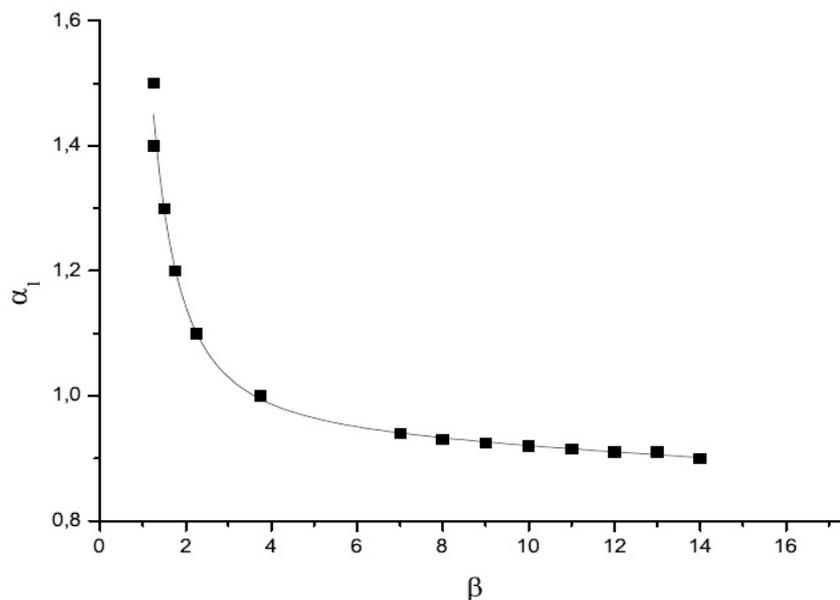


Рисунок 1. Положение фазового перехода изолятор-проводник в зависимости от температуры и константы кулоновского взаимодействия в первом координационном радиусе.

В вычислениях использовались ресурсы Суперкомпьютерного Центра Московского Государственного Университета.

Литература

1. P.V. Buividovich, E.V. Luschevskaya, O.V. Pavlovsky, M.I. Polikarpov, M.V. Ulybyshev «Numerical study of the conductivity of graphene monolayer within the effective field theory approach» Phys.Rev. B86 (2012) 045107.
2. J.E. Drut, T.A. Lahde, Lattice field theory simulations of graphene, Phys.Rev. B 79, 165425 (2009)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ОБМЕННОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ТРИПЛЕТНОГО УРОВНЯ АКЦЕПТОРА ЭНЕРГИИ

Сураева Е.Ю.

Аспирант

Северо-Кавказский федеральный университет, Институт естественных наук, Ставрополь, Россия

E-mail: Sel-21@yandex.ru

Проведен теоретический расчет энергии обменного взаимодействия в донорно-акцепторной паре в первом приближении теории возмущения. Для системы из четырех валентных электронов составлено секулярное уравнение шестой степени, корнями которого является значение обменной энергии при определенной величине полного спина системы.

Произведено сопоставление данных корней с обменными поправками возбужденных синглетных и триплетных состояний компонент пары. Установлено, что в предельном случае, когда межмолекулярное расстояние стремится к бесконечности, корнями уравнения является алгебраическая сумма обменных интегралов изолированных молекул донора и акцептора с учетом мультиплетности возбужденного уровня.

Для триплетных состояний компонент пары, играющих роль в процессе переноса энергии по обменно-резонансному механизму, корни секулярного уравнения найдены в явном виде. Определено, что в спектре сенсibilизированной фосфоресценции должно наблюдаться расщепление 0–0–линии на две, энергетический интервал между которыми составляет

$$\Delta = \frac{3}{2}(J_{13} + J_{14} + J_{23} + J_{24}),$$

где

$$J_{ik} \sim \exp[-(\chi_i + \chi_k)R],$$

χ_i и χ_k находятся через значения энергии основного и возбужденного состояний донора и акцептора, R – расстояние между молекулами.

Поскольку выражение для скорости излучательной дезактивации триплетного уровня акцептора содержит четырехэлектронные обменные интегралы, вероятность излучения триплетного возбуждения зависит от взаимной ориентации спинов молекул донорно-акцепторной пары. Из этого следует, что кинетика компонент расщепленной линии чисто электронного перехода в спектре сенсibilизированной фосфоресценции должна быть различной.

Выполнена оценка величины обменного расщепления в спектре сенсibilизированной фосфоресценции. Высказано предположение, что мультиплетность квазилинейчатых спектров люминесценции органических соединений в условиях эффекта Шпольского может являться следствием обменного взаимодействия между компонентами донорно-акцепторной пары.

МЕТОДИКА СОЗДАНИЯ И СРАВНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗЛИЧНЫХ СТРУКТУР ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

Ципенюк В.Н., Леншин А.С., Середин П.В., Агапов Б.Л., Кашкаров В.М.

*Сотрудник, кандидат наук, сотрудник, кандидат наук, сотрудник, кандидат наук,
сотрудник, кандидат наук, студент*

*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего
профессионального образования «Воронежский государственный университет»,
г. Воронеж, Россия*

E-mail: explosimeter@gmail.com

Пористый кремний (por-Si) перспективен для создания оптических волноводов и лавинных светодиодов, может использоваться для создания микроактюаторов, самоуничтожающихся кремниевых чипов, различных кремниевых мембран, микрореакторов, микрорезонаторов, фотонных кристаллов чувствительных элементов в различных датчиках [1-3]. Варьирование параметрами электрохимического травления, составом раствора травления, последующими обработками органическими и неорганическими соединениями, внедрение металлов и нанесение маскирующих слоев позволяют управлять функциональными характеристиками пористого слоя в целях оптимизации его практического применения в той или иной области.

В данной работе было дано сравнение и установлены взаимосвязи между оптическими характеристиками в различных структурах нано, мезо и макропористого кремния.

Пористый кремний получен электрохимическим травлением монокристаллических пластин кремния разной кристаллографической ориентации и сопротивления, а также кремниевых р-п переходов в растворах плавиковой кислоты в одном случае с использованием диметилформамида.

Растровые изображения поверхности образцов были получены на электронном микроскопе компании JEOL – JSM 6380LV. Ориентация подложки при небольшой разнице в легировании слабо влияет на диаметр крупных вертикальных пор, в то же время, присутствует разница в морфологии более мелких боковых пор. Образцы пористого кремния, полученные с использованием раствора диметилформамид-плавиковая кислота, имеют больший средний диаметр вертикальных пор, чем полученных по стандартной методике при одинаковых технологических параметрах. ИК-спектры пропускания были получены на ИК Фурье спектрометре Vertex 70 (Bruker) с использованием приставки для спектроскопии нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО). Для измерения спектров фотолюминесценции проводились на автоматическом спектрально-люминесцентном комплексе на основе монохроматора МДР-4. Для возбуждения фотолюминесценции были использованы лазеры с длиной волны излучения 405 нм и 532 нм.

Положение пика люминесценции для всех образцов находится в области 1,7-2,0 эВ и при возбуждении лазером с длиной волны 532 нм смещается на 0,5-0,15 эВ в сторону меньших энергий по сравнению с аналогичными спектрами, полученными при возбуждении лазером с длиной волны 405 нм.

На основе сравнения данных, полученных методом ИК-спектроскопии с фотолюминесцентными характеристиками образцов отметить следующие закономерности: во-первых, на ИК-спектрах всех образцов, имеющих наиболее яркую фотолюминесценцию в оптическом диапазоне в значительной степени выражена полоса, характерная для связи Si-Si (616 см^{-1}), при этом для образцов с меньшей ФЛ эта полоса проявляется слабее и исчезает для образцов не обладающих ФЛ свойствами. Данную закономерность можно объяснить присутствием в образцах с яркой люминесценцией значительного количества нанокристаллов/ кластеров неокисленного кремния.

Во-вторых, особенностью ИК-спектров образцов, обладающих яркой фотолюминесценцией, является наличие полосы поглощения Si-H связей в области ($2100\text{-}2140 \text{ см}^{-1}$). Учитывая то, что данные связи являются достаточно слабыми, они могут активно принимать участие в различных естественных или технологических поверхностных процессах, таких как окисление, карбонизация и т.п., приводящих к усилению или ослаблению люминесцентных свойств por-Si, что так же предполагает развитие возможностей управления функциональными характеристиками структур пористого кремния для нужд оптоэлектроники.

Литература

1. В.П. Бондаренко, В.А. Яковцева, Л.Н. Долгий, Легированный эрбием окисленный пористый кремний для интегральных оптических волноводов, ПЖТФ, том 25, вып. 17, 1999.
2. О.А. Акципетров, Т.В. Долгова, И.В. Соболева, Анизотропные фотонные кристаллы и микрорезонаторы на основе мезопористого кремния, ФТТ, том 47, вып. 1, 2005.
3. С.К. Лазарук, А.В. Долбик, В.А. Лабунов, использование процессов горения и взрыва наноструктурированного пористого кремния в микросистемных устройствах, ФТП, том 41, вып. 9, 2007.
4. Valeri P. Tolstoy, Irina V. Chernyshova, Valeri A. Skryshevsky, HANDBOOK OF INFRARED SPECTROSCOPY OF ULTRATHIN FILMS

РЕЗОНАНСНЫЕ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАГНИТОСТРИКЦИОННЫХ ПЬЕЗОТРАНСФОРМАТОРОВ И УСИЛИТЕЛИ НАПРЯЖЕНИЯ НА ИХ ОСНОВЕ

Шостак Егор Валерьевич

Студент

Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

E-mail: grig1980@mail.ru

В настоящее время одной из важных задач современной физики резонансных преобразователей [1-8] является корректное определение рабочих резонансных частот. Это важно для описания экспериментальных работ [3-5, 9, 10], в которых создан резонансный прибор для взаимного преобразования электрических и магнитных полей через упругую подсистему. Известно, что в окрестности электромеханического резонанса образца наблюдается эффективное усиление механических колебаний [1-9], что приводит к повышению эффективности преобразователя.

Резонансный преобразователь, описываемый в данной работе, имеет важные преимущества по сравнению с обычными твердотельными аналогами. Они заключаются в возможности варьирования резонансной частоты путем изменения концентраций компонент первичной секции, что видно из Рис. 1.

Рассмотрим схему магнитоэлектрического пьезотрансформатора, изображенную в работе [11]. Необходимая теория и эквивалентная схема данного прибора содержится в работе [11]. Экспериментально данный прибор описан в [4].

Итоговая формула для магнитоэлектрического напряжения на выходе МЭ трансформатора, возникающего под действием переменного магнитного поля H^* , дана ниже.

$$V_{out} = - \frac{\left(4H^* l^2 q^* \rho \sqrt{\frac{\rho^*}{s^*}} (g + \beta \cdot s)^2 \cdot \frac{\sin^3[\alpha]}{\cos[\alpha]} \right)}{g \cdot (g^2 l + \beta \cdot l \cdot s - g \cdot h \cdot W) \cdot \left(3\rho^* \cdot \sqrt{\rho \cdot s} \cdot \cos[2\alpha] \cdot \sin[2 \cdot \alpha^*] + \rho \cdot \sqrt{\rho^* \cdot s^*} \cdot \cos[2 \cdot \alpha^*] \cdot \sin[2\alpha] \right)} \quad (1)$$

$$\alpha = \frac{1}{2} l \sqrt{\rho \cdot s} \cdot \omega$$

$$\alpha^* = \frac{1}{2} l \sqrt{\rho^* \cdot s^*} \cdot \omega$$

Эффективные свойства входной секции и параметры в формуле (1) описываются в работе [11]

На рисунке 1 изображена зависимость магнитоэлектрической восприимчивости по напряжению от концентрации пьезофазы (кристалла PMN-PT) в первичной секции.

Видно, что в интервале изменения концентрации компонент первичной секции можно получить три и более резонанса, что является важным для практического применения. Коэффициент усиления прибора также высок, так как на приборе малых размеров можно получить до двух-трех вольт выходного напряжения при малых входных токах. Недостатком прибора является высокое выходное сопротивление, что приводит к сравнительно малым токам в нагрузке. Однако для эффективного усиления напряжения в широком интервале резонансных акустических частот при малых мощностях данный твердотельный прибор хорошо подходит.

Данный прибор уже эффективно используется в качестве маломощного преобразователя магнитного поля в электрическое напряжение [3-5], однако подробный теоретический анализ его работы впервые делается в данной работе и в [11].

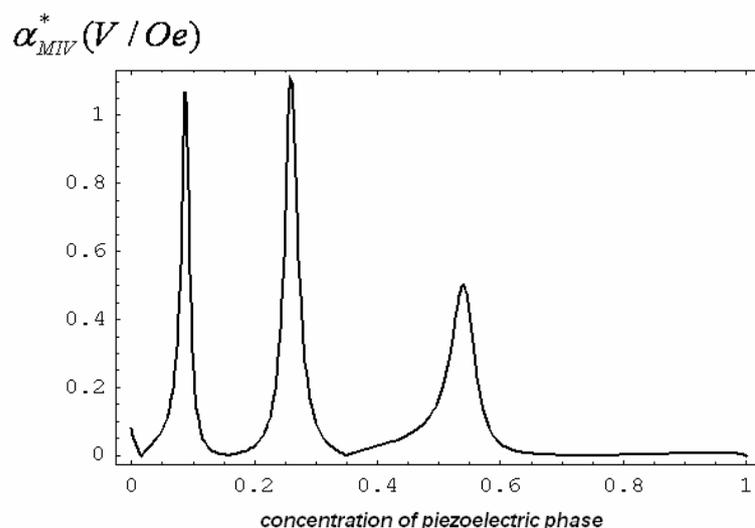


Рис. 1. Концентрационная зависимость МЭ коэффициента от концентрации пьезофазы в первичной секции МЭ трансформатора на частоте приложенного магнитного поля, равной 400 кГц. Параметры Terfenol-D берутся из работы [4], параметры PMN-PT из [4, 10].

Литература

1. Chih-yi Lin, *Design and analysis of Piezoelectric Transformer Converters*, Dissertation for Ph.D. in Electrical Engineering, July 15, Blackburg, Virginia, P. 1-171, (1997)
2. Sh. Dong, J.-F. Li, D. Viehland // *J. of Materials Science*, V. 41, P. 97, (2006)
3. L. Lv, J.-P. Zhou, Y.-Y. Guo et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, V. 44, P. 055002, (2011)
4. Y. Wang, M.L. Chung, F. Wang et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, V. 42, P. 135414, (2009)
5. Y. Wang, F. Wang, S. W. Or et al. // *Applied Physics Letters*, V. 93, P. 113503, (2008)
6. Д.А. Филиппов, Т.А. Галкина, G. Srinivasan // *Письма ЖТФ*, V.36, С. 23, (2010)
7. Д.А. Филиппов, Т.А. Галкина, В.М Лалетин, G. Srinivasan // *Письма ЖТФ*, V.38, С. 82, (2012)
8. S. Lin and C. Xu // *Smart Mater. Struct.*, V. 17, P. 065008, (2008)
9. Г.С. Радченко // *Письма ЖТФ*, V. 34, С. 14, (2008)
10. D. Zhou, F. Wang, L. Luo et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, V. 41, P. 185402, (2008)
11. Г.С. Радченко, М.Г. Радченко // *Письма ЖТФ*, V. 38, С. 18, (2012)

СИНТЕЗ И ПРИМЕНЕНИЕ МАССИВОВ ВЕРТИКАЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Щеголев А.Е.¹, Черных П.Н.²

1. Студент

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

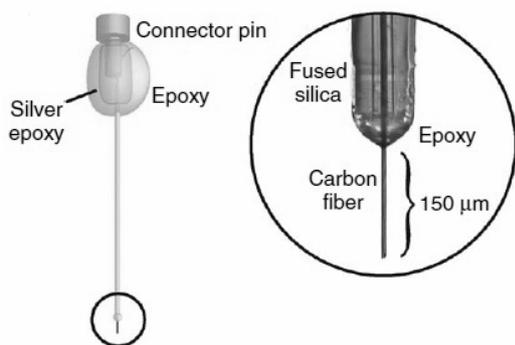
2. Старший научный сотрудник, кандидат ф.-м. наук
НИИ ядерной физики имени Д.В.Скобельцына,
Москва, Россия
E-mail: chernykh@ionlab.ru

Углеродные нанотрубки — это протяжённые цилиндрические структуры, которые можно рассматривать как свернутые многослойные листы графена. Они обладают уникальным набором свойств, которые могут активно использоваться в современных технологиях. Диаметр углеродных нанотрубок колеблется от 0.4 до 40 нанометров, но длина может отличаться на несколько порядков: от нескольких нанометров и до сантиметра.

Эксперименты показывают, что углеродные нанотрубки (УНТ) являются наиболее прочным и жестким из всех известных материалов – материалом с рекордно высокими значениями предела прочности на растяжение (~ 60 ГПа) и модуля Юнга (≈ 1 ТПа). Также они являются очень хорошими теплопроводниками вдоль трубки, проявляя свойства, известные как «баллистическая проводимость», т.е. беспрепятственная проводимость или сверхпроводимость. Вместе с тем, поперек оси – трубки являются хорошими теплоизоляторами. Прогнозируется, что УНТ смогут передавать до $6000 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$. Для сравнения – медь, считающаяся хорошим теплопроводником, проводит $385 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ [1].

Перечисленные свойства позволяют использовать массивы УНТ в прикладных отраслях науки. Применение УНТ в составе полимерных нанокомпозитов (УНТ-ПН), которые обладают малым весом при повышенной прочности, высокой износостойкостью, значительной термостойкостью и устойчивостью к возгоранию, высокой радиационной стойкостью и совместимостью с биологическими тканями, позволяет применять их для защиты аэрокосмической техники.

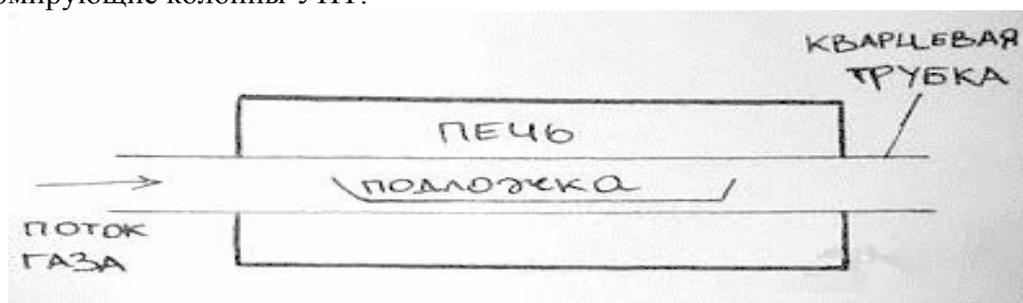
Другим путем применения УНТ является медицина, в частности – это сенсоры для регистрации дофамина, норадреналина и серотонина на основе углеродных нанотрубок. Так как эти химические вещества являются электрохимически активными, то они могут быть окислены и восстановлены, при определенном потенциале на рабочем электроде (сенсоре). Ток, возникающий в процессе окисления, пропорционален концентрации нейромедиатора. Микроэлектрод из углеродного волокна в полиимидной изоляции, диаметра (порядка 90 мкм) может измерять выбросы дофамина в течение месяца после имплантации в мозг (что связывают с минимальными воспалительными процессами при имплантации и использованием УНТ в качестве материала для рабочего электрода) [2].



Одним из методов синтеза массивов УНТ является метод пиролитического газофазного осаждения (ПГО), т.е. синтез массивов УНТ в жидкогазовой среде при высокой температуре. Метод основан на процессе пиролиз – химическое разложение углеводородов с формированием углеродного осадка на подложке.

В НИИЯФ МГУ была создана и применяется установка для синтеза УНТ, которая имеет следующую конструкцию: муфельная печь, с возможностью регулирования температуры и времени нагрева, кварцевая трубка, куда помещается подложка, насос для подачи активной смеси, блоки электронного управления потоками газов и блоки питания клапанов. Нами в экспериментах по синтезу УНТ в качестве активной среды применялись раствор циклогексана (C_6H_{12}) и ферроцена ($\text{C}_{10}\text{H}_{10}\text{Fe}$) (железо используется в качестве катализатора при пиролизе) и газовая азотная среда. Поступая в первую, более «холодную» ($\sim 200^\circ\text{C}$) часть реактора рабочая смесь испаряется и, подхваченная потоком азота, переносится в активную «горячую» часть реактора, где происходит разложение ферроцена, с осаждением железа, служащего катализатором, и циклогексана и рост массива углеродных нанотрубок. Исследование условий синтеза показало, что зависимость высоты массива УНТ от концентрации ферроцена и зависимость высоты массива УНТ от температуры линейна. Оптимальные условия для синтеза УНТ: температура «горячей» зоны $\sim 800^\circ\text{C}$ и раствор 0.2 граммов ферроцена на 50 мл циклогексана. В оптимальном режиме за один час процесса, осаждается массив вертикально ориентированных УНТ порядка 1 мм на площади порядка 15

см². Исследование на сканирующем электронном микроскопе показало, что УНТ представляют многостенные углеродные нанотрубки диаметром от 20 до 40 нм, формирующие колонны УНТ.



Литература

1. Макунин А.В., Чеченин Н.Г. Полимер-наноуглеродные композиты для космических технологий. Часть 1. Синтез и свойства наноуглеродных структур: учебное пособие. М.: «Университетская книга». 2011.
2. Viry L., Derre A., Poulin Ph., Kuhn A. Discrimination of dopamine and ascorbic acid using carbon nanotube fiber microelectrodes // Physical Chemistry Chemical Physics, 14 September 2010, Volume 12, Number 34, p. 9993 – 9995.