

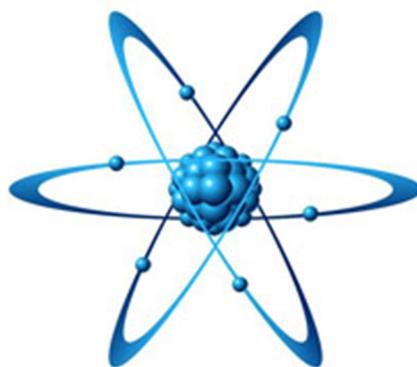
Правительство Хабаровского края
Министерство образования и науки Хабаровского края
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Тихоокеанский государственный университет»

ФИЗИКА: ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, ОБРАЗОВАНИЕ

Материалы XIV региональной научной конференции

Под редакцией канд. физ.-мат. наук, доц. А. И. Мазура

Хабаровск, 22–24 сентября 2016 г.



Хабаровск
Издательство ТОГУ
2016

УДК 53:37.061.3
ББК В 3л0
Ф503

Ответственный редактор канд. физ.-мат. наук, доц. *А. И. Мазур*

Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование :
Ф503 материалы XIV региональной научной конференции, Хабаровск, 22–24 сентября
2016 г. / под ред. А. И. Мазура. – Хабаровск : Изд-во Тихоокеан. гос. ун-та, 2016.
– 285 с.

ISBN 978-5-7389-2016-5

В сборнике представлены материалы докладов четырнадцатой региональной научной конференции «Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование», проведенной в сентябре 2016 года. В них отражены результаты работы академических институтов, преподавателей вузов Дальневосточного региона и учителей школ Хабаровского края в области физики и физического образования.

Сборник предназначен для научных работников и аспирантов, преподавателей и студентов вузов, а также для специалистов предприятий и организаций.

УДК 53:37.061.3
ББК В 3л0

ISBN 978-5-7389-2016-5

© Тихоокеанский государственный
университет, 2016

Секция «Общая и техническая физика. Оптика»

ОСОБЕННОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НИТРИТА НАТРИЯ И КОМПОЗИТОВ НА ЕГО ОСНОВЕ

И. В. Гресс, Е. В. Стукова

ФГБОУ ВО «Амурский государственный университет»
г. Благовещенск, E-mail: gress93@mail.ru

В данной статье представлены результаты исследований диэлектрических свойств поликристаллического нитрита натрия и композитов на его основе. Показано, что в композитных образцах дисперсия диэлектрических свойств более значительная по сравнению с поликристаллическим нитритом натрия. Эффективные диэлектрические свойства композитов зависят как свойств исходных компонентов, так и от объемной доли частиц включений.

Исследование свойств композитных материалов является в последнее время актуальной проблемой в связи с тем, что такие структуры могут иметь аномальные свойства по сравнению с однородными по составу веществами. Одной из целей таких исследований является изучение изменения свойств исходных материалов в смесях. Создание композитных материалов на основе сегнетоэлектриков является одним из приоритетных направлений научных исследований последнего десятилетия. Эти структуры рассматриваются как «интеллектуальные» материалы, свойства которых могут зависеть от внешних условий. Физические свойства этих материалов связаны с объемным соотношением компонентов, размер частиц и их геометрии, а также взаимодействие частиц с матрицей и друг с другом. В совокупности эти факторы приводят к тому, что характеристики полученных структур может существенно отличаться от тех, из исходных материалов. В ряде работ [1-4] было показано, что взаимное влияние компонентов в сегнетоэлектрических композитах $(\text{KNO}_3)_{1-x}/(\text{BaTiO}_3)_x$, $(\text{KNO}_3)_{1-x}/(\text{KNbO}_3)_x$, $(\text{KNO}_3)_{1-x}/(\text{PbTiO}_3)_x$, $(\text{KNO}_3)_{1-x}/(\text{LiNbO}_3)_x$ приводит к расширению диапазона существования сегнетоэлектрической фазы для нитрата. Для композитов $(\text{NaN}_2\text{O}_2)_{1-x}/(\text{BaTiO}_3)_x$ эффект взаимодействия приводит к значительному увеличению как действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости [5].

В данной работе исследуется влияние частиц включений титаната свинца и титаната бария на диэлектрические свойства нитрита натрия в композитах $(\text{NaN}_2\text{O}_2)_{1-x}/(\text{PbTiO}_3)_x$ и $(\text{NaN}_2\text{O}_2)_{1-x}/(\text{BaTiO}_3)_x$. Нитрит натрия при комнатной температуре является сегнетоэлектриком со структурой, принадлежащей к объемно – центрированной ромбической группе. При $T_C \approx 436$ К имеют место два близких фазовых перехода, выше которых кристаллическая структура неполярная и принадлежит к орторомбической системе. Особенность фазовых переходов в нитрите натрия заключается в том, что сегнетоэлектрическая упорядоченная фаза отделена от неупорядоченной параэлектрической фазы несоизмеримой фазой, стабильной лишь в узком температурном интервале около $1 \div 1,5$ градуса [6].

В кристаллах титаната бария наблюдаются три фазовых перехода, сопровождающихся изменением структуры и свойств. При температурах выше 393 К титанат бария имеет кубическую кристаллическую структуру типа перовскита. Эта параэлектрическая модификация относится к пространственной группе $Pm\bar{3}m$. Ниже температуры 393 К, являющейся для титаната бария температурой Кюри, происходит фазовый переход, и в интервале температур до температуры 278 К BaTiO_3 является сегнетоэлектриком, имеющим тетрагональную симметрию класса $P4mm$. При искажении формы ячейки скачком возни-

кает спонтанная поляризация, величина которой плавно нарастает от $P_s = 18 \text{ мкКл/см}^2$ при точке Кюри до примерно 26 мкКл/см^2 при комнатной температуре [6].

Титанат свинца при комнатной температуре имеет тетрагональную структуру (пространственная группа $P4mm$). При нагревании до температуры Кюри, равной 766 К, испытывает сегнетоэлектрический фазовый переход, характеризуемый как структурное превращение первого рода, близкое к критической точке связан с изменением симметрии $Pm3m \rightarrow P4mm$ из тетрагональной полярной в кубическую неполярную фазу (пространственная группа $Pm3m$). Качественно свойства PbTiO_3 в кубической и тетрагональной фазах подобны свойствам BaTiO_3 . Среди сегнетоэлектриков характеризуется одним из наиболее высоких значений спонтанной поляризации при комнатной температуре – $0,75 \text{ Кл/м}^2$, что почти в три раза превышает соответствующую величину для BaTiO_3 . Но значение диэлектрической проницаемости, измеренной вдоль полярной оси, для BaTiO_3 при комнатной температуре лежит в пределах $(2 - 4) \cdot 10^3$, в то время как для PbTiO_3 , по разным источникам, она составляет $(1,5 - 2,2) \cdot 10^2$ [6].

Образцы сегнетоэлектрических композитов $(\text{NaNO}_2)_{1-x}/(\text{PbTiO}_3)_x$ и $(\text{NaNO}_2)_{1-x}/(\text{BaTiO}_3)_x$ при $x = 0,10$ и $0,05$ (x – объемная доля) изготавливались из порошков, взятых в соответствующих объемных пропорциях, тщательно перемешивались. В качестве эталонного образца использовался образец поликристаллического NaNO_2 , для приготовления которого использовался порошок нитрита натрия. Из полученных смесей при давлении $6000 - 7000 \text{ кг/см}^2$ прессовались образцы в виде таблеток диаметром 12 мм и толщиной 1 – 1,2 мм.

Для измерения диэлектрической проницаемости ϵ' использовался широкополосный спектрометр Novoscontrol в частотном диапазоне 0,1 Гц – 10 МГц и температурном интервале от 273 К до 473 К. Измерения проводились с точностью до 0,01 градуса. Скорость изменения температуры составляла 1 градус в минуту. В качестве электродов использовалась серебряная паста. Для удаления адсорбированной воды образцы прогревались в течение 30 минут при температуре 393 К.

Из температурной зависимости ϵ' (рис.1) следует, что для образца $(\text{NaNO}_2)_{0,95}/(\text{BaTiO}_3)_{0,05}$ значения диэлектрической проницаемости на порядок ниже по сравнению с поликристаллическим образцом нитрита натрия, а для образца $(\text{NaNO}_2)_{0,95}/(\text{PbTiO}_3)_{0,05}$ эти значения немного выше по сравнению с чистым нитритом натрия особенно в районе максимума, соответствующего фазовому переходу в нитрите натрия. Температура перехода в параэлектрическую фазу для нитрита натрия в образцах композитов при этом не меняется.

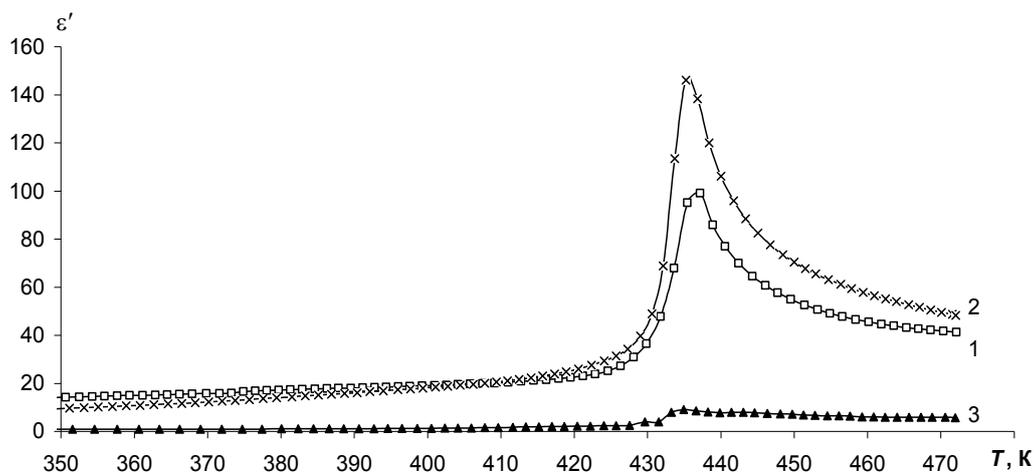


Рис. 1. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости на частоте 145 кГц для образцов: 1 – поликристаллический NaNO_2 ; 2 - $(\text{NaNO}_2)_{0,95}/(\text{PbTiO}_3)_{0,05}$; 3 - $(\text{NaNO}_2)_{0,95}/(\text{BaTiO}_3)_{0,05}$

С увеличением объемной доли частиц включений титаната бария происходит существенный рост значений диэлектрической проницаемости образца $(\text{NaNO}_2)_{0,90}/(\text{BaTiO}_3)_{0,10}$ по сравнению с образцом $(\text{NaNO}_2)_{0,95}/(\text{BaTiO}_3)_{0,05}$ (рис. 2). Также эти значения в максимуме превышают значения и для образцов поликристаллического NaNO_2 и $(\text{NaNO}_2)_{0,90}/(\text{PbTiO}_3)_{0,10}$.

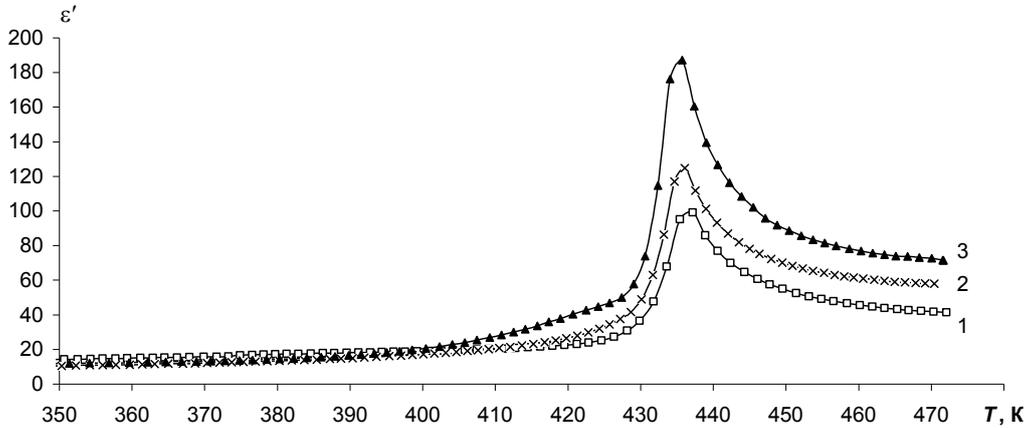


Рис. 2. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости на частоте 145 кГц для образцов: 1 – поликристаллический NaNO_2 ; 2 - $(\text{NaNO}_2)_{0,90}/(\text{PbTiO}_3)_{0,10}$; 3 - $(\text{NaNO}_2)_{0,90}/(\text{BaTiO}_3)_{0,10}$

Полученный результат можно объяснить тем, что диполь-дипольное взаимодействие между частицами компонентов, входящих в состав композитов, зависит как от значений спонтанной поляризации, значений диэлектрической проницаемости исходных компонентов, входящих в состав композитов, так и от объемной доли частиц включений. Соотношение этих факторов будет по-разному влиять на эффективные свойства композитных образцов.

В образцах композитов $(\text{NaNO}_2)_{1-x}/(\text{PbTiO}_3)_x$ и $(\text{NaNO}_2)_{1-x}/(\text{BaTiO}_3)_x$, так же как и в чистом нитрите натрия присутствует низкочастотная дисперсия, но для композитных образцов зависимость значений диэлектрической проницаемости от частоты более выражена по сравнению с чистым нитритом натрия (рис. 3).

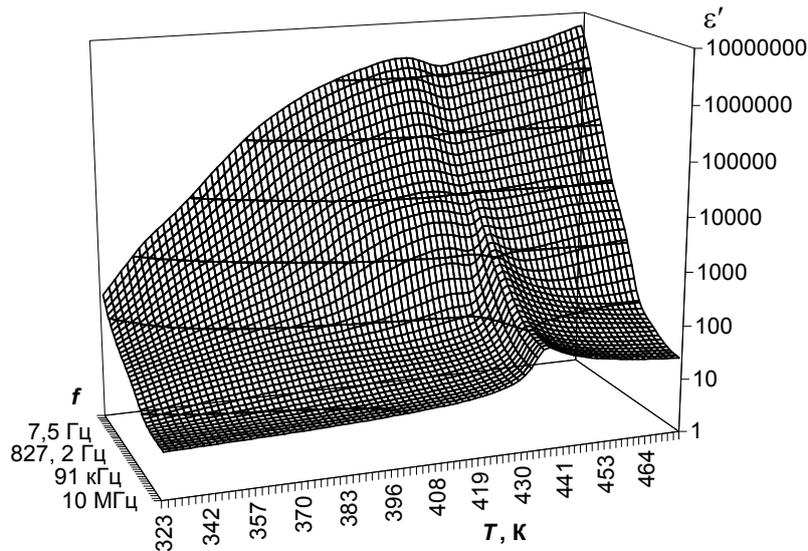
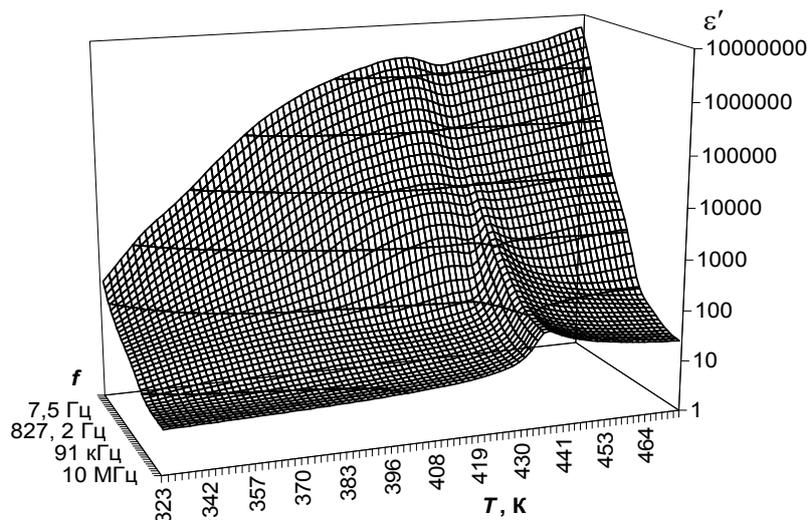


Рис. 3. Температурно-частотная зависимость диэлектрической проницаемости образца $(\text{NaNO}_2)_{0,95}/(\text{PbTiO}_3)_{0,05}$



Окончание рис. 3.

Большие значения диэлектрической проницаемости ($\epsilon' \sim 10^7$) на низких частотах дает макроскопическая поляризация, связанная со смещением зарядов на значительные расстояния. В сильно дефектных структурах вклад проводимости становится существенным, в результате появляется межслоевая поляризация, которая возникает вследствие накопления заряда на поверхностях раздела зерен. При наличии свободных носителей заряда в сегнетоэлектриках уменьшение поля деполяризации достигается не разбиением на домены, а экранированием поля доменов свободными зарядами [7]. Объемный заряд на границах существенно повышает емкость конденсатора, содержащего неоднородный диэлектрик. Количество зарядов и, следовательно, величина этого вклада в эффективную диэлектрическую проницаемость будет пропорциональна спонтанной поляризации и площади доменных границ для кристалла или площади поверхности зерен в композите.

Основные выводы эксперимента сводятся к следующему. Во-первых, для композитных образцов наблюдается значительный рост диэлектрической проницаемости и ее сильная частотная зависимость. Во-вторых, диполь-дипольное взаимодействие между частицами компонентов, входящих в состав композитов, зависит как от значений спонтанной поляризации, значений диэлектрической проницаемости исходных компонентов, так и от объемной доли частиц включений, что определяет эффективные свойства композитных образцов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Stukova E. V., Baryshnikov S. V. Stabilization of the ferroelectric phase in $(\text{KNO}_3)_{1-x} - (\text{BaTiO}_3)_x$ Composites // *Inorganic materials: applied research*. – 2011. – V. 2. – N 5. – P.434–438.
2. Стукова Е.В., Барышников С.В. Диэлектрические исследования сегнетоэлектрических композитов на основе $(\text{KNO}_3)_{1-x} - (\text{KNbO}_3)_x$ // *Перспективные материалы*. – 2011. – № 13. – С.801–805.
3. Стукова Е. В., Маслов В. В., Барышников С.В. Диэлектрические свойства сегнетоэлектрических композитов на основе $\text{KNO}_3\text{-BaTiO}_3$ и $\text{KNO}_3\text{-LiNbO}_3$ // *Известия Российского государственного педагогического университета им. А.И. Герцена*. – 2011. – № 138. – С.58–65. <http://www.springerlink.com/content/?Author=E.+V.+Stukova>
4. Stukova E. V., Baryshnikov S. V., Koroleva E.Yu. Shift of Phase Transitions in a $(\text{NaNO}_2)_{1-x} / (\text{KNO}_2)_x$ // *Russian Physics Journal*. – 2015. – V. 58. – P. 221–227.
5. Baryshnikov S. V., Stukova E. V., Koroleva E. Yu. Dielectric properties of the ferroelectric composite $(\text{NaNO}_2)_{0,9} / (\text{BaTiO}_3)_{0,1}$ Composites: Part B. – 2014. – V. 66. – P. 190–193.
6. Струков Б. А., Леванюк А. П. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах // Москва / Наука, 1995. – 302 с.
7. Турик А. В., Радченко Г. С., Чернобабов А. И., Турик С. А., Супрунов В. В. Диэлектрические спектры неупорядоченных сегнетоактивных систем: поликристаллы и композиты // *ФТТ*. – 2006. – Т. 48. – Вып. 6. – С. 1088–1190.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТРУБАХ

К. А. Драчёв, В. И. Римлянд

ФГБОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет»
г. Хабаровск, E-mail: drachev.kirill@pnu.edu.ru

В работе приведены результаты экспериментальных исследований дисперсионных свойств волновода в виде трубы. Проведены измерения скорости звука и коэффициента затухания для основных типов ультразвуковых волн, распространяющихся в металлическом сечении трубы на несущей (30-500 кГц).

Основной задачей данной работы является изучение дисперсионных характеристик скорости звука и коэффициента затухания в металлических трубах. Вопросам распространения звука в трубах посвящен целый ряд работ. Так в работе [10], при рассмотрении задачи о распространении нормальных волн в круглых трубах, отмечается, что в узкой неограниченной трубе могут существовать свободные гармонические волны произвольной частоты, как бегущие, так и стоячие. В работе [11] описываются дисперсионные свойства осесимметричных нормальных волн в полном упругом цилиндре, заполненном идеальной сжимаемой жидкостью. В трубопроводе согласно существующим теоретическим исследованиям могут существовать практически все известные типы ультразвуковых волн: объемные (продольные и поперечные), поверхностные и нормальные волны. На формирование определенного набора волн в трубе может повлиять не только способ возбуждения и регистрации волн в трубе, но и геометрическая форма волновода. Однако, несмотря на большое количество работ не существует полного описания особенностей распространения акустического поля внутри труб.

Для измерения скорости звука и коэффициента затухания в металлических трубах использовалась информационно-измерительная система, блок-схема которой на приведена на рисунке 1.

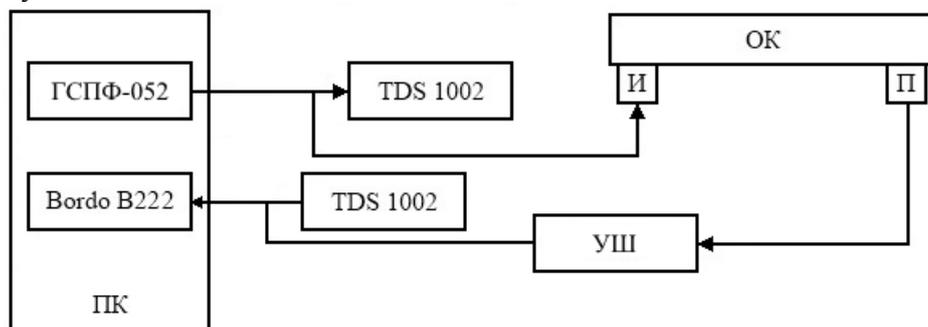


Рис. 1. Блок-схема измерения скорости звука и коэффициента затухания

В качестве возбуждающего сигнала использовался радиоимпульс длительностью 50 мкс, частотой заполнения от 30 до 500 кГц, амплитудой 10 В и частотой повторения 100 Гц, сформированный генератором сигнала специальной формы ГСПФ-052.

Регистрация поступающего с выходов широкополосного усилителя сигнала УШ и его запись производилась с помощью цифрового осциллографа BORDO B-222. Синхронизация всей измерительной системы производилась по возбуждающему сигналу от генератора ГСПФ-052. Для визуального контроля правильной работы всей системы использовался двухканальный осциллограф Tektronix TDS 1002.

Скорость акустических волн определялась на основе измерения времени прохож-

дения УЗ импульса от излучателя до приемника. Для определения характеристик различных типов волн использовались различные типы датчиков и различная конфигурация их установки. Определение времени прохождения t УЗ импульса производилось по анализу записанной и усредненной осциллограммы сигнала. Время прихода УИ t определялось по началу первой полуволны, амплитуда которой на 10% отличается от уровня фонового сигнала.

Коэффициент затухания определяется как относительное уменьшение амплитуды или мощности сигнала при передаче сигнала определенной частоты по трубе. Что бы зафиксировать изменение амплитуды сигнала два однотипных пьезоэлектрических датчика с одинаковыми по величине углами ввода устанавливались на расстоянии l друг от друга.

В качестве объекта для изучения акустических свойств использовались стальные трубы (ГОСТ 3262-75) различной длины с внутренними диаметрами 100 мм, 80 мм и толщиной стенки 4 мм. Трубы изготовлены из конструкционной углеродистой стали марки Ст3, которая имеет химический состав согласно ГОСТ 380-2008: углерод – 0,14-0,22%, кремний – 0,05-0,17%, марганец – 0,4-0,65%, никель, медь, хром – до 0,3%, мышьяк до 0,08%, сера и фосфор – до 0,05 и 0,04% соответственно. Данный тип труб применяется различных трубопроводах: для подачи холодной и горячей воды, в распределительных системах газо- и нефтепроводов.

Исследование и описание нормальных волн в цилиндрическом волноводе является достаточно трудоемким. Сам волновод в предельных случаях вырождается либо в слабо-изогнутую пластину (при «бесконечном» радиусе), в которой симметричная (по толщине цилиндра) и антисимметричная формы движения разделяются, либо в стержневой волновод (при нулевом радиусе), в котором такое разделение невозможно.

В результате экспериментальных исследований акустических свойств для каждого образца получена серия оцифрованных осциллограмм прошедших сквозь образец акустических сигналов. Использование в качестве излучающих и принимающих элементов прямых совмещенных пьезоэлектрических преобразователей, закрепленных на противоположных торцах трубы позволяло сформировать в ней продольную волну со скоростью порядка 5300 – 5800 м/с в зависимости от частоты и геометрических размеров объекта исследования.

Дисперсионная характеристика скорости распространения продольной волны в зависимости от длины участка трубы и его диаметра представлена на рис. 2. В качестве источника и приемника в измерительной установке использовались прямые совмещенные преобразователи П111-1,25. Значения скорости на рисунке приведены без учета систематической составляющей погрешности, чтобы не загромождать рисунок, случайная погрешность показана только для одного образца. Как следует из рисунка и таблицы скорость продольных УЗ волн фактически не зависит от длины труб, что, в общем, вполне объяснимо для таких размеров. Скорректированные на систематическую погрешность значения скорости меняются в пределах от 5800 до 5340 м/с. При этом, основное уменьшение скорости приходится на диапазона 30-200 кГц.

Сравнение экспериментальных значений скорости в трубах с рассчитанными показывает, что при низких частотах скорость близка к скорости безграничной среде (5860 м/с), хотя и меньше на 50-200 м/с. С ростом частоты скорость приближается к значениям в скорости продольной волны в пластине (5386 м/с). Скорость продольных волн зависит в определенной степени от микроструктуры материала: наличия текстуры, напряжений и примесей. Возможно это также оказывает влияние на наблюдаемую дисперсию скорости звука.

Величина коэффициента затухания α продольной волны в модели трубы лежит в пределах 3–11 дБ/м в зависимости от частоты возбуждающего сигнала (рис. 3). В области частот от 30 до 350 кГц коэффициент затухания не превышает уменьшается по величине с ростом частоты, а затем происходит некоторое возрастание коэффициента затухания. Уменьшение α с ростом частоты при более низких частотах также может быть связано с геометрическими факторами: толщиной стенок трубы и ее формой.

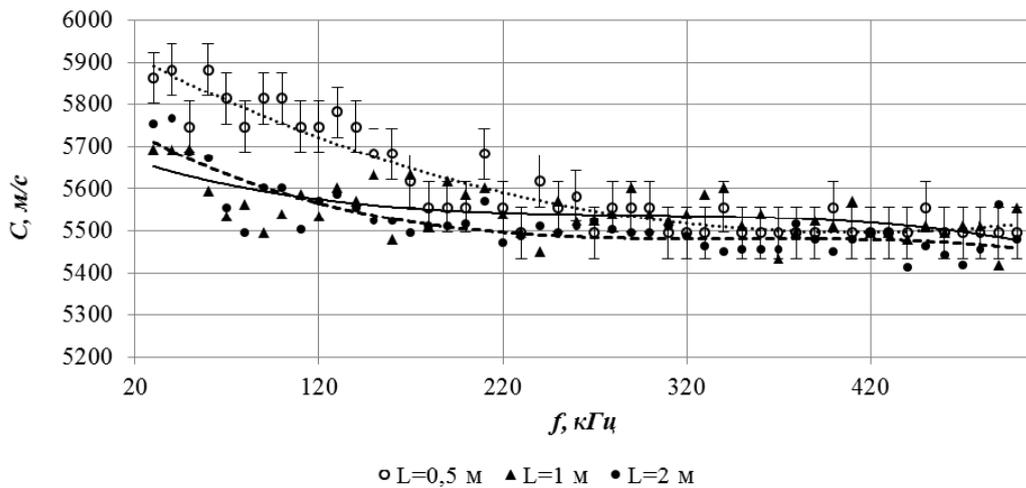


Рис. 2. Скорость распространения продольной волны (СТ-0,5-100-4; СТ-1-114-4; СТ-2-114-4)
($\Delta C_l = 60,5 \pm 15$ м/с)

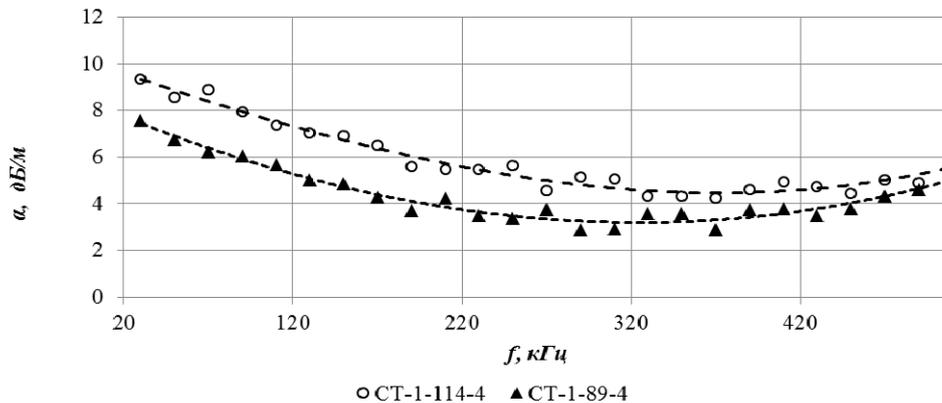


Рис. 3. Коэффициент затухания продольной волны в трубах внутренними диаметрами 80 мм (СТ-1-89-4) и 100 мм (СТ-1-114-4),
 $\Delta\alpha = 0,12$ дБ/м

Помимо продольной волны в трубах регистрировалась распространяющаяся поперечная волна со скоростью 3240 м/с при несущей частоте возбуждающего радиоимпульса 180 кГц. Распространяющаяся поперечная волна наиболее хорошо регистрировалась с использованием наклонных пьезоэлектрических датчиков. Источник и приемник акустических сигналов располагались на поверхности труб на различном расстоянии между ними.

Дисперсионные характеристики поперечной волны в трубе представлены на рисунке 4. Представленные зависимости показывают, что регистрация продольной волны происходила до определенной частоты. При этом с увеличением диаметра и длины трубы по-разному влияет на величину этой частоты. В частности, изменение внутреннего диаметра модели трубы с 80 мм (СТ-1-89-4) до 120 мм (СТ-1-125-4) практически не влияет на сдвиг граничной частоты, до которой происходила регистрация поперечных волн (примерно 320 ± 10 кГц). Уменьшение толщины стенки трубы до 2 мм для трубы СТ-1-114-2 приводит к тому, что продольная волна фиксируется во всем исследуемом диапазоне частот 30-500 кГц. На частотах 30-100 кГц наблюдаются значения скоростей меньше среднего значения распространения поперечных волн, что можно объяснить большой погрешностью в определении времени прихода акустической волны и сложностью самого акустического сигнала на данных частотах. Теоретический расчет показывает, что скорость поперечной волны составляет $C_t \approx 3217$ м/с [2].

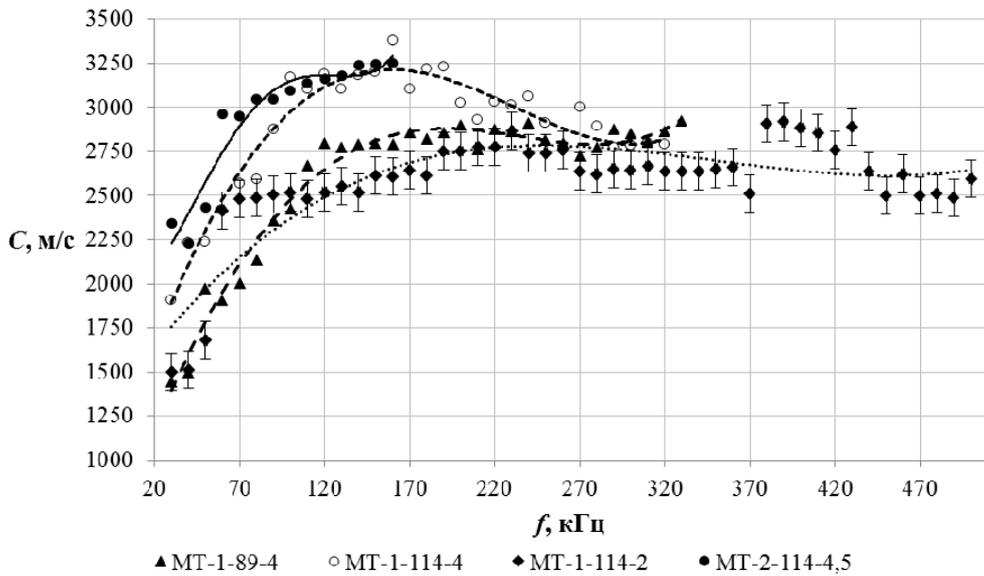


Рис. 4. Дисперсионная характеристика скорости поперечной волны ($\Delta C_t = 60,5 \pm 45$ м/с)

Распространяющиеся в трубе поверхностная (волна Рэлея) волна и нормальная волна Лэмба регистрировалась также с использованием наклонных совмещенных пьезоэлектрических датчиков. Источник и приемник акустических сигналов располагались на поверхности труб на различном расстоянии между ними.

На рис. 5 приведен пример осциллограммы акустического сигнала, полученного с использованием пьезоэлектрических преобразователей, возбуждаемых радиоимпульсом с несущей частотой 150 кГц и углом ввода сигнала 50° для трубы СТ-1-89-4 внутренним диаметром 80 мм и длиной 1 м. На осциллограмме можно видеть распространяющуюся поверхностную волну (индекс 2 на рис. 5) и волну Лэмба (индекс 1), а также переотраженную от торца трубы поверхностную волну (индекс 3). Волна Лэмба на данной частоте имеет низкую амплитуду и незначительно отличается от уровня шумов. На больших частотах амплитуда этой волны будет возрастать. Анализ акустических сигналов показывает, что их форма в трубах с различными внутренними диаметрами (80, 100 и 125 мм) остается одинаковой. Положение основных пиков, отвечающих за пришедшие волны (индексы 1, 2, 3 на рис. 5) сохраняется на одинаковых частотах. Увеличение длины трубы до 2-х м (для СТ-2-114-4) также формы акустического сигнала значительно не меняет.

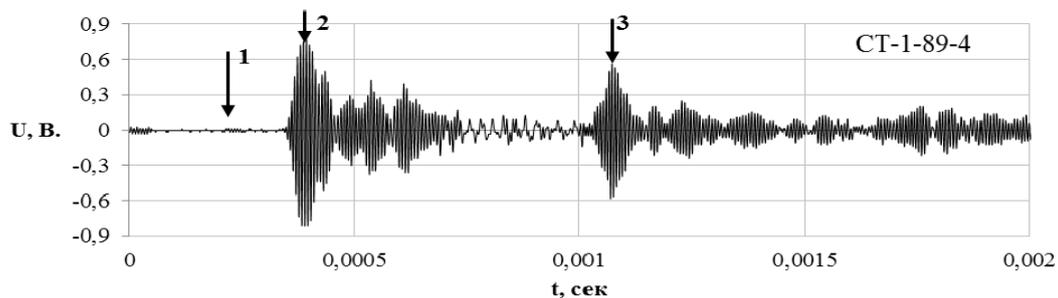


Рис. 5. Осциллограмма акустического сигнала, полученная от наклонных совмещенных пьезоэлектрических датчиков, с углом наклона 50° в трубе СТ-1-89-4 на частоте 150кГц

На более высоких частотах начинает формироваться нормальная волна Лэмба со скоростью распространения порядка 4914 м/с в зависимости от частоты, обозначенная

индексом 1 на рисунке 5. На частоте 260 кГц амплитуда данной волны имеет значительное превышение над фоновым сигналом и хорошо может быть различима в акустическом сигнале. В связи с этим регистрация волн Лэмба происходит не во всем исследуемом диапазоне частот, а начиная с определенной частоты. Для разных моделей трубы эта частота разная по величине в зависимости от диаметра, длины трубы и толщины стенки, а также угла ввода пьезопреобразователя. Кроме волны Лэмба, на осциллограмме фиксируется распространяющаяся в трубе поверхностная волна, обозначенная индексом 2 со скоростью порядка 2800 м/с.

Теоретический расчет показывает, что скорость поверхностной волны составляет $C_R \approx 2992$ м/с. Скорости волн в пластинах и стержнях зависят от отношения толщины волновода к длине волны (дисперсия скоростей). В литературе [1] также отмечается, что поперечная структура волны зависит от частоты; в частности, толщина приповерхностного слоя, в котором локализована энергия волны, уменьшается обратно пропорционально частоте. На низких частотах первопрешедшей является поверхностная волна Рэлея со средней скоростью распространения 2700 м/с, которая растёт с частотой в среднем от 1500 м/с до 2800 м/с

Волны Лэмба существуют при условии, что толщина объекта должна быть меньше длины волны, а их отношение много меньше единицы $h/\lambda \ll 1$, где h – толщина пластины (стенка трубы), λ – длина волны. В данном случае на частотах, где фиксируется волна Лэмба, условие выполняется, так как измерения проводились в диапазоне длин волн $\lambda \approx 10$ –160 мм, а толщина стенки $h = 3,8$ мм. Расчет показывает, что скорость волны Лэмба составляет $C_p \approx 5238$ м/с [3]. Скорость в экспериментальных исследованиях составила в среднем 4900–5000 м/с.

Наличие жидкой среды внутри трубы оказывает влияние на характер распространения волн в модели трубы. Для упругого цилиндра с жидкостью типичным является наличие двух дисперсионных характеристик, которые описывают свойства нормальных волн, распространяющихся при любой частоте, в отличие от пустого цилиндра, у которого одна такая ветвь [4, 5]. Одна из них соответствует дисперсионной волне в жидкости, другая соответствует пустому цилиндру. Экспериментальные исследования распространения волн внутри заполненного участка модели трубы показывают существование дополнительных волн, распространяющихся внутри жидкости со скоростью соответствующей продольной волне в воде. Дисперсионные характеристики заполненной трубы приведены на рис. 6. Как видно, продольная волна в жидкости практически не подвержена дисперсии. Кроме этого, в заполненной трубе существуют волны, распространяющиеся и в пустой трубе.

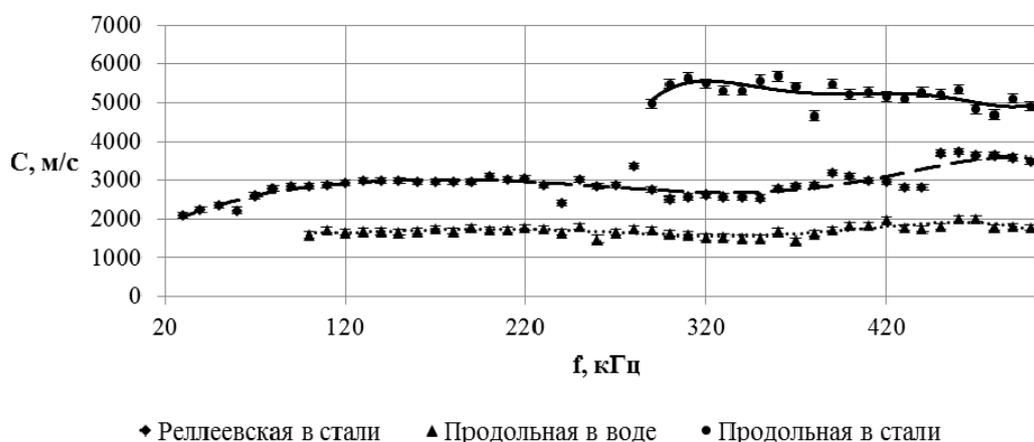


Рис. 6. Дисперсионные характеристики скорости волн в волноводе с внутренней нагрузкой

Результаты исследований показывают, что общая картина распространяющихся волн в волноводе с внешней и внутренней импедансной нагрузками аналогична для волновода без внешней нагрузки с внутренним заполнением. При этом численные отличия скоростей распространяющихся мод находятся в пределах десятка метров в секунду, поэтому результаты расчета дисперсионных зависимостей для волновода без внешней нагрузки можно использовать и для волновода с внешней нагрузкой. В трубе с внутренней нагрузкой в виде воды коэффициент затухания продольной волны уменьшается в среднем на 1-1,5 дБ/м во всем частотном диапазоне 30-500 кГц, а при одновременной внутренней и внешней нагрузках коэффициент затухания уменьшается в среднем на 2,5-3 дБ/м по сравнению с ненагруженной трубой.

Для проведения дополнительного анализа полученных экспериментальных данных по акустическим свойствам металлических труб было проведено численное моделирование акустических свойств труб с использованием программного комплекса для построения акустического поля с учетом геометрии и различных граничных условий. Применяемый алгоритм более подробно рассмотрен в статьях [6-9].

Для сравнения использовалась стальной труба внешним диаметром 114 мм, толщиной стенки 4 мм и длиной 1 метр (МТ-1-114-4). Для численного расчета в двумерной системе координат использовалась модель трубы в виде «свернутой» плоскости сравнимой с масштабами трубы (длина – 1 м, ширина – 0,36 м.). Виртуальные источник и приемник располагались на противоположных краях плоскости.

Скорость продольной волны в численном расчете составила 5640 м/с. Данной значение соответствует данным полученным в измерениях на стальной трубе – 5634 м/с. Соответствующий теоретический расчет для скорости дает значение 5860 м/с для безграничной среды и 5386 м/с для пластины. Скорость поперечных волн в численном расчете составила 3028 м/с. Соответствующие значения для стальной трубы и теоретического расчета теоретической скорости волны составили 3240 м/с и 3217 м/с соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гринченко В. Т. Основы акустики. – Киев, 2009
2. Исакович М. А. Общая акустика: учебное пособие. – М.: Наука, 1973.
3. Ермолов И. Н., Вopilкин А. Х., Баладян В. Г. Расчеты в ультразвуковой дефектоскопии. Москва, 2004
4. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М. АН СССР, 1957
5. Викторov И.А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. – М.: Наука. 1966. 169 с.
6. D.A. Avdeev, V.I. Rimlyand, Simulations of ultrasound propagation in solids of various shapes, Proceedings of the 22nd International Congress on Sound and Vibration. – Florence (Italy), 2015.
7. Авдеев Д. А., Римлянд В. И. Моделирование распространения ультразвука в твердом теле. Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование: Материалы Всероссийской молодежной научной конференции. – Благовещенск: Амурский гос. ун-т, 2014. – С. 3-6.
8. Бархатов В.А. Решение динамических задач акустики методом конечных разностей во временной области. Основные соотношения. Анализ погрешностей. Дефектоскопия. №3. 2005. С.12-26.
9. Бархатов В. А. Решение волновых уравнений методом конечных разностей во временной области. Двумерная задача. Основные соотношения. Дефектоскопия. 2007. № 9. С. 54-71.
10. Лепендин Л. Ф. Акустика. М.: Высш. шк., 1978. – 448 с.
11. Гринченко В.Т., Комиссарова Г.Л. Распространение волн в полом упругом цилиндре с жидкостью // Прикладная механика. – 1984. – Т. 20. – №1. – С. 21-26.

ОПТИЧЕСКИЕ И КАТАЛИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИЦИИ $\text{TiO}_2\text{-WO}_3$, ПОЛУЧЕННОЙ ГИДРОТЕРМАЛЬНЫМ СИНТЕЗОМ

А. В. Зайцев, К. С. Макаревич, Н. Ф. Карпович, С. А. Пячин

ФБУН «Институт материаловедения» ДВО РАН
г. Хабаровск, E-mail: knf1992@mail.ru

Частицы анатаза допированные вольфрамом (от 0,35 до 4 мол.%) диаметром от 15 до 50 нм получены методом гидротермального синтеза. Получены спектры диффузного отражения синтезированных наночастиц и определена ширина запрещенной зоны, которая изменяется с увеличением содержания вольфрама от 3.15 эВ для чистого анатаза до 2.91 эВ для композиции $\text{TiO}_2\text{-WO}_3$ (4 %), что приводит к увеличению оптического поглощения в видимой и ультрафиолетовой областях. Исследованы каталитические свойства: рассчитаны константы скорости фотокаталитического окисления метиленовой сини, выявлено, что наибольшей активностью обладает композиция $\text{TiO}_2\text{-WO}_3$ (4 %).

Сегодня оксид титана TiO_2 считается наиболее эффективным и экологически чистым фотокатализатором. Он широко используется для фоторазложения органических загрязнителей, таких как фенолы, хлорофенолы, пестициды, гербициды, бензолы, спирты, красители, фармацевтические препараты, гуминовые кислоты, органические кислоты и др. [1], СО [2], также для создания фотоактивированных тонких пленок и покрытий, обладающих фотокаталитическими самоочищающимися и антитуманными свойствами [3, 4]. Известно, что нанокристаллы анатаза по сравнению с другими модификациями диоксида титана обладают повышенными фотокаталитическими свойствами. Температурный интервал стабильности анатаза ограничен из-за необратимой трансформации его в рутил при нагреве свыше 600-800°C, однако повысить температуру фазового перехода и улучшить каталитические свойства можно за счет уменьшения размера частиц или введения легирующих элементов. [4, 5]. Выявлено, что для наночастиц TiO_2 менее 25 нм, ширина запрещенной зоны монотонно уменьшается (от 3.2 эВ до 2.7 эВ), вплоть до размеров наночастиц порядка 10 нм [6]. Направлением для улучшения сенсбилизации TiO_2 к солнечному свету является поиск таких соединений, в которых был бы возможен эффективный транспорт электронов в TiO_2 под действием видимого света, это возможно путем формирования гетероструктур, или формирования композиций TiO_2 с благородными металлами или оксидами [7, 8, 9].

В данной работе оценивалось влияние примеси WO_3 (0.35, 1.25, 2.5 и 4 мол.%) на структуру, оптические и фотокаталитические свойства $\text{TiO}_2 - \text{WO}_3$ композиций полученных при гидротермальном синтезе.

Гидротермальный синтез проводили в стальном автоклаве с тефлоновым вкладышем объемом 50 мл. В качестве прекурсоров были использованы металлоорганические соединения титана и вольфрама. Для синтеза композиций TiO_2/WO_3 их смешивали в мольных отношениях 0.35, 1.25, 2.5 и 4 %. Полученные смеси выдерживали изотермически в автоклаве при 130 °С в течение 48 ч. После этого составы высушивали 12 ч при 80 °С, а затем отжигали для удаления органического остатка при динамическом нагреве до 350 °С в течение 72 ч. Синтезированные порошки обозначены в соответствии с молярными отношениями $\text{TiO}_2:\text{WO}_3$ в исходных смесях. Размер и форма частиц исследованы с помощью растрового электронного микроскопа (СЭМ) Hitachi SU-70. Фазовый состав установлен методом рентгеноструктурного анализа (РСА) с помощью дифрактометра ДРОН-7 Удельная поверхность синтезированных порошков оценена на анализаторе Sorbi 4.1 по тепловой адсорбции азота с погрешностью ≤ 4 %. Для измерения оптических

спектров образцов в диапазоне 200—500 нм использован спектральный комплекс на базе монохроматора МДР-41 и приставки диффузного отражения по схеме падающий луч 0° —отраженный луч 45° (дифракционная решетка 3000 штр/мм, скорость съемки 70 нм/мин, шаг регистрации спектра 0.05 нм, источник излучения — дейтериевая лампа). Фотокаталитическую активность синтезированных композиций исследовали путем разложения водного раствора метиленового синего под действием полихроматического света со спектральным максимумом - 500 нм. В качестве источника фотостимулирующего излучения использовали металлгалогеновую лампу SYLVANIA HSI-TD 150W Aqua Arc UVS на расстоянии 30 см от поверхности фотокаталитического раствора. Перед облучением, раствор перемешивали в течение 1ч, для установления равновесия адсорбции-десорбции. Процессы адсорбции-десорбции, а также фотокатализа проводились при постоянной температуре (25°C). Снижение концентрации метиленовой сини в процессе фотокатализа оценивалось в автоматическом режиме с дискретностью в 1 минуту посредством экспериментального автоматизированного фотокаталитического комплекса разработанного в ФГБУН ИМ ХНЦ ДВО РАН (г. Хабаровск).

На рис. 1 представлены СЭМ микрофотографии порошков TiO_2 и композиций $\text{TiO}_2\text{-WO}_3$. Частицы диоксида титана имеют округлую форму. Средний диаметр частиц TiO_2 без добавки WO_3 равен 25 ± 3 нм, а их удельная поверхность составляет 63 м²/г. По данным рентгеноструктурного анализа все наблюдаемые рефлексы на дифрактограмме диоксида титана соответствуют анатазу – записи 21-1275 в базе данных PDF-2. С ростом концентрации оксида вольфрама в системе $\text{TiO}_2\text{-WO}_3$ средний диаметр наночастицы уменьшается до 15 нм, при этом наблюдается тенденция к образованию агломератов с поперечным размером от 50 нм (Рис. 1). Удельная поверхность допированных порошков при этом увеличивается от 88.5 м²/г (WO_3 1%), до 156.5 м²/г (WO_3 2.5%) и 200 м²/г (WO_3 4%).

Оптические свойства полученных порошков изучали на основе анализа спектров диффузного отражения в диапазоне 250-500 нм. Коэффициент отражения R был рассчитан как отношение экспериментальных зависимостей интенсивностей отраженного света для исследуемого образца к спектру оксида магния, который использовали в качестве белого (непоглощающего) стандарта. На рис. 2а изображены зависимость R от длины волны отраженного излучения λ .

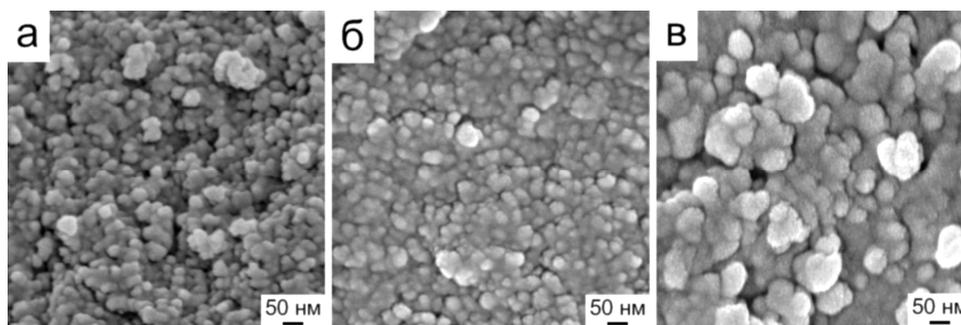


Рис. 1. СЭМ-микрофотографии синтезированных частиц:
а) TiO_2 ; б) TiO_2/WO_3 (1,25%); в) TiO_2/WO_3 (4%).

На основе отражательных зависимостей $R(\lambda)$ был вычислен коэффициент поглощения α с использованием функции Кубелка-Мунка [11]. Используя спектральные данные об отражательной способности порошков TiO_2/WO_3 , были построены графики функции $(EF(R))^{1/2}$ от энергии E (Рис. 2б). Экстраполяцией линейного участка данных зависимостей до оси абсцисс была определена ширина запрещенной зоны E_g , значения которой представлены в таблице 1. Величина $E_g = 3.15$ эВ для наночастиц анатаза лежит в диапазоне, известном из литературных данных [11]. При увеличении концентрации легирующего соединения - оксида вольфрама до 4% ширина запрещенной зоны уменьшается до 2.91 эВ.

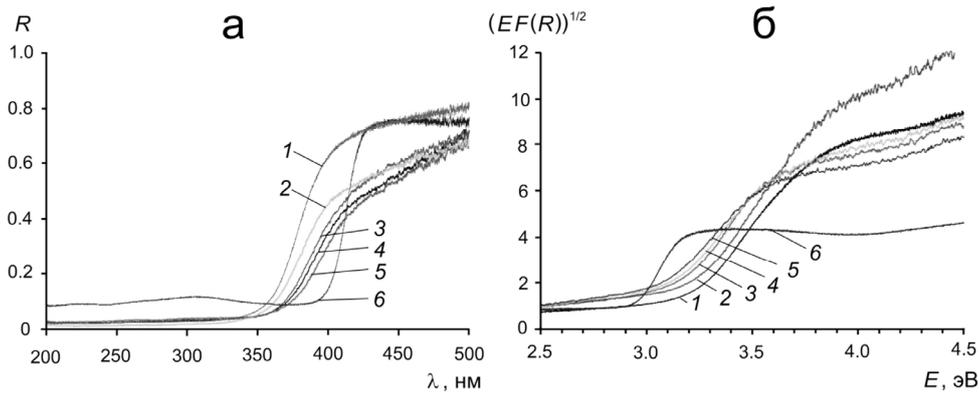


Рис. 2. (а) Спектры диффузного отражения и (б) зависимости $(EF(R))^{1/2} = f(E)$: 1 - TiO_2 ; 2 - TiO_2/WO_3 (0.35%); 3 - TiO_2/WO_3 (1.25%); 4 - TiO_2/WO_3 (2.5%); 5 - TiO_2/WO_3 (4%); 6 – после нагрева до 1100°C .

Была изучена кинетика окисления метиленовой сини в течение времени обработки раствора катализатором было применено уравнение скорости реакции псевдо первого порядка на основе уравнения [12]

$$-\frac{dc}{dt} = kc \quad (1)$$

где, t – время окисления, k – константа скорости, C – концентрация метиленовой сини в момент времени t ; C_0 – исходная концентрация.

$$-\ln\left(\frac{c}{c_0}\right) = k_1 t \quad (2)$$

Линейные регрессии получены путем построения графика $\ln(c/c_0) = f(t)$ использовались для оценки k_1 . Фотокаталитическая активность композиций оценивалась с использованием приведенной к площади удельной поверхности ($S_{\text{БЭТ}}$) константы скорости реакции (k_s) согласно уравнению (6).

$$k_s = \frac{k_1}{S_{\text{БЭТ}} \cdot c_w} \quad (3)$$

где c_w – масса фотокаталитического порошка.

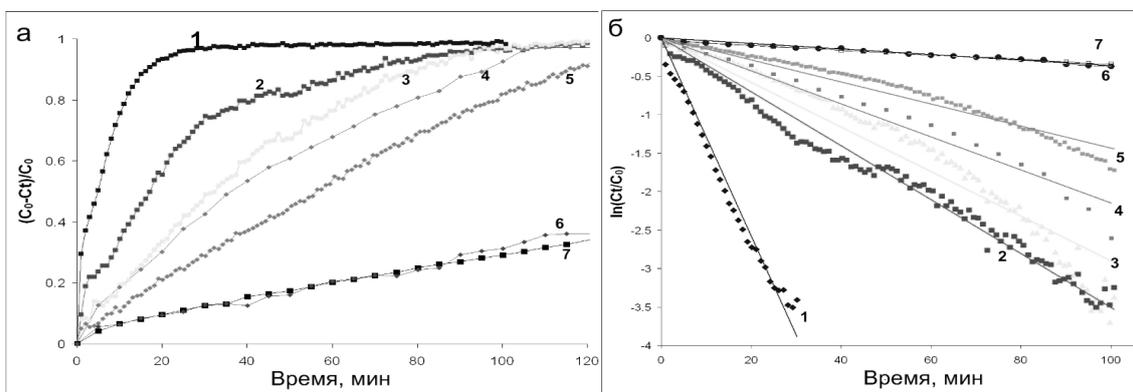


Рис. 3. Кривые окисления метиленовой сини: 1 - TiO_2/WO_3 (4%); 2 - TiO_2/WO_3 (2.5%); 3 - TiO_2/WO_3 (1.25%); 4 - TiO_2 –анатаз; 5 - TiO_2/WO_3 (0.35%); 6 - TiO_2 –рутил; 7 – метиленовая синь без катализатора

Результаты расчетов приведены в таблице 1.

Таблица 1

Свойства полученных фотокатализаторов

Фотокатализатор	E_g , eV	$S_{\text{ВЕТ}}$ м ² г ⁻¹	k_1 мин ⁻¹	Коэффициент детерминации	k_s мин ⁻¹ м ⁻²
TiO ₂ рутил	2.89	20	0.037	0.9648	0.0185
TiO ₂ анатаз	3.15	95	0.0215	0.9597	0.009053
TiO ₂ -WO ₃ (0.35%)	3.11	80	0.0143	0.9585	0.00715
TiO ₂ -WO ₃ (1.25%)	3.04	120	0.029	0.9324	0.00703
TiO ₂ -WO ₃ (2.5%)	2.98	160	0.0351	0.9799	0.008509
TiO ₂ -WO ₃ (4%)	2.91	203	0.1286	0.9875	0.02534

На рис. 3 (а, б) приведены кинетические кривые окисления метиленовой сини в присутствии катализаторов и кривая 7 не каталитического разложения под действием света. Константа скорости некаталитического разложения совпадает со значением константы скорости в присутствии рутила, это свидетельствует об отсутствии каталитической активности рутила в данных условиях эксперимента (Рис.3а). Для учета влияния удельной поверхности на активность катализаторов сначала рассчитали константу скорости k_1 , а затем приведенную k_s (Рис. 3б, табл. 1). Композиции, содержащие 0.35 до 2.5 мол.% WO₃ допанта проявляют каталитическую активность, сопоставимую с таковой анатаза. Для этих систем наблюдается монотонное увеличение скорости реакции фотоокисления (Рис. 4), вероятно благодаря расширению области собственного поглощения за счет смещения «красного» края в видимую область спектра (Рис. 2). По-видимому, добавка 0.35-2.5 мол.% WO₃ определяет формирование дефектов приводящих к увеличению рекомбинационных потерь, что наиболее выражено для композиции TiO₂-WO₃ (0.35%), чем и объясняется их не высокая каталитическая активность.

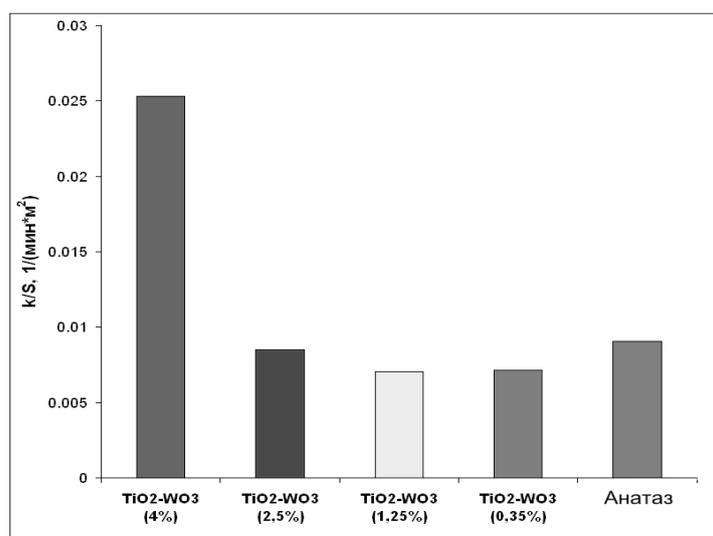


Рис. 4. Скорость реакции фотоокисления

Необходимо отметить, что, несмотря на увеличение удельной поверхности композиций, приведенная константа скорости k_s образцов мало изменяется, следовательно, наблюдаемый рост поверхности не сопровождается образованием дополнительного количества активных центров фотокатализа. Напротив, для $\text{TiO}_2\text{-WO}_3$ (4%) характерен рост активности за счет увеличения доли каталитически активной поверхности.

Работа поддержана грантом 15-1-4-0040 в рамках программы фундаментальных исследований ДВО РАН «Дальний Восток».

ЛИТЕРАТУРА

1. Kamat P.V. TiO_2 Nanostructures: Recent Physical Chemistry Advances // J. Phys. Chem. C. -2012, Vol. 116. - pp. 11849–11851.
2. Grigorieva A. V., Goodilin E. A., Derlyukova L. E., Anufrieva T. A., Tarasov A. B., Dobrovolskii Y. A., Tretyakov Y. D.. Titania nanotubes supported platinum catalyst in CO oxidation process // Applied Catalysis A: General 362. - 2009. - pp. 20–25.
3. Štangar U. L., Tasbini M., Fresno F., Kete M., Gasparotto A., Maccato C., Barreca D.. Self-cleaning and anti-fogging surfaces based on nanostructured metal oxides // Advances in Science and Technology Vol. 91. – 2014. - pp. 39-47.
4. Kumar S. G., Devi L. G.. J. Phys. Chem. A. 115. -2011. pp. 13211–13241
5. Hanaor D.A.H., Assadi M.H.N., S.Li, Yu A., Sorrell C.C.. Ab Initio Study of Phase Stability in Doped TiO_2 // Computational Mechanics Vol. 50. (2) - 2012. P. 185-194.
6. Baifu X., Jing L., et al., Effects of Simultaneously Doped and Deposited Ag on the Photocatalytic Activity and Surface States of TiO_2 // J. Phys. Chem. B. Vol. 109. -2005. – P. 2805.
7. Davide Cozzoli P., Fanizza E., Comparelli R, Curri M. L., Agostiano A.. Role of Metal Nanoparticles in TiO_2/Ag Nanocomposite-Based Microheterogeneous Photocatalysis // J. Phys. Chem. B. Vol. 108. – 2004. pp. 9623-9630.
8. Jian-mei Liu, Xing-hua Zhou, Zhong-qi Zhu, Jin Zhang, Qing-ju Liu. Synthesis and Properties of Carbon and Yttrium Co-doped TiO_2 Photocatalyst // Materials Science Forum Vols. Vol. 809-810. - 2015. pp 831-836.
9. Félix Galindo-Hernández, Ricardo Gómez. Fourier Electron Density Maps for Nanostructured TiO_2 and $\text{TiO}_2\text{-CeO}_2$ Sol-gel Solids // Journal of Nano Research. Vol. 5 – 2009. pp 87-94.
10. Mattsson A., Leideborg M., Persson L., Westin G., Oxygen Diffusion and Photon-Induced Decomposition of Acetone on Zr- and Nb-Doped TiO_2 Nanoparticles // J. Phys. Chem. C. Vol. 113. – 2009. pp. 3810–3818.
11. Asahi R., Taga Y., Mannstadt W., Freeman A. J.. Phys. Rev. B. Vol. 61 – 2000. P. 7459.
12. Herrmann J.-M. Photocatalysis fundamentals revisited to avoid several misconceptions // Applied Catalysis B: Environmental, Vol. 99. -2010. P. 461.

СЕПАРАЦИЯ НАНОЧАСТИЦ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В. И. Иванов, Г. Д. Иванова, В. И. Крылов, В. К. Хе

ФГБОУ ВО «Дальневосточный государственный университет путей сообщения»
г. Хабаровск, E-mail: khe@ngs.ru

Рассматривается теоретическая модель разделения наночастиц по размерам при помощи внешнего однородного лазерного воздействия в жидкой среде. Получено выражение для распределения концентрации частиц в одномерном случае аналитического решения задачи светиндуцированного массопереноса.

В промышленности и научно-прикладных исследованиях физико-химических свойств жидких и газообразных сред используют разные способы разделения смешанных объёмов разнородных частиц (смеси, жидкости разной плотности, эмульсии, твёрдые материалы, взвеси, твёрдые частицы или капельки в газе) в зависимости от размеров исследуемых веществ либо осаждение в гравитационном поле, либо центрифугирование [1].

В гравитационном поле способны осаждаться только достаточно крупные частицы, не подверженные тепловому (броуновскому) движению. Установившаяся скорость осаждения частиц зависит от массы, размера и формы частиц, вязкости и плотности среды. При этом, чем больше масса и размеры частиц, тем больше скорость оседания. Для более мелких частиц, например, молекул природных и синтетических полимеров, обычно используют центрифугирование.

Сепараторы, работающие на основе выше приведенных способов, имеют достаточно громоздкие (крупногабаритные) по исполнению конструкции, что в условиях минимизации приборов, не всегда удобно использовать в полевых условиях. Данная работа посвящена модели сепарации наночастиц световым полем, являющейся альтернативной выше приведенным методам, позволяющей создавать компактные сепараторы мелких частиц.

Рассмотрим прозрачную наносuspension, освещаемую потоком лазерного излучения с однородным распределением интенсивности (Рис.1). На наночастицу действует сила светового давления:

$$F_p = AI_0 \quad (1)$$

где I_0 - интенсивность света,

$$A = \frac{128\pi^5 a^6}{3c_0 \lambda^4} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) n_1, \quad (2)$$

$$m = n_2 / n_1 \quad (3)$$

где n_1, n_2 - показатели преломления веществ дисперсионной и дисперсной сред соответственно, $\mu = (6\pi\eta a)^{-1}$ - коэффициент подвижности частиц, η - вязкость жидкости, a - радиус частицы, λ - длина волны излучения, c_0 - скорость света.

Индукцированное световое давление приводит к изменению концентрации частиц, описываемой следующим уравнением [2]:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D\nabla^2 C - \text{div}(\vec{V}C), \quad (4)$$

где скорость частицы $\vec{V} = \mu \vec{F}_p$, $C(z, t)$ - массовая концентрация дисперсных частиц, D - коэффициент диффузии. В одномерном случае скорость наночастиц в жидкой среде

удобно представить в виде $V = \gamma I_0$, где $\gamma = \left(64\pi^2 n_1 (m^2 - 1)(m^2 + 2)^{-1}\right) / (9c_0 \lambda^4 \eta)$.

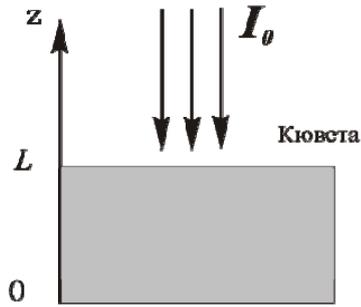


Рис. 1. Схема оптической сепарации наночастиц

Решение уравнения (4) на участке $z \in [0, l]$ с учетом отсутствия потока частиц на верхней и нижней границах[3]:

$$C(z', t') = C_0 u \left\{ \frac{e^{uz'}}{(e^u - 1)} + e^{0,5uz'} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2(k\pi)^2 [1 - (-1)^k e^{-0,5u}]}{(k^2 \pi^2 + u^2 / 4)^2} \left[\frac{u}{(2k\pi)} \sin(k\pi z') + \cos(k\pi z') \right] e^{-(k^2 \pi^2 + u^2 / 4)t'} \right\}, \quad (5)$$

где C_0 - начальная концентрация наночастиц, $u = Vl/D$, l - высота кюветы,

$t' = Dt/l^2$, $z' = z/l$. Как показывает анализ этого выражения установление равновесия фактически происходит уже при $t' = 1$ (для $u = 3$).

В стационарном режиме выражение (5) можно представить в виде зависимости концентрации частиц от интенсивности излучения и высоты:

$$C(z', I_0) = \gamma l D^{-1} C_0 I_0 \frac{\exp(\gamma l z' I_0)}{(\exp(\gamma l I_0 / D) - 1)} \quad (6)$$

На рис. 2 показана расчетная зависимость концентрации наночастиц на полувысоте кюветы от интенсивности излучения в стационарном режиме.

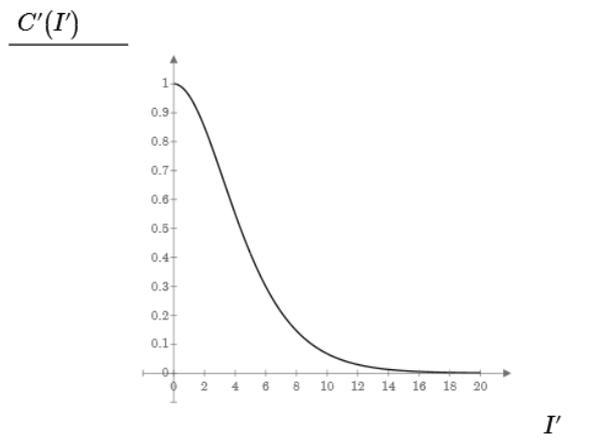


Рис. 2. Зависимость концентрации наночастиц на полувысоте кюветы от интенсивности излучения (в отн. ед.)

На рис. 3 показана зависимость относительной концентрации наночастиц в световом поле от высоты для двух наносuspензий, радиусы частиц в которых отличаются в 2 раза. Видно, что для частиц с меньшим радиусом концентрация C_2 практически не отличается от первоначальной, в то время как для больших частиц C_1 резко падает с высотой. Это связано с резкой зависимостью (как радиус в 5-й степени) скорости осаждения от радиуса частицы, что, как мы считаем, может позволить значительно более эффективно разделять полидисперсные смеси.

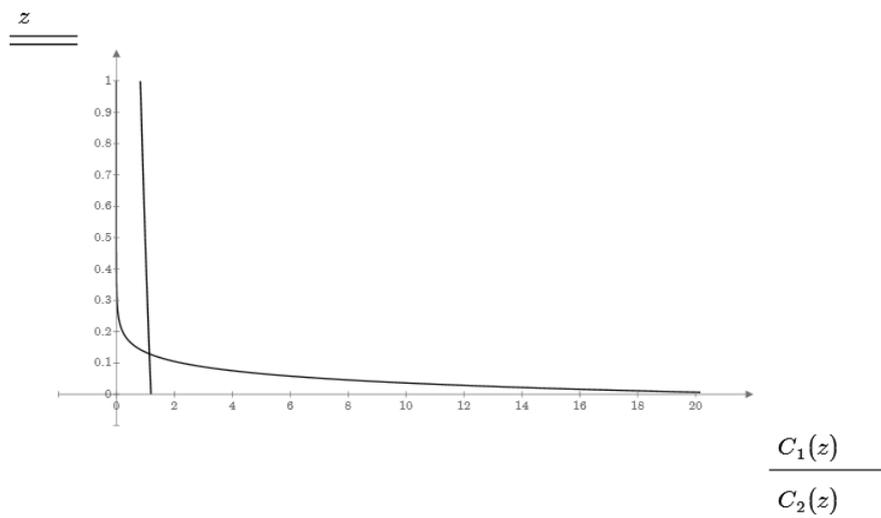


Рис. 3. Зависимость относительной концентрации наночастиц в световом поле от высоты для двух наносuspензий, радиусы частиц в которых отличаются в 2 раза

Предложенный метод сепарации наночастиц актуален при исследовании дисперсных жидкофазных сред, а также для оптической диагностики таких сред [4-8], как альтернативный методу центрифугирования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рафиков С. Р., Павлова С. А., Твердохлебова И. И. Методы определения молекулярных весов и полидисперсности высокомолекулярных соединений. — М.: 1963.
2. Де Гроот, Мазур П. Неравновесная термодинамика. -М.: Мир, 1964. - 565 с.
3. Крылов В. И., Рухадзе А. А. Об одном частном решении уравнения диффузии / Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2016. – №4. – с.43-47.
4. Иванов В. И., Иванова Г. Д., Хе В. К. Термолинзовая спектроскопия жидкофазных двухкомпонентных сред // Вестник ТОГУ. 2011. -№ 4. - С. 43 – 46.
5. Крылов В.И., Иванова Г.Д., Хе В.К.Метод светоиндуцированной псевдо-призмы в наножидкости / Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов, межвуз. сб. науч. тр. / под общей редакцией В. М. Самсонова, Н.Ю. Сдобнякова. – Тверь: Твер. гос. ун-т, 2015. – Вып. 5. - С. 329-334.
6. Иванов В. И., Иванова Г. Д., Хе В. К. Оптическая диагностика полимерных наночастиц / Фундаментальные исследования // № 11-6.- 2015.-С. 1085-1088.
7. V. I. Ivanov, G. D. Ivanova, V. K. Khe. Thermal lens response in the two-component liquid layer/ *Proc. SPIE* 9680, 21st International Symposium Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 968042 (November 19, 2015)
8. Иванова Г. Д., Хе В. К. Светоиндуцированная псевдо-призма в наножидкости //Современные проблемы науки и образования. – 2015. – № 2; URL: <http://www.science-education.ru/131-23639>

ТЕРМОЛИНЗОВЫЙ ОТКЛИК В ТОНКОСЛОЙНОЙ КЮВЕТЕ

В. И. Иванов, Г. Д. Иванова, В. К. Хе

ФГБОУ ВО «Дальневосточный государственный университет путей сообщения»
г. Хабаровск, E-mail: tmeh@festu.khv.ru

В данной работе предлагается новая термолинзовая схема с тонкослойной кюветой, толщина которой значительно меньше размера светового пучка. В результате точного аналитического решения задачи в работе получено выражение для стационарного термолинзового отклика среды с учетом термолинзы в окнах кюветы.

Светоиндуцированная линза часто используется для исследования нелинейно-оптических свойств сред, а также в различных методах оптической диагностики материалов. Наиболее детально разработан метод тепловой линзы, достаточно давно применяемый в термооптической спектрометрии [1-3]. Образованная лазерным пучком в среде линза увеличивает расходимость формирующего ее пучка (или пробного – в двухлучевой схеме), что регистрируется фотоприемником. Обычно в стандартной схеме тепловая задача рассчитывается при учете только радиального теплового потока, что применимо для толстой кюветы, когда поперечный размер луча много меньше длины (толщины) кюветы [4-5]. Однако в ряде случаев возникает необходимость исследования тонкопленочных образцов. Такие задачи могут быть обусловлены, например, интегрально-оптическим исполнением экспериментальной схемы (с целью миниатюризации измерительной ячейки).

В данной работе теоретически исследовано тепловое самовоздействие (термолинзовый отклик) гауссова пучка излучения в тонкослойной кювете.

Рассмотрим однолучевую схему измерения термолинзового сигнала (Рис. 1). Пусть среда с коэффициентом поглощения α находится в тонкой кювете толщиной d . Для гауссова пучка распределение интенсивности падающего излучения в плоскости, перпендикулярной оптической оси z :

$$I = I_0 \exp(-r^2(z)/r_1^2(z)), \quad (1)$$

где $r_1(z) = r_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi r_0^2}\right)^2}$ - радиус пучка на расстоянии z от перетяжки, r - расстояние от оси пучка, λ - длина волны излучения, r_0 - радиус пучка в перетяжке, I_0 - интенсивность излучения на оси в плоскости перетяжки пучка.

Термолинзовый сигнал определяется изменением приосевой интенсивности излучения за экраном

$$\theta_c(t) = \frac{I(t) - I(0)}{I(0)}. \quad (2)$$

Для нахождения параметров тепловой линзы рассмотрим тепловую задачу нагрева среды лазерным пучком. Считая, что для малых толщин слоя среды d и окна кюветы L ($d, L \ll r_1$) можно пренебречь радиальным (вдоль r) тепловым потоком, получаем из одномерную тепловую задачу:

$$c_m \rho_m \partial T_m / \partial t = -\chi_m \partial^2 T_m / \partial z^2 + \alpha I_0 \exp(-r^2 / r_1^2(z_1)), \quad (3)$$

где c_m, ρ_m - удельные теплоемкость и плотность среды, T_m - температура среды, χ_m - коэффициент теплопроводности среды.

Аналогично рассматривается тепловая задача для температуры в окне кюветы T_w :

$$c_w \rho_w \partial T_w / \partial t = -\chi_w \partial^2 T_w / \partial z^2, \quad (4)$$

где c_w, ρ_w, χ_w -т епфизические параметры материала окна.

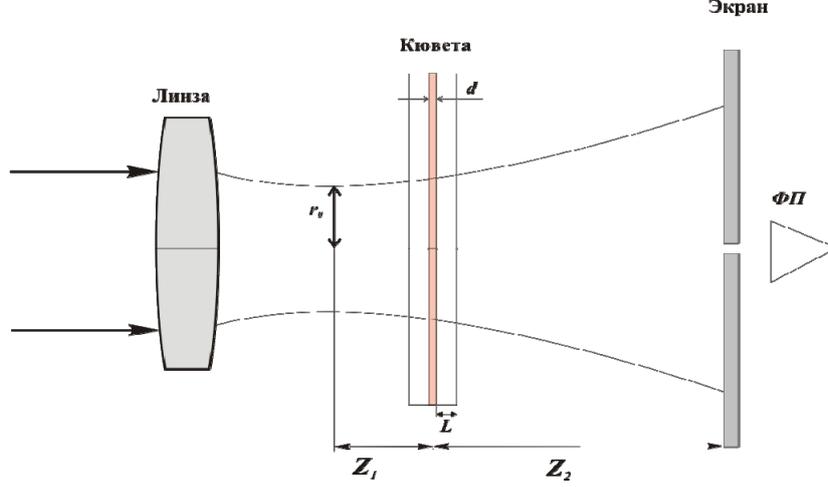


Рис. 1. К расчету термолинзового отклика среды в тонкослойной цилиндрической кювете

Граничные условия на границе кювета-воздух соответствуют, например, конвективному теплообмену:

$$\chi_w (\partial T_w / \partial z)_{z=L+d/2} = \gamma (T_z - T_0). \quad (5)$$

где γ, T_0 -соответственно коэффициент конвективного теплообмена и температура внешней среды, $T_z = T_w(L + d/2)$. На границе раздела среда кювета имеем условия равенства температур и тепловых потоков:

$$T_m(d/2) = T_w(d/2). \quad (6)$$

$$\chi_m (\partial T_m / \partial z)_{z=d/2} = \chi_w (\partial T_w / \partial z)_{z=d/2}. \quad (7)$$

В стационарном режиме имеем следующие решения системы (3-7) для распределения температур в среде T_m^s и окне кюветы T_w^s :

$$T_m^s = T_0 + T(d/2) + \alpha I(r) \chi_m^{-1} \left\{ (d/2)^2 - z^2 \right\}, \quad (8)$$

$$T_w^s = T_0 + T(d/2) + \alpha d I(r) \chi_w^{-1} \left\{ (d/2) - z \right\}, \quad (9)$$

$$T(d/2) = \alpha I(r) d \left(\gamma^{-1} - L \chi_w^{-1} \right). \quad (10)$$

Для расчета термолинзового сигнала используем выражение для линзовой прозрачности кюветы [6]:

$$T = 1 - \frac{2(z_1/l_0) \Phi_{nl}(0)}{(1 + z_1^2/l_0^2)(1 + 3z_1^2/l_0^2)} \quad (11)$$

где $l_0 = \pi r_0^2 / \lambda$, $\Phi_{nl}(0)$ - нелинейный набег фаз в оптической ячейке на оси пучка.

Последний включает два вклада, обусловленных термолинзой в слое среды и в окнах кюветы:

$$\Delta \Phi_{nl}^m(0) = 2 \int_0^{d/2} \left(\frac{\partial n_m}{\partial T} \right) \Delta T_m^s(z, r=0) dz. \quad (12)$$

$$\Delta\Phi_{nl}^w(0) = 2 \int_{d/2}^{(d/2+L)} \left(\frac{\partial n_w}{\partial T} \right) \Delta T_w^s(z, r=0) dz, \quad (13)$$

где $\left(\frac{\partial n_m}{\partial T} \right)$ и $\left(\frac{\partial n_w}{\partial T} \right)$ постоянные для нелинейной среды и материала окна соответственно.

Используя (9-11), получаем:

$$\Delta\Phi_{nl}^m(0) = \alpha I_0 d^2 \{ \gamma^{-1} - L \chi_w^{-1} + d \chi_m^{-1} / 6 \} \left(\frac{\partial n_m}{\partial T} \right). \quad (14)$$

$$\Delta\Phi_{nl}^w(0) = \alpha I_0 d L \{ \gamma^{-1} - L \chi_w^{-1} + \chi_m^{-1} (L + d) \} \left(\frac{\partial n_w}{\partial T} \right) \alpha I_0 \quad (15)$$

Окончательно для стационарного термолинзового сигнала имеем выражение:

$$\theta_c(t = \infty) = \frac{2(z_1/l_0) [\Delta\Phi_{nl}^m(0) + \Delta\Phi_{nl}^w(0)]}{(1 + z_1^2/l_0^2)(1 + 3z_1^2/l_0^2)}. \quad (16)$$

Полученное выражение показывает влияние на величину отклика как теплофизических параметров среды и материала кюветы, так и геометрических размеров оптической ячейки жидкостью. В результате точного аналитического решения тепловой задачи в работе получено выражение для стационарного термолинзового отклика среды с учетом термолинзы в окнах кюветы. Применение данной схемы предпочтительнее для микрокювет с жидкофазными средами, поскольку в таких кюветах существенно ослаблено влияние конвекции на процесс измерения. Полученные результаты актуальны для нелинейной оптики дисперсных жидкофазных сред [7-9], а также для оптической диагностики таких сред (в т.ч. термооптической спектроскопии) [10].

ЛИТЕРАТУРА

1. Гришко В. И., Гришко В. П., Юделевич И. Г. Лазерная аналитическая термооптическая спектрометрия // - Новосибирск.-ИНХ СО РАН.-1992.
2. Иванов В. И., Иванова Г. Д., Хе В. К. Термолинзовая спектроскопия двухкомпонентных жидкофазных сред // Вестник Тихоокеанского государственного университета. – 2011. - № 4. – С. 039-042.
3. Иванов В. И., Иванова Г. Д., Хе В. К. Влияние термодиффузии на термолинзовый отклик жидкофазной дисперсной // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов, межвуз. сб. науч. тр. / под общей редакцией В. М. Самсонова, Н. Ю. Сдобнякова. – Тверь: Твер. гос. ун-т, 2013. – Вып. 5. - С. 112-115.
4. Доронин И. С., Иванова Г. Д., Кузин А. А., Окишев К. Н. Термодиффузия наночастиц в жидкостях // Фундаментальные исследования. - 2014. -№ 6-2. - С. 238-242.
5. Иванов В. И., Кузин А. А., Ливашвили А. И. Термоиндуцированное самовоздействие гауссова пучка излучения в жидкой дисперсной среде // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика. – 2010. – Том 5. - № 1. – С. 5-8.
6. Сухоруков А. П. Дифракция световых пучков в нелинейных средах // Соросовский образовательный журнал. – 1996. - №5. - С. 85-92.
7. Иванов В. И., Ливашвили А. И., Окишев К. Н. Термодиффузионный механизм изменения оптического пропускания двухкомпонентной среды // Известия высших учебных заведений. Приборостроение. – 2008. – Том 51. - № 3. – С. 50-53.
8. Иванов В. И., Илларионов А. И., Коростелева И. А. Обращение волнового фронта при четырехволновом смещении непрерывного излучения в условиях сильного самовоздействия // Письма в Журнал технической физики. 1997. Т. 23. -№ 15. - С. 60-63.
9. Cabrera H., Sira E., Rahn K., Garcia-Sucre M. A thermal lens model including the Soret effect // Applied physics letters. – 2009. – Vol. 94. –P. 051103.
10. Иванова Г. Д., Кирюшина С. И., Мяготин А. В. Динамические голограммы в жидкофазной дисперсной среде // Фундаментальные исследования. – 2014. – № 9-10. – С. 2164-2168.

ДИНАМИЧЕСКИЕ ГОЛОГРАММЫ В ЖИДКОФАЗНОЙ ДИСПЕРСНОЙ СРЕДЕ

С. И. Кирюшина, Г. Д. Иванова

ФГБОУ ВО «Дальневосточный государственный университет путей сообщения»
г. Хабаровск, E-mail: tmeh@festu.khv.ru

Проведен теоретический анализ эффективности записи динамических голограмм в дисперсной жидкофазной среде. Механизм оптической нелинейности среды обусловлен электрострикционными силами, действующими на частицы дисперсной фазы в градиентном световом поле. Полученные результаты актуальны для динамической голографии дисперсных жидкофазных сред, а также для оптической диагностики таких сред, термооптической спектроскопии.

В микрогетерогенной среде с различными показателями преломления компонентов на микрочастицы в электромагнитном поле действуют электрострикционные силы, которые могут быть причиной возникновения концентрационных потоков. Микрочастицы могут втягиваться (если показатель преломления вещества дисперсной фазы больше, чем дисперсионной среды) или выталкиваться (в обратном случае) из областей с большей напряженностью электрического поля электромагнитной волны, что приводит к соответствующей пространственной модуляции оптических свойств среды [1]. Концентрационная нелинейность исследовалась экспериментально и теоретически в различных средах – газах, суспензиях, микроэмульсиях [2-4]. Данный механизм может быть использован для записи динамических голограмм в дисперсных средах [5].

Целью данной работы является теоретический анализ эффективности записи динамических голограмм в нанодисперсной жидкости.

Рассмотрим прозрачную жидкофазную среду с наночастицами, находящуюся под воздействием лазерного облучения. В отсутствие поглощения можем пренебречь термодиффузионными явлениями [6-7]. Пусть распределение интенсивности падающего излучения в плоскости слоя среды имеет вид (такое распределение возникает при интерференции двух плоских волн):

$$I(x) = I + I \cos Kx, \quad -\infty < x < \infty, \quad (1)$$

где I – интенсивность световой волны, $K = 2\pi/\Lambda$ – волновой вектор интерференционной решетки, Λ – ее период, x – координата в плоскости слоя среды. Балансное уравнение, описывающее динамику концентрации наночастиц в жидкофазной среде с учётом электрострикционного потока, можно записать в виде [4]

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla^2 C - \operatorname{div}(\gamma C \nabla I). \quad (2)$$

Здесь приняты следующие обозначения: $C(x, t) = m_0 / m$ – массовая концентрация дисперсных частиц (m_0 – масса наночастиц, m – масса среды), D – коэффициент диффузии, $\gamma = \frac{4\pi\beta D}{\bar{c} n k_B T}$, β – поляризуемость частиц, k_B – постоянная Больцмана, n – эффективный показатель преломления среды, \bar{c} – скорость света в вакууме.

Для малых изменений концентрации частиц можно представить искомую концентрацию в виде суммы невозмущенной части C_0 и возмущенной C_N :

$$C(x, t) = C_0 + C_N(x, t) = C_0(1 + C'(x, t)), \quad (3)$$

$$C'(r, t) = \frac{C_N(x, t)}{C_0} \ll 1. \quad (4)$$

Далее мы опускаем также, учитывая его малость, слагаемое $\sim \nabla C \nabla T$ (сравнивая слагаемые $\nabla I \nabla C \approx \frac{\delta C \cdot \delta I}{I_0^2}$ и $C \cdot \nabla^2 I \approx C \cdot \frac{\delta I}{I_0^2}$, получаем $\delta C \ll C$, что подтверждает правомерность используемого приближения).

В итоге получим задачу:

$$\frac{\partial C'}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C'}{\partial x^2} + \gamma K^2 I \cos(Kx). \quad (5)$$

Решение данного уравнения будем искать в виде:

$$C'(x, t) = \varphi(t) \cos(Kx). \quad (6)$$

После подстановки (6) в уравнение (5) переменные разделяются. Решая полученное уравнение относительно функции $\varphi(t)$ и проводя соответствующие преобразования, получим искомое выражение для $C'(x, t)$:

$$C'(x, t) = \frac{\gamma q}{D} [1 - \exp(-K^2 D t)] \cos(Kx) \quad (7)$$

Для стационарного режима, используя (3), (5), (4) получаем:

$$C_s(x, t) = \alpha C_0 \cos(Kx) \quad (8)$$

Физический смысл использованного здесь параметра α становится понятным при введении интенсивности насыщения $I_s = \gamma^{-1} D$, при которой изменение концентрации становится сравнимым с начальной ее величиной). Безразмерный параметр $\alpha = I/I_s$ показывает превышение интенсивности над интенсивностью насыщения, когда $C_s(x, t) \approx C_0$. В приближении малых интенсивностей амплитуда модуляции концентрации дисперсных частиц прямо пропорциональна интенсивности излучения. Поэтому нелинейные свойства среды можно описывать коэффициентом кубичной нелинейности $n_2 = (\partial n / \partial I)$ [8].

Для частиц с радиусом, много меньшим длины волны излучения λ , показатель преломления среды пропорционален концентрации частиц [9]:

$$n = n_1 (1 + \phi \delta), \quad (9)$$

где $\delta = (n_2 - n_1) n_2$; n_1 и n_2 - показатели преломления вещества дисперсионной среды и дисперсной фазы соответственно, $\phi = (4/3) \pi r^3 C$ - объемная доля дисперсной среды, r - радиус микрочастиц.

Тогда эффективный параметр кубичной нелинейности среды:

$$n_2^{eff} = \phi n_1 \delta (\partial C_s / \partial I). \quad (10)$$

Для суспензии латексных частиц ($r = 0,234 \text{ мкм}$) в воде коэффициент нелинейности среды для видимого спектрального диапазона равен $n_2 = 3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{Вт}$ [10].

Мы для оценки эффективности записи динамической голограммы, наряду с n_2 , предлагаем использовать более информативный параметр - голографическую чувствительность по энергии:

$$N_{2E} = 2\pi n_2 (\tau\alpha\lambda)^{-1} [m^2 / Дж], \quad (11)$$

где α - коэффициент поглощения (или рассеяния) среды. Последний параметр учитывает ещё и тот фактор, что эффективность голограммы зависит от её толщины, которая ограничена поглощением или рассеянием среды (обычно величина $\chi^{(3)} \sim \alpha$), и длины волны излучения. Для объемной голограммы величина данного параметра соответствует минимальной энергии записывающего излучения, необходимой для изменения оптической толщины слоя среды на длину волны излучения и прямо характеризует дифракционную эффективность голограммы.

Подставляя в (11) выражения (8-9), получаем:

$$N_{2E} = 2\pi\phi n_1 \delta\gamma (\tau\alpha\lambda D)^{-1} [m^2 / Дж], \quad (12)$$

Полученное окончательное выражение позволяет более корректно сравнивать различные среды и механизмы нелинейности, а также представляет интерес для методов оптической диагностики дисперсных жидкостей [10-12].

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов В. И., Ливашвили А. И., Лобов А. И., Симаков С. Р. Динамические голограммы в микрогетерогенных жидкофазных средах // Оптический журнал. - 2004. - № 9. - С. 236.
2. Smith, P. W., Ashkin A., Tomlinson W.J. Four - wave mixing in an artificial Kerr medium // Opt. Lett. -1981. V.6. -N.6. -P. 284-286.
3. Иванов В. И., Иванова Г. Д., Кирюшина С. И., Мяготин А. В. Микрогетерогенные среды для динамической голографии // Фундаментальные исследования. – 2014. – № 12-12. – С. 2580-2583.
4. Воробьева Е. В., Ивахник В. В., Савельев М. В. Пространственно-временные характеристики квазивырожденного преобразователя излучения в прозрачной двухкомпонентной среде Известия высших учебных заведений. Физика. 2015. Т. 58. № 11-3. С. 162-163.
5. Иванова Г. Д., Кирюшина С. И., Мяготин А. В. Динамические голограммы в наносuspензии // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов, межвуз. сб. науч. тр. / под общей редакцией В. М. Самсонова, Н. Ю. Сдобнякова. – Тверь: Твер. гос. ун-т, 2014. – Вып. 6. - С. 122-125.
6. Иванов В. И., Ливашвили А. И. Эффект Дюфура в дисперсной жидкофазной среде в поле гауссова пучка // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов, межвуз. сб. науч. тр. / под общей редакцией В. М. Самсонова, Н.Ю. Сдобнякова. – Тверь: Твер. гос. ун-т, 2013. – Вып.5. - С. 116-119.
7. Ливашвили А. И., Иванова Г. Д., Хе В. К. Стационарный термолинзовый отклик наножидкости // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. – 2014. – №6. – С. 227-230.
8. Иванов В. И., Ливашвили А. И., Окишев К. Н. Электрострикционный механизм самовоздействия излучения в жидкости с наночастицами // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия «Физика». – 2009. – Т. 4. – № 2. – С. 58-60.
9. Иванов В. И., Иванова Г. Д., Хе В. К. Оптическая диагностика полимерных наночастиц // Фундаментальные исследования. – 2015. – № 11-6. – С. 1085-1088.
10. Бетин А. А., Жуков Е. А., Митропольский О. В. Отражение излучения CO₂ -лазера при вырожденном четырёхволновом взаимодействии в жидкостях // Квантовая электроника. – 1985. – Т. 12, № 9. – С. 1890.
11. Иванов В. И., Иванова Г. Д., Кирюшина С. И., Мяготин А. В. Нанодисперсные среды для динамической голографии // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2015. – Т. 58. – № 11-3. – С. 153-156.
12. Иванов В. И., Карпец Ю. М. Перспективные среды для динамической голографии // Вестник ДВО РАН. -2003. -№ 1. -С. 93-97.

СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В КАТУШКАХ МАЛОГО РАЗМЕРА С ПОМОЩЬЮ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

О. Ю. Комина, Е. А. Жуков, А. В. Каминский

ФГБОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет»
г. Хабаровск, E-mail: komina.o.y@gmail.com

Предложен способ измерения напряженности магнитного поля в катушках Гельмгольца малого размера с помощью пластины слабого ферромагнетика и электромагнитов, создающих градиентное магнитное поле с известным значением градиента.

В настоящее время широкое развитие получила новая самостоятельная область электрических измерений – магнитные измерения, в которые часто используются ферромагнитные материалы. В простых случаях определение значения магнитного поля возможно путем аналитических вычислений, однако в более сложных ситуациях аналитические вычисления значения магнитного поля не обеспечивают достаточную точность, т.к. предполагают ряд допущений.

При измерении напряженности магнитного поля H используются различные преобразователи магнитных величин в электрические. При использовании известных бесконтактных способов (например, измерение датчиком Холла) чувствительность измерений зависит от расстояния между источником магнитного поля и датчиком. Если диаметр катушек очень мал (меньше размеров самого датчика – менее (1×1) мм²), то датчик размещают вблизи или непосредственно на катушке. В этом случае получить точное значение не получится. Также имеются другие известные устройства [1], [2], но в большинстве случаев они имеют очень сложную конструкцию и требуют больших дополнительных калибровочных измерений.

Наиболее близким по технической сущности и достигаемому результату является способ определения градиента магнитного поля с помощью двух магнитопроводов [3], по которым протекает постоянный ток, создающие градиентное поле в зазоре между ними, тонкой пластинки из магнитокристаллического магнитоодноосного оптически прозрачного материала. Для измерения используют однородное магнитное поле от обмотки соленоида, имеющего определенную величину. Недостатком данного способа является ограничение в точности измерения магнитного поля соленоида. В настоящей работе представлен способ измерения напряженности магнитного поля в катушках Гельмгольца малого размера с помощью пластины слабого ферромагнетика и электромагнитов, создающих градиентное магнитное поле с известным значением градиента, лишенный указанных выше недостатков. На рисунке 1 представлена схема устройства. Оно состоит из магнитоодноосной оптически прозрачной пластины слабого ферромагнетика, размещенной между катушками Гельмгольца, включенными согласно попарно, связанными с источником постоянного напряжения. Они помещаются между электромагнитами для создания прямолинейной доменной границы в однородно намагниченной доменной области катушек Гельмгольца и в градиентное магнитное поле с известным значением $grad H$.

Принцип работы устройства

Измерения проводятся следующим образом (см. рис. 1): два электромагнита (4) с помощью обмоток, подключенных к источнику постоянного тока (10), создают градиентное магнитное поле с известными значениями напряженностей в зазоре между ними, поскольку направления потоков в магнитопроводах взаимно противоположны. В зазоре между электромагнитами помещают пластинку (6) из монокристаллического магнитоодно-

осного оптически прозрачного материала (ортоферрит иттрия) со сформировавшейся плоской доменной границей (рис. 2), которая образована двумя противоположно намагниченными областями. На пластинку поступает луч лазера (1). С помощью поляризатора (2), анализатора (7) и линз (3) увеличенное изображение доменной структуры выводят на экран (8).

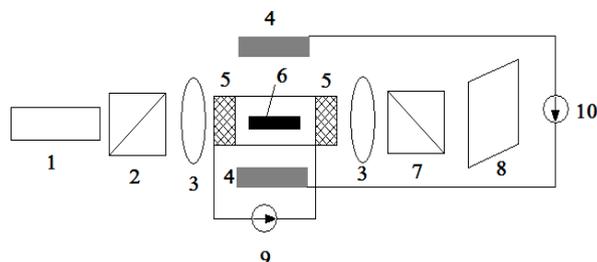


Рис. 1. Схема устройства для измерения магнитного поля. 1 – лазер, 2 – поляризатор, 3 – линзы, 4 – электромагниты, 5 – катушки Гельмгольца, 6 – пластинка ортоферрита иттрия, 7 – анализатор, 8 – экран, 9 и 10 – источники постоянного тока

Катушки Гельмгольца (5) при включении постоянного тока с помощью источника (9) создают однородное магнитное поле, перпендикулярное плоскости пластины. Когда на намагниченную пластинку воздействуют этим полем, доменная граница смещается в сторону. Далее включают градиентное магнитное поле с известной величиной, которое возвращает ДГ в изначальное положение, т.е. компенсирует поле, создаваемое катушками, при этом известное значение градиентного поля $grad H$ равно значению скомпенсированного магнитного поля H .

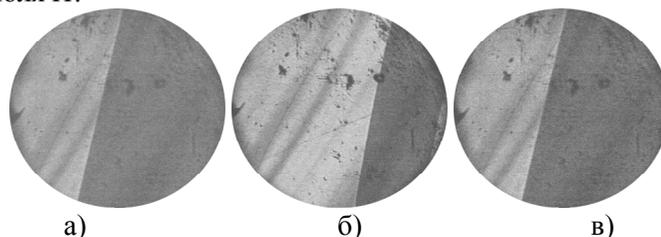


Рис. 2. Фотография статической доменной границы

На рисунке 2 приведены фотографии доменной структуры в кристалле, полученные с помощью магнитооптического эффекта Фарадея [4] в равновесном состоянии (рисунок 2, а), при включении постоянного магнитного поля (рисунок 2, б) и при компенсации его градиентным магнитным полем (рисунок 2, в). Представленный способ измерения магнитного поля, по сравнению с известными прототипами, имеет простую конструкцию и не требует больших дополнительных калибровочных измерений. Он может быть использован для повышения чувствительности и точности и упрощения процесса измерения параметров магнитных полей катушек магнитных отклоняющих систем, в том числе наноразмерных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пат. 2005310 РФ. Устройство для определения магнитных полей / В. И. Дроздова, Г. В. Шагрова // № 4882430/21, заявл. 12.11.1990, опубл. 30.12.1993, Бюл. № 47-48. – 5 с.
2. З. Хвалин А.Л. Трёхкомпонентный датчик магнитного поля на сферическом жиг резонаторе // Вестник Тихоокеанского государственного университета. – 2015. – № 3. – С. 33-40.
3. Пат. 434343 СССР. Способ определения градиента магнитного поля / А. Г. Жучков, В. Г. Клепарский, А. И. Лапшин, С. Н. Матвеев, В. Д. Мочалов // № 1899418/26-25, заявл. 30.03.1973, опубл. 30.06.1974, Бюл. № 24. – 2 с.
4. Komina O. Y., Zhukov E. A., Kaminsky A.V., Scherbakov Yu.I. Domain wall dynamics in yttrium orthoferrite in weak magnetic fields // Modern materials and technologies. – 2013. – № 1. – P. 146-151.
5. Пат. 2584720 РФ. Способ измерения магнитного поля / О. Ю. Комина, Е. А. Жуков, М. Е. Адамова, А.В. Каминский, Ю. И. Щербаков // № 2015113263/28, заявл. 09.04.2015, опубл. 20.05.2016. – 5 с.

ПИРОЭФФЕКТ В ОБЛУЧЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТА

И. Б. Копылова

ФГБОУ ВО «Амурский государственный университет»

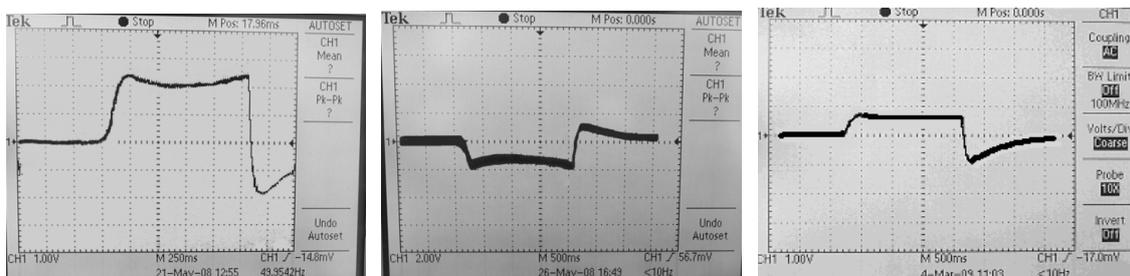
г. Благовещенск, E-mail: kopylovaib@list.ru

Модернизация свойств сегнетоэлектриков может осуществляться облучением кристалла электронами. В статье приводятся результаты исследования пирорезонанса в кристалле после облучения.

Результат облучения кристалла электронами зависит от многих факторов: толщины образца, энергии электронов, предварительной поляризации. Облучение кристалла триглицинсульфата толщиной до 1 мм проводилось двумя способами: предварительно кристалл поляризовался в направлении естественной поляризации и против естественной поляризации. Затем кристалл облучался в колонне растрового электронного микроскопа. Если кристалл заполяризован против естественной поляризации, то во время облучения происходила переполяризация кристалла, что фиксировалось с помощью самописца [1].

После облучения кристалла на его поверхности появляется слой, отличающийся по свойствам от остального кристалла, то есть образуется двухслойная структура, для которой характерна униполярность, что можно наблюдать на петлях диэлектрического гистерезиса [2]. При энергии электронов 30 Эв толщина облученного слоя составляет несколько микрон. Наличие облученного слоя приводит к изменению основных характеристик кристалла.

Исследование кристаллов методом динамического пирорезонанса позволило наблюдать эволюцию облученных кристаллов в течение длительного времени. Суть метода состоит в подаче световых импульсов определенной частоты на облученный кристалл. В данном эксперименте частота импульсов составляла 2 Гц. Пироимпульсы наблюдались на экране электронно-лучевого осциллографа. Пироимпульсы кристаллов, которые переполяризовались под действием электронного луча имели отрицательную полярность. Пироимпульсы кристаллов, предварительно заполяризованных в направлении естественной поляризации – положительную (рис. 1а, б, в).



а)

б)

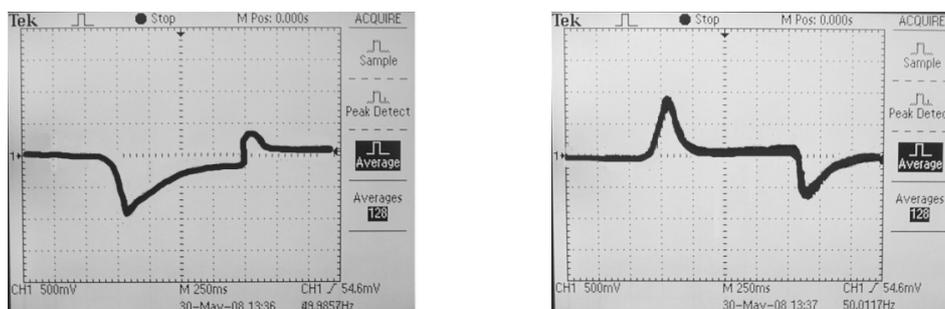
в)

Рис. 1. Пироимпульсы: а) необлученного кристалла; б) облученного кристалла, заполяризованного против естественной поляризации; в) облученного кристалла, заполяризованного по естественной поляризации

Пироимпульсы снимались с кристаллов в течение длительного времени. Наблюдалось изменение амплитуды и формы пироимпульсов. Амплитуда пироимпульсов увеличивается, форма приближается к форме пироимпульсов необлученного кристалла, но полностью не восстанавливается. Процессы релаксации в облученном кристалле практически прекращаются к концу третьих суток после облучения.

Кристаллы освещались также со стороны необлученного слоя. Амплитуда импуль-

сов изменялась аналогичным образом. Из чего следует, что наличие облученного слоя приводит только к изменению параметров переключения кристалла. Через четверо суток начинается новая трансформация формы пироотклика. При этом для обеих сторон пироимпульсы имеют два ярко выраженных пика противоположной полярности (рис.2 – а, б). Такая реакция кристалла, возможно, обусловлена остаточным зарядом, накопленным в процессе облучения в облученном слое. Таким образом, наличие облученного слоя не влияет на пироэлектрические свойства кристалла, изменяются только параметры переключения.



а)

б)

Рис. 2. Пироимпульсы: а) облученного кристалла, заполяризованного против естественной поляризации; б) облученного кристалла, заполяризованного по естественной поляризации

Площадь пироимпульсов пропорционально заряду, переключаемому в процессе пироэффекта. Пироимпульсы, полученные в ходе наблюдения были оцифрованы, а затем был рассчитан заряд переключаемый в процессе пироэффекта. Для каждого из импульсов был определен разностный заряд, то есть разность между переключаемым зарядом для необлученного кристалла и зарядом для облученного кристалла в момент наблюдения. Зависимость разностного заряда от времени приведена на рисунке 3.

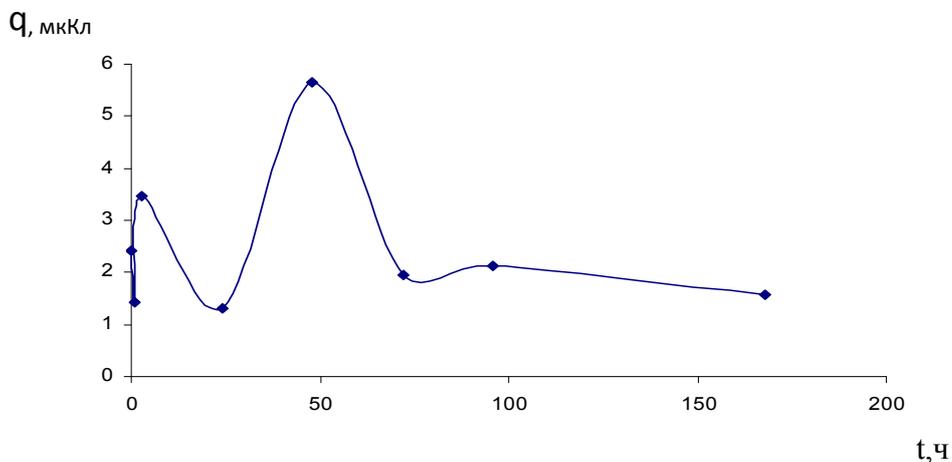


Рис. 3. Зависимость разностного заряда от времени

Как видно из графика наиболее существенные изменения происходят в течение первых трех суток после облучения кристалла. Далее свойства кристалла стабилизируются и параметры переключения практически не изменяются.

ЛИТЕРАТУРА

1. Масловская А. Г, Копылова И. Б. Взаимодействие электронных пучков с сегнетоэлектрическими материалами. Владивосток: Дальнаука, 2010.- 204 с. Монография (УДК 537.226.4:539.12.04; ББК 22.379; М31).
2. Галицина О. М., Камышева Л. Н., Дрождин С. Н. Релаксация радиационных дефектов в облученном триглицинсульфате.// Физика твердого тела, 1998, том 40, № 1.С.116 – 117.

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СРЕД

А. А. Кузин

ФГБОУ ВО «Дальневосточный государственный университет путей сообщения»
г. Хабаровск, E-mail: kuzin@festu.khv.ru

Поводится описание экспериментальной установки для исследования физических свойств многокомпонентных сред фотоабсорбционным и фоторефлекторным методами. Рельеф на свободной поверхности жидкости образовывался под действием падающего сверху непрерывного лазерного излучения. Анализ полученных экспериментальных результатов показывает, что в случае вязкой жидкости преобладает термокапиллярный механизм модуляции рельефа, для маловязкой жидкости определяющим является термогидродинамический механизм.

Вопросы, связанные с взаимодействием света с веществом достаточно полно рассмотрены в разделах физической оптики, однако несмотря на то, что лазерное излучение так же можно рассматривать как свет при взаимодействии непосредственно лазерного излучения с веществом (благодаря таким его специфическим свойствам как когерентность, монохроматичность, высокая интенсивность) обнаруживаются новые эффекты, требующие более детального исследования [1]. Применение бесконтактных методов исследования многокомпонентных сред находят большое применение в различных областях, как то на производстве, в научных исследованиях, а так же и на транспорте [2].

Результаты исследований [3-6] показали, что жидкофазные среды, содержащие наночастицы оказываются эффективными для реализации ряда нелинейно-оптических явлений. Важным их достоинством является возможность варьирования нелинейно-оптических свойств посредством матрицы из жидкофазной среды, а также подбором концентрации, размера и формы наночастиц [7-10]. На рис.1 приводится экспериментальная установка для исследования рельефной нелинейности фотоабсорбционным методом.

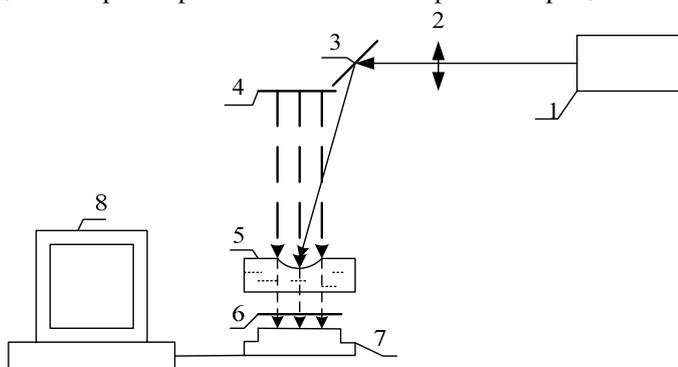


Рис. 1. Схема установки: 1 – гелий-неоновый лазер, 2 – фокусирующая линза, 3 – зеркало, 4 – источник опорного излучения, 5 – кювета с жидкостью, 6 – светофильтр, 7 – видеокамера 9060АК, 8 – персональный компьютер

В данном методе интенсивность прошедшего излучения определяется толщиной поглощающей жидкости. Распределение интенсивности прошедшего излучения фиксировалось с помощью видеокамеры и в цифровом виде записывалось на ПК.

В месте фокусировки инициирующего излучения наблюдалось просветление изображения, вызванное тем, что при неравномерном нагреве поверхности жидкости уменьшалась толщина пленки и, соответственно, увеличивалась интенсивность опорного излучения, падающего на объектив видеокамеры. На рис. 2 а-в, приведены полученные изображения с интервалом в 2с.

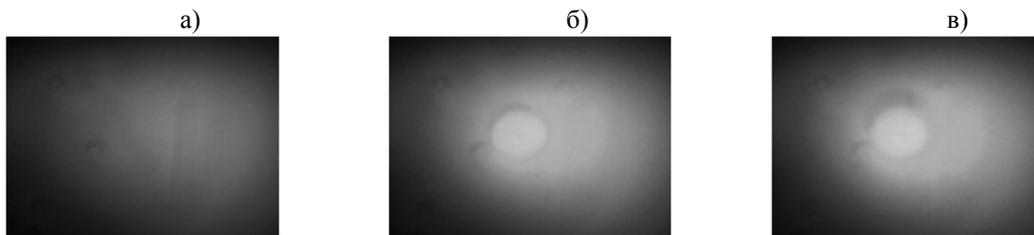


Рис. 2. Распределение интенсивности прошедшего излучения в разные моменты времени при воздействии инициирующего излучения, интервал между изображениями 2 с

На рис. 3 приведено распределение интенсивности и полученные после цифровой обработки в системе Matlab графики профилей интенсивности в сечении кюветы, где наблюдается максимум прогиба поверхности.

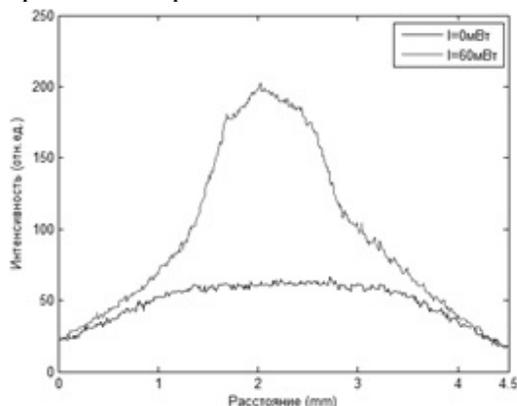


Рис. 3. Профили интенсивности прошедшего излучения: ($I=60\text{мВт}$) - при воздействии лазерного излучения; ($I=0\text{мВт}$) - при отсутствии лазерного излучения

Таким образом, предлагаемая методика позволяет регистрировать термоиндуцированный рельеф поверхности жидкости.

На рис. 4. представлена схема экспериментальной установки для исследования рельефной нелинейности поверхностного слоя жидкостей различной вязкости с использованием фоторефрактивного метода. Здесь применяется полупроводниковый лазер на основе излучателя ДЛ-500Б ($P_{\text{изл}} - 500 \text{ мВт}$, $\lambda_{\text{ген}} - 0,825 \text{ мкм}$), гелий-неоновый лазер ГН-5 ($P_{\text{изл}} - 0,5 \text{ мВт}$, $\lambda_{\text{ген}} - 0,63 \text{ мкм}$), малогабаритная цветная видеокамера MTV-34K0P (CCD PIXELS 542(H)x586(V), SCANNING-625 lines, 50 fields/sec), плата видеозахвата TV2000 (Conexant CX2388X) [5]. В данном случае кювета заполнялась различными жидкостями с открытой поверхностью, что позволяло наблюдать образование рельефа на свободной поверхности. Для определения величины искривления поверхности образца на поверхность кюветы под углом направлялось излучение гелий-неонового лазера малой мощности (5мВт), отражение которого наблюдалось на экране (рис. 5). По величине отклонения и расфокусировке отраженного луча определялась глубина впадины на поверхности кюветы. Величина температуры и ее распределение измерялось термографом ИРТИС – 2000. Анализ полученных экспериментальных результатов показывает, что в случае вязкой жидкости преобладает термокапиллярный механизм модуляции рельефа, для маловязкой жидкости определяющим является термогидродинамический механизм.

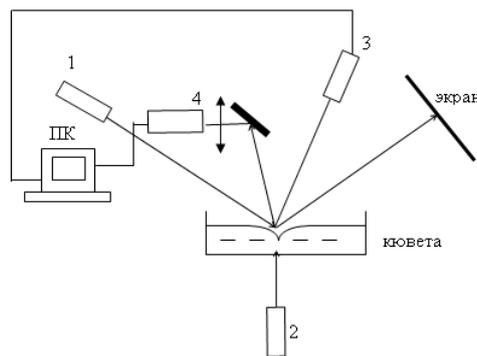


Рис. 4. Схема установки: полупроводниковый лазер; ПК – персональный компьютер; 1 – гелий-неоновый лазер; 2 – полупроводниковый лазер; 3 – видеокамера; 4 – термограф ИРТИС 2000

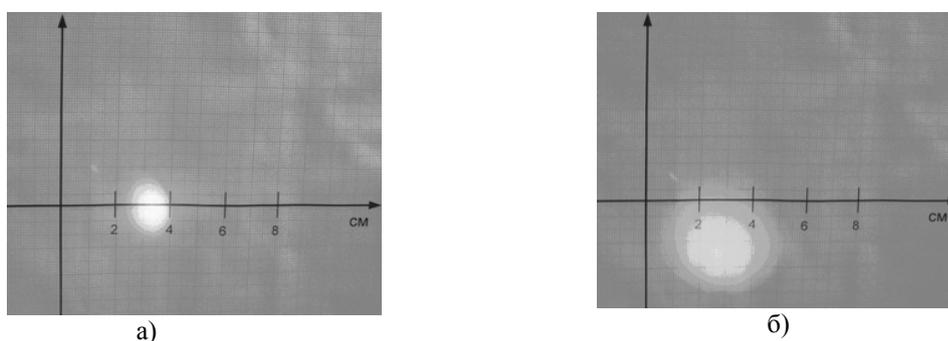


Рис. 5. Изображение отраженного от поверхности жидкости луча пробного лазера на экране: а) до деформации рельефа поверхности жидкости; б) после деформации

ЛИТЕРАТУРА

1. Майоров В.С. Проявления капиллярной термоконцентрационной неустойчивости при взаимодействии лазерного излучения с веществом. // Сборник трудов ИПЛИТРАН, 2006. С 236-248.
2. Иванова, Г.Д., Кирюшина С. И., Кузин А.А. Исследование явлений массопереноса в бинарных средах термографическим методом // Современные проблемы науки и образования. - 2014. - № 2. URL: www.science-education.ru/116-12579.
3. Иванов В.И., Окишев К.Н. Оптические свойства наноматериалов.// Т.2. Жидкофазные среды : учеб. пособие; Под ред. А.В. Сюй.- Хабаровск: Изд-во ДВГУПС, 2008. - 126 с.
4. Иванов В.И., Кузин А.А., Окишев К.Н. Оптическая левитация наночастиц: монография // - Хабаровск: Изд-во ДВГУПС, 2008. - 105 с.
5. Иванов В. И., Иванова Г. Д., Кирюшина С. И., Мяготин А.В. Микрогетерогенные среды для динамической голографии // Фундаментальные исследования. – 2014. – № 12-12. – С. 2580-2583.
6. Иванова Г. Д., Кирюшина С. И., Мяготин А. В. Динамические голограммы в наносuspензии // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов, межвуз. сб. науч. тр. / под общей редакцией В. М. Самсонова, Н. Ю. Сдобнякова. – Тверь: Твер. гос. ун-т, 2014. – Вып. 6. - С. 122-125.
7. Окишев К. Н., Иванов В. И., Климентьев С. В., Кузин А. А., Ливашвили А.И. Термодиффузионный механизм нелинейного поглощения суспензии наночастиц // Оптика атмосферы и океана.- 2010. -Т. 23. -№ 2. - С. 106-107.
8. Иванов В. И., Карпец Ю. М., Окишев К. Н., Ливашвили А. И. Термодиффузионный механизм просветления двухкомпонентной среды лазерным излучением // Известия Томского политехнического университета.- 2007. -Т. 311.- № 2. - С. 39-42.
9. Ливашвили А. И., Кузин А.А. Термодиффузионный механизм нелинейного поглощения жидкофазной дисперсной среды // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Физико-математические науки. - 2009. - № 88. - С. 83-85.
10. Кузин А. А., Иванова Г. Д., Кирюшина С. И., Мяготин А. В. Светокапиллярный механизм образования пузырьковых кластеров // Фундаментальные исследования. 2015.-№ 8-2.-С. 293-296.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА С НЕРЕГУЛЯРНЫМ ВОЛНОВЫМ ФРОНТОМ С ФОТОРЕФРАКТИВНЫМИ КРИСТАЛЛАМИ НИОБАТА ЛИТИЯ

В. А. Максименко

ФГБОУ ВО «Дальневосточный государственный университет путей сообщения»
г. Хабаровск, E-mail: mva30@mail.ru

Статья посвящена обсуждению результатов экспериментального исследования возможности формирования шумовых голограмм в легированных кристаллах ниобата лития при помощи лазерного излучения с нерегулярным волновым фронтом. Запись шумовых голограмм регистрировалась посредством наблюдения за фотоиндуцированным рассеянием света.

Кристаллы ниобата лития являются удобной модельной средой для исследования распространения световых волн в фоторефрактивных средах при учете возникающих нелинейно-оптических и фотоэлектрических эффектов [1].

Известно, что в кристаллах ниобата лития возможно возникновение фотоиндуцированного рассеяния света (ФИРС) [2, 3]. Процесс ФИРС заключается в сильном разрушении проходящего через фоторефрактивный кристалл луча. Перекачка энергии из падающего пучка в рассеянные компоненты может быть весьма значительной – рассеиваться может до 90% энергии исходного луча.

В основе эффекта фотоиндуцированного рассеяния света в кристаллах ниобата лития лежит фоторефрактивный эффект (ФРЭ) [3]. Фоторефрактивный эффект заключается в изменении показателя преломления среды под действием оптического излучения в результате перераспределения фотогенерированного заряда в объеме вещества.

Известно, что для появления ФИРС необходимо когерентное излучение [2-4]. Это, в свою очередь, позволяет предположить голографическую природу ФИРС. Рассеяние возникает и усиливается в результате перекачки энергии из пучка накачки в рассеянные компоненты на шумовых голограммах. Излучение накачки интерферирует с волнами затравочного рассеяния; получаемые интерферограммы, за счет фоторефрактивного эффекта, записывают в среде решетки показателя преломления. Совокупность этих решеток может называться «шумовой голограммой». Запись решеток показателя преломления и взаимодействие на них излучения накачки и рассеянного света являются взаимосвязанными динамическими процессами.

В литературе практически не приводятся сведения о роли регулярности волнового фронта излучения накачки в развитии ФИРС. В данной статье мы исследовали возможность возбуждения ФИРС при облучении кристаллах ниобата лития с искусственно хаотизированным волновым фронтом. Формирование нерегулярного волнового фронта для лазерного излучения можно осуществить при помощи диффузора. В качестве последнего может быть взята стеклянная пластинка с матовой поверхностью. После того, как лазерное излучение пройдет через подобную пластинку, его волновой фронт будет хаотическим образом искажен. В диффузоре будет происходить рассеяние лазерного света на неоднородностях поверхности, а рассеянные волны хотя и останутся когерентными, но при этом будут иметь случайный сдвиг фаз относительно друг друга. По этой причине интерференция рассеянных волн носит хаотический характер, ее результатом является спекл-картина. На экране, поставленном после диффузора, будет наблюдаться совокупность спеклов: хаотично расположенных световых пятен, имеющих неправильную форму и разделенных темными промежутками. Отметим, что такая картина характерна только для когерентного излучения. Если взять, например, излучение лампы накаливания или

светодиода, то на экране после диффузора будет световое пятно без спеклов, с плавно изменяющейся яркостью.

Мы сравнили воздействие на кристалл двух типов излучения: лазерного пучка без искажений волнового фронта и лазерного пучка, волновой фронт которого был случайным образом искажен диффузором.

Для того чтобы сфокусировать излучение после диффузора в кристалл, использовалась коллимирующая система (см. рис. 1). Лазерный луч проходит через диффузор, затем попадает в коллиматор. После коллиматора луч фокусируется в кристалл. В экспериментах использовался гелий-неоновый лазер (длина волны 0,6328 мкм) мощностью 60 мВт. Образцы ниобата лития представляли собой плоскопараллельные кристаллические пластинки толщиной 1- 1,5 мм. Оптическая ось лежит в плоскости пластинки. В экспериментах использовались кристаллы ниобата лития, легированные железом и родием.

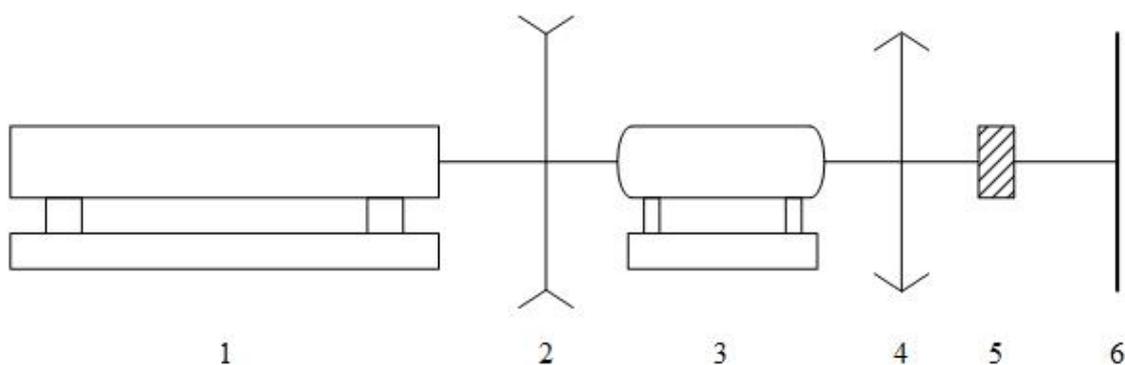


Рис. 1. Схема установки; 1 – лазер (длина волны 632,8 нм, мощность 60 мВт), 2 – диффузор или светофильтры (НС-8 и НС-6), 3 – коллиматор, 4 – собирающая линза (фокусное расстояние 94 мм), 5- кристалл ниобата лития с примесью железа (0,03% от массы), 6 – экран или фотодиод.

Прошедший через кристалл свет попадает на экран.

Расходимость пучка, прошедшего диффузор и коллиматор, была ожидаемо выше, чем у пучка, прошедшего только коллиматор. Однако она была сравнима по величине с расходимостью исходного лазерного пучка, который не проходил не через диффузор, ни через коллиматор. И таким образом, рассеянное излучение, прошедшее коллиматор, нам удалось достаточно остро сфокусировать собирающей линзой, установленной после коллиматора. Визуально, фокальное пятно для пучка, прошедшего систему диффузор – коллиматор – собирающая линза было сравнимо по величине с фокальным пятном, для пучка, который диффузор не проходил.

Нами установлено, что лазерное излучение, прошедшее диффузор и сфокусированное в кристалл ниобата лития, не вызывает фотоиндуцированного рассеяния света. То есть, ведет себя подобно некогерентному излучению.

Для подтверждения данного факта мы провели сравнительный эксперимент, в котором диффузор заменили на систему нейтральных светофильтров НС-6 и НС- 8. Эти светофильтры ослабляли лазерное излучение в 10 раз и, тем самым, приводили к светопотерям, превышающим те, которые вызывал диффузор (действительно, после диффузора часть лазерного излучения рассеивается под значительными углами к исходному направлению и, соответственно, не все попадает в коллиматор).

Замеры мощности излучения после системы «светофильтры – коллиматор – собирающая линза» и после системы, в который вместо светофильтров стоял диффузор, показали, что мощность излучения в случае с диффузором была выше, чем в случае со светофильтрами. Мощность излучения в системе с диффузором превышала мощность излучения в системе со светофильтрами примерно в 1,5 раза.

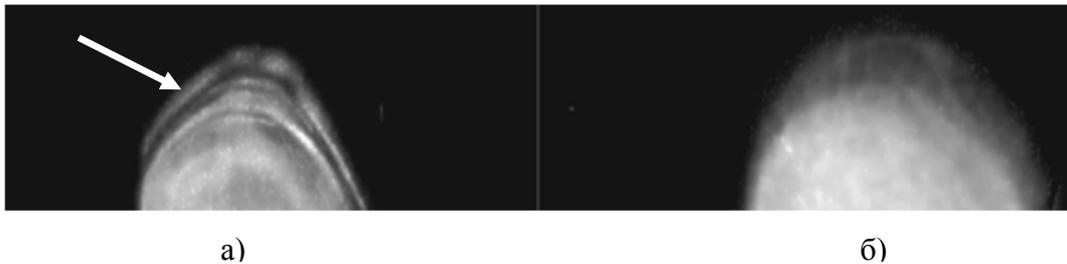


Рис. 2. Картины, наблюдаемые на экране, после прохождения лазерным пучком: а) светофильтров; б) диффузора. Стрелка указывает на дуги, возникшие в результате фотоиндуцированного рассеяния света

Однако, в ситуации, когда диффузор был заменен на светофильтры, ФИРС возникает. Картина рассеяния ясно наблюдалась на экране и фотографически регистрировалась (см. рис. 2). На экране можно было заметить возникающие световые дуги, которые постепенно расходились от центрального пятна. Процесс был достаточно медленным, и стационарная картина устанавливалась на экране после нескольких минут облучения кристалла. ФИРС будет возникать практически мгновенно, если после того, как шумовые голограммы записаны, излучение лазера на время перекрыть, а через некоторое время вновь направить в ту же точку кристалла и под тем же углом. В наших экспериментах это подтверждалось. Однако, если после того, как шумовые голограммы в некоторой точке кристалла были записаны, эта область освещалась излучением с нерегулярным волновым фронтом (т.е., прошедшим диффузор), то мгновенного восстановления картины ФИРС не происходило. Рассеяние возникало вновь за то же время, какое требуется для этого процесса, если запись шумовых голограмм идет впервые, то есть за несколько минут.

Этот факт свидетельствует о том, что излучение с нерегулярным волновым фронтом не только не способно записывать шумовые голограммы, но также стирает наведенные решетки показателя преломления, записанные ранее. Объяснить полученные нами результаты можно следующим образом. Вероятно, излучение с нерегулярным волновым фронтом оказывается очень чувствительным к микроколебаниям оптической системы (лазер, коллиматор, кристалл и т.д.). В результате таких колебаний записываемые шумовые голограммы непрерывно стираются излучением, фаза которого хаотично меняется в области каждой из решеток показателя преломления. Таким образом, излучение с нерегулярным волновым фронтом в данном случае ведет себя так же, как и некогерентный свет. Стирание записанных ранее шумовых голограмм происходит по этой же причине – из-за хаотичной смены фаз волн, проходящих через область с шумовыми голограммами.

Вероятно, лазерное излучение, которое обладает гладким волновым фронтом, ведет себя менее критично по отношению к малым колебаниям элементов установки. Это предположение подтверждается тем, что при наблюдении ФИРС можно обнаружить, что небольшие колебания кристалла (или других элементов установки) не приводят к исчезновению рассеяния, а лишь несколько искажают его картину, причем, после некоторого времени, необходимого на перезапись шумовых голограмм, рассеяние восстанавливается практически в исходном виде.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gunter P., Huignard J.-P. Photorefractive materials and their applications 2. Materials. – Springer Science + Business Media LLC, 2007. – 640 p.
2. Karpets Yu. M., Maksimenko V. A. Photorefractive scattering in LiNbO₃ crystals with different alloying additives / ICONO 2001: Fundamental aspects of laser-matter interaction and physics of nanostructures // Proceedings of SPIE. – 2002. – Vol. 4748. – p. 211-215.
3. Максименко В. А., Суй А. В., Карпец Ю. М. Фотоиндуцированные процессы в кристаллах ниобата лития. – М.: Физматлит, 2008. – 96 с.
4. Guibaly F., Young L. Optically induced light scattering and beam distortion in iron-doped lithium niobate. – Ferroelectrics. – 1983. – V. 46. – p. 201-208.

ОПТИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ В ТОЛЩЕ ВОДЫ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕПРЕРЫВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. В. Михеенко

ФГБОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет»
г. Хабаровск, E-mail: serg.50@bk.ru

Проведены экспериментальные исследования оптического пробоя в толще воды под действием излучения иттербиевого лазера ЛС-06 в непрерывном режиме. Проводится сравнение результатов, полученных при фокусировке излучения в толще воды с аналогичными, полученными при фокусировке излучения на поверхности воды. Показано, что порог оптического пробоя примерно в два раза выше при фокусировке в толще воды, а амплитуда акустических сигналов, полученных при фокусировке излучения на поверхности воды в среднем примерно в четыре раза больше, чем при фокусировке излучения в толще воды.

При воздействии мощного лазерного излучения на вещество возникает оптико-акустический эффект, который заключается в генерации звука в облучаемом образце. В зависимости от плотности энергии поглощенной в поверхностном слое жидкости возможны различные механизмы генерации акустических и ударных волн: тепловое расширение, поверхностное испарение, взрывное вскипание и испарение, оптический пробой [1].

Механизм оптического пробоя, который обладает свойствами взрыва, реализуется, когда интенсивность лазерного излучения превышает порог пробоя [2]. В этом случае в фокальной области лазерного луча происходят микровзрывы и появляются полости заполненные плазмой. Лазерное излучение поглощается в плазме, полость расширяется, излучая ударную акустическую волну.

Оптическому пробоя в жидкости под действием коротких одиночных импульсов лазерного излучения посвящено довольно большое число экспериментальных работ, хотя теория этого явления находится в начальном состоянии. О наблюдении акустических сигналов, которые возникают под действием непрерывного лазерного излучения в условиях оптического пробоя в дистиллированной воде при фокусировке излучения на поверхность воды впервые сообщалось в работах [3,4]. В настоящей работе приводятся результаты исследований оптического пробоя под действием непрерывного лазерного излучения при фокусировке излучения в толще воды. Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 1.

В экспериментах использовался иттербиевый волоконный лазер ЛС-06, максимальная мощность излучения которого 600 Вт на длине волны 1,075 мкм. В состав комплекса с этим лазером входит лазер непрерывного излучения мощностью которого 1 мВт на длине волны 0,63 мкм, которое совмещается с излучением основного лазера. Излучение лазеров фокусировалось с помощью линзы с фокусным расстоянием 73 мм в толще воды на глубине 18 мм от поверхности воды, либо на поверхность воды в сосуде.

Для регистрации акустического сигнала использовался пьезоэлектрический преобразователь с эффективной частотой 5 МГц, который встроен в стеклянную кювету с жидкостью, и располагался на расстоянии 4 см от области фокусировки лазерного излучения. Для контроля интенсивности лазерного излучения и синхронизации использовался фотодиод ФД-256. В опытах использовалась дистиллированная вода. Лазер ЛС-06 работал в непрерывном режиме.

При фокусировке лазерного излучения максимальная интенсивность излучения J_{\max} в центре лазерного пучка после прохождения через линзу при минимальном радиусе пучка определялась в предположении, что этот пучок Гауссовый, по расходимости этого

пучка, и составила около 200 МВт/см^2 . Все наблюдения и измерения, проведенные в толще воды, для сравнения повторялись при фокусировке излучения на поверхности воды при тех же условиях и геометрии опыта.

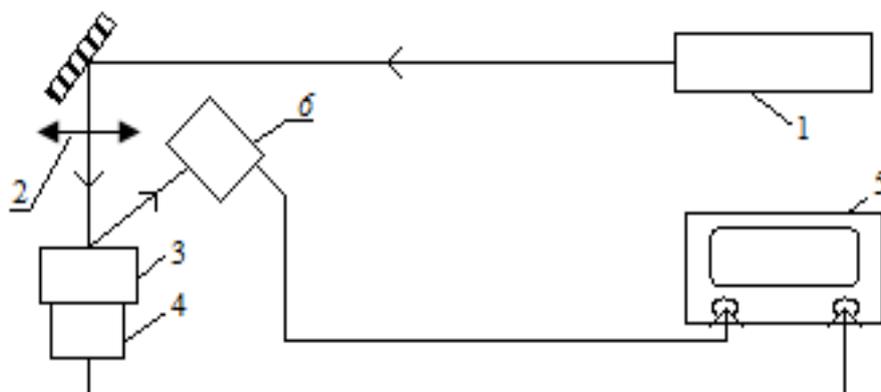


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – лазерный комплекс, 2 – линза, 3- кювета с жидкостью, 4 – пьезоэлектрический преобразователь, 5 – осциллограф, 6 – фотодиод

Визуальные и видео наблюдения показали, что при фокусировке излучения в толще воды при интенсивности излучения, составляющей половину от максимальной, наблюдались все явления, характерные для оптического пробоя в жидкости. В области фокусировки излучения не вооружённым глазом наблюдалась искра длиной 1- 3 мм. От искры вверх поднималась струя воды и микропузырьков, но в отличие от фокусировки на поверхность воды, эта струя не поднимается на большую высоту над поверхностью воды. При достаточно высокой интенсивности лазерного излучения наблюдалось вихревое движение воды около фокальной области лазерного луча. На поверхности воды были видны волны.

В условиях нашего эксперимента оптический пробой можно было наблюдать и фиксировать с помощью видимого излучения лазера, который сопровождает излучение лазера ЛС-06. Каустика пилотного лазера совмещена с излучением основного лазера, и его излучение можно использовать в качестве зондирующего при изучении взаимодействия излучения лазера ЛС-06 с веществом. Излучение этого лазера непрерывное, и включается независимо от излучения основного лазера. Наблюдения показывают, что при включении основного лазера, диаметр пучка зондирующего лазера увеличивается в 2-3 раза. Это можно объяснить тем, что вода в фокальной области излучения этих лазеров закипает, и происходит рассеяние света на продуктах кипения. Если интенсивность излучения основного лазера не превышает порогового значения, интенсивность зондирующего излучения не изменяется, но при превышении порога, интенсивность этого излучения начинает совершать резкие колебания синхронные с акустическими импульсами и свечением из области пробоя.

Наблюдения показывают, что при фокусировке излучения в глубине воды характерные особенности оптического пробоя начинают проявляться при интенсивностях лазерного излучения (25--30 %) от максимального значения, что примерно в два раза выше, чем при фокусировке на поверхности воды.

Наблюдения показали, что при изменении плотности мощности излучения от 25 до 100 % от максимального значения, пьезоэлектрический преобразователь регистрировал акустические сигналы, аналогичные тем, которые возникали при фокусировке излучения на поверхность воды [4].

На рис. 2 приведена зависимость давления акустических сигналов P от

времени при интенсивности лазерного излучения составляющей 50 % от максимального значения, полученные при фокусировке излучения в толще воды(рис. 2 а), и при фокусировке на поверхности воды(рис. 2 б). где P_{max} – максимальная амплитуда давления в данной серии измерений . Видно, что эти сигналы нестабильны по форме, амплитуде, длительности и периоду следования, хотя нестабильность выходной мощности лазера не превышала 1 % . Проведено несколько серий подобных измерений, которые показали, что амплитуда акустических сигналов, полученных при фокусировке излучения на поверхности воды в среднем примерно в четыре раза больше, чем при фокусировке излучения в толще воды.

Известно, что для возникновения оптического пробоя в прозрачных средах нужны затравочные структурные изменения в жидкости. Это могут быть инородные частицы или пузырьки растворённого газа (бабстонные кластеры [5]). Когда, например, микрочастица попадает в перетяжку лазерного пучка, и она разогревается до температуры ионизации молекул воды, которые окружают эту частицу, то происходит образование плотной плазмы, в которой происходит сильное поглощение излучения и образование плазменной полости.

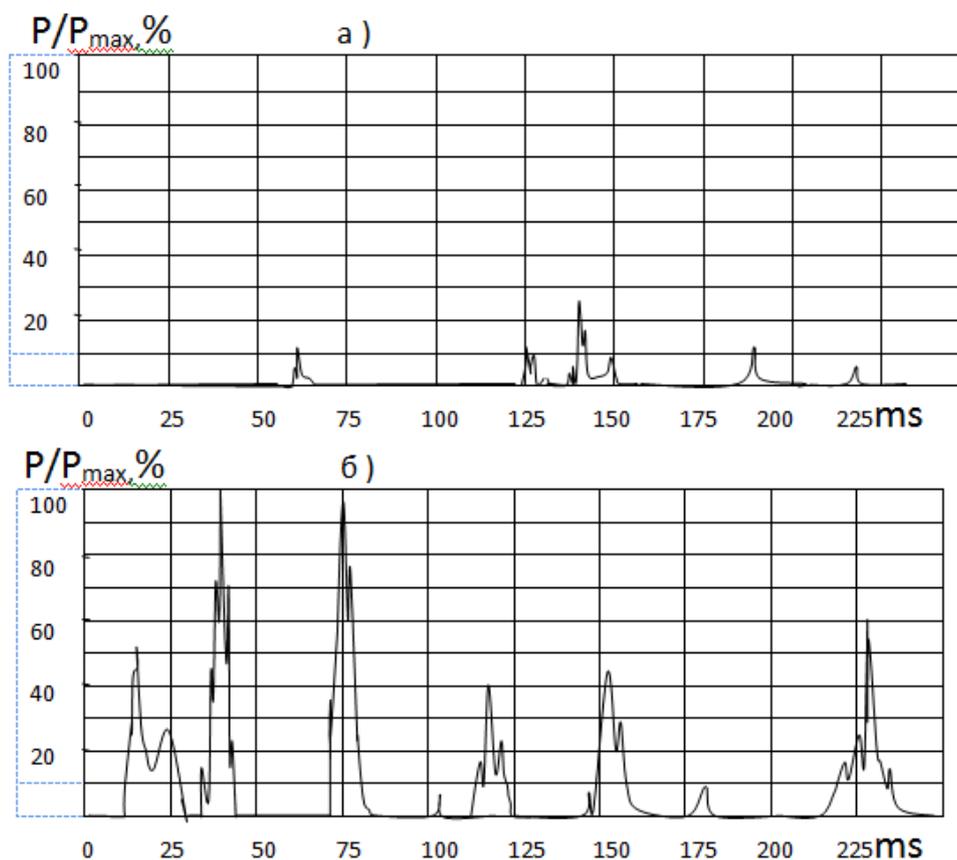


Рис. 2. Формы акустических сигналов, полученные при фокусировке излучения в толще воды (рис. 2 а), и при фокусировке на поверхности воды (рис. 2 б).

Известно, что для возникновения оптического пробоя в прозрачных средах нужны затравочные структурные изменения в жидкости. Это могут быть инородные частицы или пузырьки растворённого газа (бабстонные кластеры [5]). Когда, например, микрочастица попадает в перетяжку лазерного пучка, и она разогревается до температуры ионизации молекул воды, которые окружают эту частицу, то происходит образование плотной плазмы, в которой происходит сильное поглощение излу-

чения и образование плазменной полости.

Также известно, что оптический пробой имеет пороговый характер. Это явление достаточно хорошо изучено для коротких (наносекундных или микросекундных) лазерных импульсов. Например, для излучения на длине волны 1,064 мкм пробой можно наблюдать при интенсивностях лазерного излучения 10^9 – 10^{10} Вт/см². Оптический пробой в жидкостях носит спорадический характер. При достижении определенного порогового значения интенсивности лазерного излучения пробой возникает не при каждом лазерном импульсе.

В условиях нашего эксперимента (непрерывная генерация излучения) оптический пробой начинается при интенсивности излучения около $6 \cdot 10^7$ Вт/см², что гораздо ниже, чем при наносекундном лазерном излучении. Это можно объяснить тем, что пробой в наших условиях начинает появляться в кипящей воде, которая находится в области перетяжки лазерного пучка. Оценки и наблюдения показывают, что в условиях нашего эксперимента вода при пороговой интенсивности излучения в области перетяжки лазерного пучка начинает закипать за счёт поглощения лазерного излучения за доли миллисекунды. При кипении воды появляются парогазовые пузырьки в области фокусировки лазерного пучка и над поверхностью воды, что может в определённые моменты времени приводить к фокусировке лазерного излучения. Поверхность воды при кипении стохастически изменяется, что также может приводить к фокусировке излучения, и увеличению интенсивности лазерного излучения в фокальной области лазерного пучка, что может привести к пробое. Кроме того, излучение в этих условиях взаимодействует с пузырьками с парогазовой смесью, что также может снижать порог пробоя,

Различие порогов пробоя при различной фокусировке лазерного пучка можно объяснить тем, динамика, возникновения, развития и схлопывания пузырьков, которые образуются при оптическом пробое, происходит в разных условиях. В глубине воды пузырёк со всех сторон окружён водой, в отличие от тех, которые находятся на поверхности воды.

В работе использовался лазерный комплекс центра коллективного пользования «Лазерные и оптические технологии» ТОГУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бункин Ф. В., Трибельский М. И. Нерезонансное взаимодействие мощного оптического излучения с жидкостью // УФН. Т. 130. № 2. – 1980 – С. 193- 240.
2. Лямшев. Л. М. Лазеры в акустике.// УФН. 151. – 1987 –С. 479—527.
3. Михеенко А. В., Силютин И. В. Генерация звука в воде под действием периодической последовательности лазерных импульсов и непрерывным лазерным излучением // Вестник Тихоокеанского государственного университета – 2015 -- № 3.- С. 17 – 22.
4. Михеенко А. В. Оптический пробой в воде под действием непрерывного лазерного излучения // Вестник Тихоокеанского государственного университета – 2015 -- № 4.- С. 41 – 48.
5. Бункин Ф. В., Шкирин А. В. Исследование бабстонно-кластерной структуры воды и водных растворов электролитов методами лазерной диагностики // Труды института общей физики им. А.М. Прохорова. Т. 69. – 2013 –С. 3- 57.

СВЕТОЛИНЗОВАЯ ДИАГНОСТИКА НАНОДИСПЕРСНЫХ СРЕД

А. В. Мяготин, Г. Д. Иванова

ФГБОУ ВО «Дальневосточный государственный университет путей сообщения»
г. Хабаровск, E-mail: tmeh@festu.khv.ru

Предложен метод светлинзовой диагностики нанодисперсных жидкофазных сред. Показано, что для больших интенсивностей излучения, когда изменение концентрации больше или сравнимо с начальной, самовоздействие излучения происходит в нелинейном режиме.

Известен целый ряд нелинейно-оптических методов диагностики нанодисперсных сред, основанных на различных механизмах светоиндуцированного массопереноса [1-5]. В наногетерогенной среде с различными показателями преломления компоненты микрочастицы в электромагнитном поле действуют электрострикционные силы, которые могут быть причиной возникновения концентрационных потоков [2-4]. Концентрационная оптическая нелинейность исследовалась экспериментально и теоретически в различных средах – газах, суспензиях, микроэмульсиях [4-6]. При малых интенсивностях излучения отклик среды соответствует кубичной нелинейности, поскольку изменение концентрации частиц (и, соответственно, эффективного показателя преломления среды) пропорционально интенсивности излучения. Данный тип нелинейности использовался для записи динамических голограмм [7-8]. Исследовалась самофокусировка излучения [9-10].

Целью данной работы является анализ самовоздействия светового пучка в прозрачной дисперсной среде при больших интенсивностях излучения, когда, в отличие от работы [9], изменение концентрации не обязательно мало.

Мы рассматриваем жидкофазную среду с наночастицами (дисперсная фаза), находящуюся под воздействием лазерного излучения с гауссовым профилем интенсивности [5].

Пусть распределение интенсивности падающего излучения в плоскости слоя среды имеет гауссов вид:

$$I = I_0 \exp(-r^2/r_0^2), \quad (1)$$

где I_0 – интенсивность световой волны в центре пучка, r_0 – радиус гауссова пучка.

Балансное уравнение, описывающее динамику концентрации наночастиц в жидкофазной среде с учётом диффузионного и электрострикционного потоков ($J_{el} = \gamma C \nabla I$ – электрострикционный поток), можно записать в виде [9]:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla^2 C - \text{div}(\gamma C \nabla I). \quad (2)$$

Здесь приняты следующие обозначения: $C(r, t)$ – объемная концентрация дисперсных частиц, D – коэффициент диффузии, $\gamma = b\mu$, $b = \frac{4\pi\beta D}{\bar{c}nk_B T}$, $\mu = (\epsilon\pi\eta\alpha)^{-1}$ – подвижность микрочастицы, α – размер частицы, η – вязкость жидкости, β – поляризуемость частиц, k_B – постоянная Больцмана, n – эффективный показатель преломления среды, \bar{c} – скорость света в вакууме.

В стационарном режиме уравнение (2) упрощается:

$$-D\nabla C + \gamma C \nabla I = 0. \quad (3)$$

Общее решение уравнения (3) ищем в виде

$$C = B \exp\{I/I_s\}, \quad (4)$$

где $I_s = \gamma D^{-1}$, B — нормировочная константа. Введем безразмерный параметр

$$\alpha = \gamma I_0 D^{-1}.$$

Для немалых изменений концентрации частиц (при большой интенсивности излучения) имеем $\alpha \gg 1$. Константу B находим из условия нормировки (сохранения числа частиц)

$$\int_0^R C 2\pi r dr = \pi R^2 C_0, \quad (5)$$

где R — радиус цилиндрической кюветы.

Принимая $R/r_0 = 5$, в результате численного расчета имеем: при $\alpha_1=0.5$ ($B_1=0.989$); при $\alpha_2=1$ ($B_2=0.974$); при $\alpha_3=2$ ($B_3=0.931$). Используя (4-5), получаем зависимость концентрации от приведенного расстояния от оси кюветы $p = r/r_0$ (Рис.1).

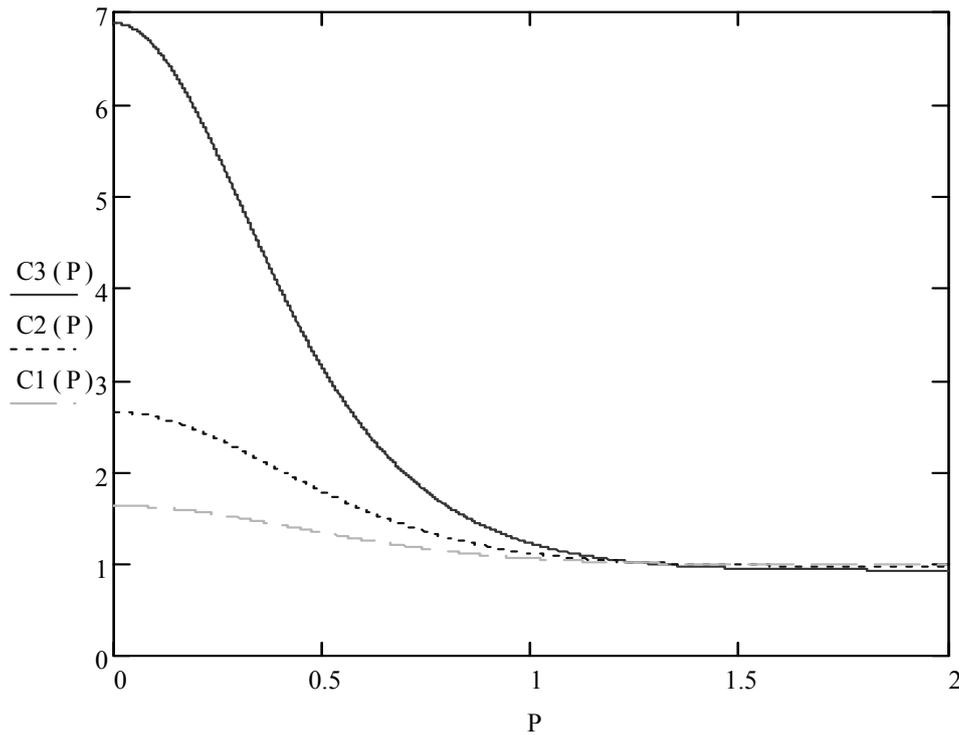


Рис. 1. Зависимость концентрации $C_n(p)$ от приведённого радиуса для разных значений интенсивности излучения ($\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ — соответственно)

Данный результат показывает, что концентрация экспоненциально зависит от интенсивности (в отличие от обычной кубичной нелинейности) [8].

Для оптической силы концентрационной линзы имеем из (4-5) выражение [8]:

$$D_l = \Delta \alpha \epsilon \rho \alpha \quad , \quad (6)$$

где $\Delta = 2d(\partial n/\partial C)C_0 r_0^{-2}$. Для частиц с радиусом, много меньшим длины волны излучения λ , показатель преломления среды пропорционален концентрации частиц [3]:

$$n = n_1(1 + \phi \delta), \quad (7)$$

где $\delta = (n_2 - n_1)/n_1$; n_1 , n_2 – показатели преломления вещества дисперсионной среды и дисперсионной фазы соответственно, $\phi = (4/3)\pi a^3 C$ – объемная доля дисперсионной среды.

Поскольку фокус линзы растет экспоненциально, то справедливо назвать ее «суперлинзой».

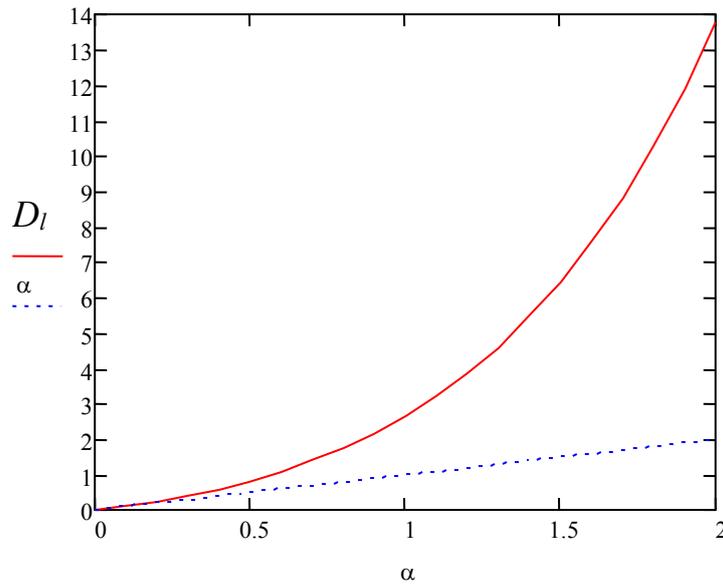


Рис. 2. Зависимость оптической силы нелинейной линзы от нормированной интенсивности излучения

Максимальная интенсивность, I_{\max} для которой выполняется (3), соответствует $C_{\max} = V_0^{-1}$, где V_0 – объем одной частицы (т.е. объемная доля частиц $\Phi = 1$),

$$I_{\max} = I_s \ln \Phi_0^{-1}, \quad (8)$$

где Φ_0 – начальная объемная доля частиц, $I_s = \gamma^{-1} D$ – интенсивность насыщения, при которой изменение концентрации становится сравнимым с начальной ее величиной. Поскольку обычно $\Phi_0 \ll 1$, то максимальная интенсивность может быть намного больше интенсивности насыщения, что представляет особый интерес для импульсных режимов взаимодействия излучения с дисперсными средами [12].

Полученные результаты актуальны для нелинейной оптики дисперсных жидкофазных сред [9-11], а также для оптической диагностики таких сред (например, для термооптической спектроскопии [12-14]).

ЛИТЕРАТУРА

1. Крылов В. И., Иванова Г. Д., Хе В. К. Метод светоиндуцированной псевдо-призмы в наножидкости // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. – 2015. – №7. – С. 329-332.
2. Smith P. W., Ashkin A., Tomlinson W.J. Four - wave mixing in an artificial Kerr medium // Opt. Lett. -1981. V.6. -N.6. -P. 284-286.
3. Иванов В. И., Ливашвили А. И., Лобов А. И., Симаков С. Р. Динамические голограммы в микрогетерогенных жидкофазных средах // Оптический журнал.- 2004. - № 9. - С. 236.
4. Gordon R., Blakely J. T., Sinton D. Particle-optical self-trapping // Physical Review A.- 2007.- 75(5).-P.055801-055804.
5. Иванов В.И., Кузин А.А., Окишев К.Н. Термодиффузионный механизм самомодуляции излучения в среде с поглощающими наночастицами // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2009. —Т.52, №12-3. — С.114-116.
6. Ливашвили А. И., Иванова Г. Д., Хе В. К. Стационарный термолинзовый отклик наножидкости // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. – 2014. – №6. – С. 227-230.
7. Иванова Г. Д., Кирюшина С. И., Мяготин А. В. Динамические голограммы в наносuspензии // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. -2014. – №6. - С. 122-125.
8. Иванов В. И., Иванова Г. Д., Кирюшина С. И., Мяготин А. В. Нанодисперсные среды для динамической голографии // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2015. – Т. 58. – № 11-3. – С. 153-156.
9. Иванов В. И., Ливашвили А. И., Окишев К. Н. Электрострикционный механизм самовоздействия излучения в жидкости с наночастицами // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия «Физика». – 2009. – Т. 4. – № 2. – С. 58-60.
10. Иванова Г. Д., Кирюшина С. И., Мяготин А. В. Нелинейная линза в дисперсной среде// Современные проблемы науки и образования. – 2015. – № 1-1. – С. 1779. URL: www.science-education.ru/121-19194.
11. Сухоруков А. П. Дифракция световых пучков в нелинейных средах // Соросовский образовательный журнал. – 1996. - №5. - С. 85-92.
12. Иванов В. И., Иванова Г. Д., Хе В. К. Оптическая диагностика полимерных наночастиц // Фундаментальные исследования. – 2015. – № 11-6. – С. 1085-1088.
13. Иванов В. И., Иванова Г. Д., Хе В. К. Термолинзовая спектроскопия двухкомпонентных жидкофазных сред // Вестник Тихоокеанского государственного университета. – 2011. – № 4. – С. 39-44.
14. Иванов В. И., Кузин А. А., Ливашвили А. И., Хе В. К. Динамика светоиндуцированной тепловой линзы в жидкофазной двухкомпонентной среде // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Физико-математические науки.-2011.-Т.4.-№134.- С.44-46.

К ВОПРОСУ О КЛАССИФИКАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЯ ФАЗЫ ОНЧ-СИГНАЛА

В. И. Нестеров

ФГБОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет»
г. Хабаровск, E-mail: vinestor@mail.ru

Рассматриваются внезапные ионосферные возмущения, вызванные солнечными вспышками. При этом в нижней ионосфере наблюдается дополнительная ионизация из-за увеличения интенсивности жесткого рентгеновского излучения. Для трассы Австралия – Хабаровск рассматривается возможность классификации рентгеновского излучения при регистрации фазы сигнала радионавигационной системы «Омега».

Диапазон ОНЧ представляет большой интерес для исследования нижней ионосферы. Состояние ионосферы во время бури зависит от большого числа переменных, таких как местное время, геомагнитная широта, сезон, солнечная активность, время начала бури, время бури (время, прошедшее с начала бури), интенсивность бури и предбуриевой активности (большие бури редко изолированы) [1]. При солнечных вспышках, в результате увеличения интенсивности жесткого рентгеновского излучения наблюдают резкое изменение ионизации в нижней ионосфере, сопровождаемое нагревом атмосферы, что может вызвать генерацию акустико-гравитационных волн. Максимальное поглощение энергии рентгеновского излучения при солнечной вспышке происходит на высотах 60-100 км [2].

Для физики верхней атмосферы наибольший интерес представляет рентгеновское излучение с длинами волн короче 8Å , которое пренебрежимо мало в спокойных условиях, но является основным источником ионизации в области D во время вспышек [3, 4, 5].

Во время солнечных вспышек резко возрастают потоки рентгеновского излучения и, соответственно, скорости ионизации верхней атмосферы, что приводит к существенным изменениям в ионосфере. Для расчета изменения состояния ионосферы при солнечных вспышках требуется спектр мягкого рентгеновского излучения ($0,5\text{-}4,0\text{Å}$, энергия 3-25 кэВ), в то время как во всем мире система оценок мощности солнечных вспышек по рентгеновскому излучению опирается по измерениям потока излучения в области $1\text{-}8\text{Å}$ (энергия вспышек $1,5\text{-}12,4\text{ кэВ}$) (таблица 1) [5].

Таблица 1

Классификация вспышек по величине
потока рентгеновского излучения в области $1\text{-}8\text{Å}$

Класс вспышки	Поток в максимуме $1\text{-}8\text{Å}$, (Вт/м ²)
B	$I < 10^{-6}$
C	$10^{-6} \leq I < 10^{-5}$
M	$10^{-5} \leq I < 10^{-4}$
X	$I \geq 10^{-4}$

Изменения фазы принимаемого сигнала носит сложный характер. Необходимо учитывать значительное число факторов, например, зенитный угол Солнца,

географическое расположение трассы, интенсивность вспышечного потока рентгеновского излучения и т.д.

При внезапных ионосферных возмущениях анизотропия ионосферы сказывается слабо, так как как увеличение электронной концентрации, достигающее 1-2 порядка на высотах менее 75 км, приводит а понижению области, существенно влияющей влияющей на распространение ОНЧ. В этих условиях для расчета ОНЧ-поля можно применять приближенные формулы, соответствующие модели изотропного волновода. Согласно этим формулам понижение эффективной высоты ионосферы рассчитывается через величину внезапной фазовой аномалии по следующей формуле, справедливой для одномодового распространения [7]:

$$\Delta h = \frac{\lambda h_e}{\left(\frac{\lambda}{4h_e}\right)^2 + 0.6} \frac{h_e}{2a} r \cdot 100$$

где λ – длина волны в км; h_e – эффективная высота отражения ионосферы в км; a – радиус Земли в км; $\Delta\varphi$ – вариации фазы принимаемого сигнала (в сантициклах); r – протяженность освещенного участка трассы распространения от передатчика до приемника в км.

Для определения освещенности трассы (так как рентгеновское излучение действует только на освещенной части Земли) рассчитывался средний зенитный угол Солнца по формуле [8]:

$$\cos \bar{\chi} = \frac{\sin(d/2a)}{d/2a} \cos \chi_c$$

где a – радиус Земли; d – протяженность освещенной части трассы; χ_c – зенитный угол Солнца в средней точке освещенной части трассы. Так как верхней границей волновода Земля – ионосфера является ионосфера, то зенитный угол Солнца с учетом отражающего озонового слоя брался равным 95° для средней точки освещенной части трассы на высоте порядка 60 км, что соответствует освещенной части трассы на высоте верхней стенки волновода.

На рисунке приведена зависимость эффективной высоты отражения ионосферы от $\cos \bar{\chi}$ для трассы Австралия – Хабаровск (частота 13.6 кГц). как для всех исходных данных (общее число событий – 204), так и с разбиением на 10° . Околополуденным условиям распространения соответствуют значения зенитного угла Солнца $\chi = 5^\circ - 50^\circ$ (соответствующие значения $\cos \bar{\chi} = 0.996195 - 0.642788$).

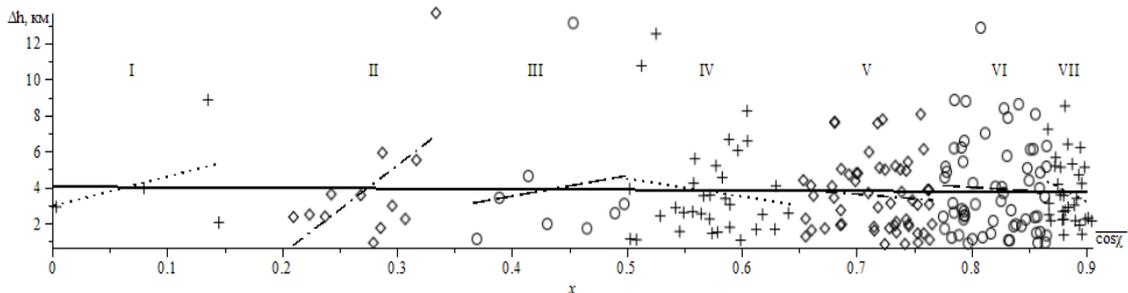


Рис. 1. Зависимость эффективной высоты отражения от усредненного зенитного угла Солнца. (сплошная линия – зависимость по всему массиву данных, I – $\chi = 0^\circ \div 30^\circ$; II – $\chi = 30^\circ \div 40^\circ$; III – $\chi = 40^\circ \div 50^\circ$; IV – $\chi = 50^\circ \div 60^\circ$; V – $\chi = 60^\circ \div 70^\circ$; VI – $\chi = 70^\circ \div 80^\circ$; VII – $\chi = 80^\circ \div 90^\circ$).

Как видно из графиков (была проведена линейная аппроксимация по методу наименьших квадратов), наибольшее соответствие наблюдается при зенитных углах Солнца, соответствующих околополуденным условиям распространения сигналов на трассе. Несоответствие в зонах I и II можно отнести к тому, что при этих углах начинается переходной период на трассе, т.е. некоторая ее часть уже не освещена Солнцем. Следующий этап – учитывать числа Вольфа, которое является показателем солнечной активности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Благовещенский Д. В. Влияние геомагнитных бурь/суббурь на ионосферу. Ч.I. (Обзор)// Геомагнетизм и аэрономия, том 53, №3, 2013. – С.291-307.
2. Дорман Л. И., Козин И. Д. Космическое излучение в верхней атмосфере. – М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1983. – 152 с.
3. Митра. А. П. Воздействие солнечных вспышек на ионосферу Земли. М.: Мир, 1977. С.370.
4. Смирнов В. М., Смирнова Е. В. Временные вариации ионосферы во время солнечной вспышки 28 октября 2003 г. по данным сети GPS.//Геомагнетизм и аэрономия, 2005, том 45, №1, с.127-134.
5. Козлов С. И., Ляхов А. Н., Беккер С. З. Основные принципы построения вероятностно-статистических моделей ионосферы для решения задач распространения радиоволн//Геомагнетизм и аэрономия, 2014 – Т.54, №6 – С.767-779.
6. Нусинов А. А., Катюшина В. В. Возможность определения рентгеновского класса вспышек по данным измерений в полосе 0,05 – 0,4 нм//Гелиогеофизические исследования. 2013 – выпуск 3, С.19-24.
7. Орлов А. Б., Азарнин Г. И. Основные закономерности распространения сигналов СДВ-диапазона в волноводном канале Земля – ионосфера //Проблемы дифракции и распространения волн: Сб. научных статей. – Л.: Изд. ЛГУ, вып.Х, 1970. – С.3 – 107.
8. Азарнин Г. В., Орлов А.Б., Сазеева Р. Р. О дневных вариациях СДВ-полей, определяемых зависимостью электронной концентрации нижней ионосферы от зенитного угла Солнца//Геомагнетизм и аэрономия. – 1975. – Т.15. – №3. – С. 462 – 466.

ИЗМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ВЫСОТЫ ИОНОСФЕРЫ ВО ВРЕМЯ ВНЕЗАПНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

В. И. Нестеров

ФГБОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет»
г. Хабаровск, E-mail: vinestor@mail.ru

Рассматриваются внезапные ионосферные возмущения, вызванные солнечными вспышками. При этом в нижней ионосфере наблюдается дополнительная ионизация из-за увеличения интенсивности жесткого рентгеновского излучения. Для трех трасс различной длины и ориентации рассчитано изменение эффективной высоты отражения ионосферы во время внезапных ионосферных возмущений.

Поле ОНЧ-диапазона сравнительно мало подвержено вариациям, вызванным трудно предсказуемым гелиофизическим явлениям, так как на формирование поля влияет только нижняя часть ионосферы (до 60 ± 90 км), структура которой обладает относительно высокой стабильностью. Кроме того, диапазон ОНЧ представляет большой интерес для исследования нижней ионосферы. Состояние ионосферы во время бури зависит от большого числа переменных, таких как местное время, геомагнитная широта, сезон, солнечная активность, время начала бури, время бури (время, прошедшее с начала бури), интенсивность бури и предбуриевой активности (большие бури редко изолированы) [1]. При солнечных вспышках, в результате увеличения интенсивности жесткого рентгеновского излучения наблюдают резкое изменение ионизации в нижней ионосфере, сопровождаемое нагревом атмосферы, что может вызвать генерацию акустико-гравитационных волн. Максимальное поглощение энергии рентгеновского излучения при солнечной вспышке происходит на высотах 60-100 км [2].

Для физики верхней атмосферы наибольший интерес представляет рентгеновское излучение с длинами волн короче 8Å , которое пренебрежимо мало в спокойных условиях, но является основным источником ионизации в области D во время вспышек [3, 4, 5].

В последнее время значительное внимание уделяется анализу данных о распространении радиоволн ОНЧ-диапазона при внезапных ионосферных возмущениях, поскольку точность других методов оценки профилей электронной концентрации на высотах ниже 60 - 65 км с уменьшением высоты падает [6]. Также экспериментально-теоретические исследования фазовых аномалий в ОНЧ-диапазоне позволили создать модели изменения профиля электронной концентрации в D -области ионосферы и, соответственно, модель понижения эффективной высоты волновода Земля – ионосфера [7].

В таблице 1 приведены основные параметры трасс, относительно которых проводилось измерение фазы сигналов радионавигационной системы «Омега».

Таблица 1

Основные характеристики трасс распространения

Трасса распространения	Длина трассы, км	Азимут, град.	Рабочие частоты, кГц
Хабаровск – Япония	1600	14,9	10,2, 11,05, 13,6
Хабаровск – Ля Реюньон	11000	41,3	10,2, 11,05, 13,6
Хабаровск – Гавайи	6600	272,7	10,2, 11,05, 13,6
Хабаровск - Австралия	9700	352,2	10,2, 11,05, 13,6

В качестве примера рассмотрим вспышку, которая имела место 4 сентября 1982 г. На рис. 1 приведено изменения фазы принимаемого сигнала на трех трассах. На рис. 2 - изменение потока рентгеновского излучения для длин волн $\lambda < 0.5 - 4 \text{ \AA}$ и $\lambda < 1 - 8 \text{ \AA}$, взятые из источника [11]. Как видно из рис. 2, в этот день наблюдались две вспышки и связанные с ними увеличение потока рентгеновского излучения. Одна началась около 2 часов всемирного времени (UT), а другая - около 4 часов UT и закончилось событие приблизительно в 7 часов UT. Эти вспышки интересны поведением фазы принимаемого сигнала, так как представляют в основном два типа вспышек, которые регистрируются по изменению фазы принимаемого сигнала. Первый тип (основной) – резкое изменение фазы сигнала в течение нескольких минут (порядка 15 – 30 мин), а затем постепенное возвращение (порядка 1 – 1.5 часов) к невозмущенному уровню. На рис. 1 – это вспышка, которая началась в 1 UT. Второй тип – «бухтообразное» изменение фазы: плавное начало, которое может продолжаться несколько часов и такое же плавное возвращение в течение продолжительного времени. Как видно из этих рисунков, наблюдается хорошая корреляция между поведением фазы принимаемых сигналов и изменением потока рентгеновского излучения при конкретной солнечной вспышке.

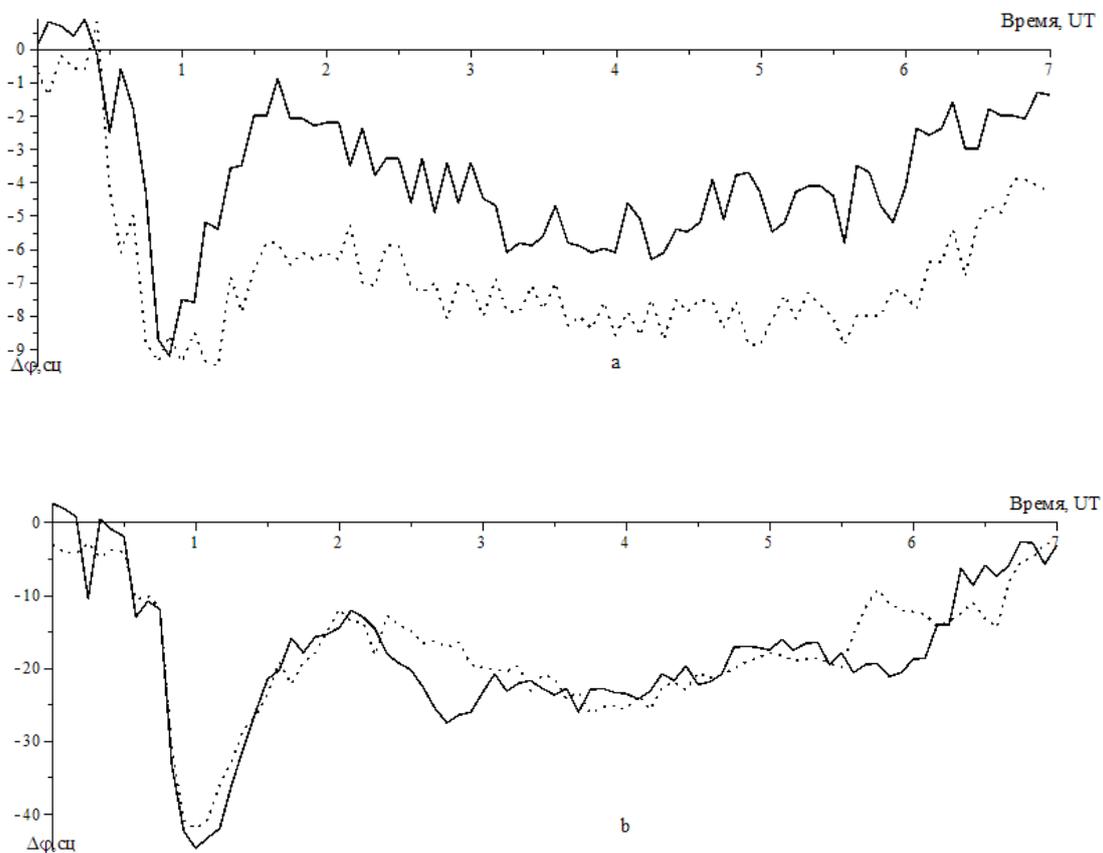
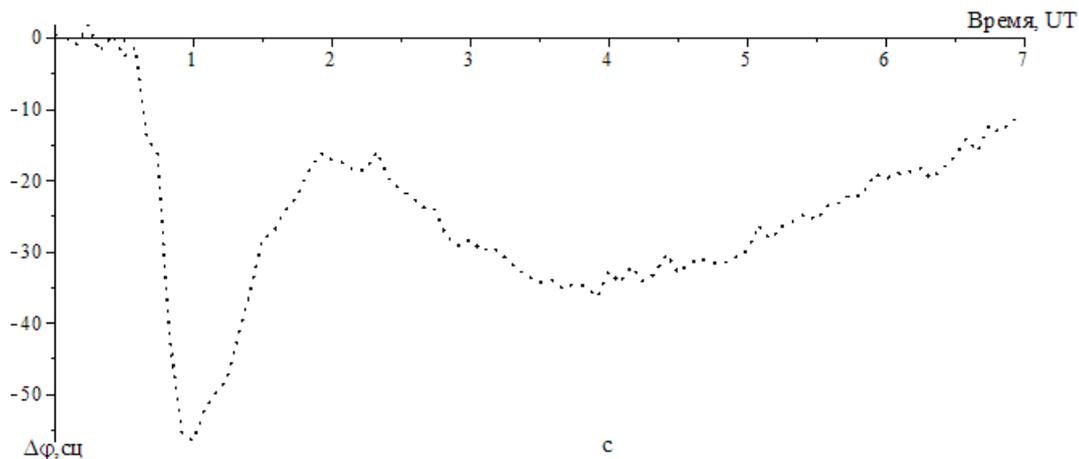


Рис. 1. Изменение фазы принимаемого сигнала 4 сентября 1982 года для трасс: а – трасса Япония – Хабаровск, б – трасса Гавайи – Хабаровск и с – Австралия – Хабаровск (сплошная линия – частота 10,2 кГц, пунктир – 13,6 кГц)



Окончание рис. 1.

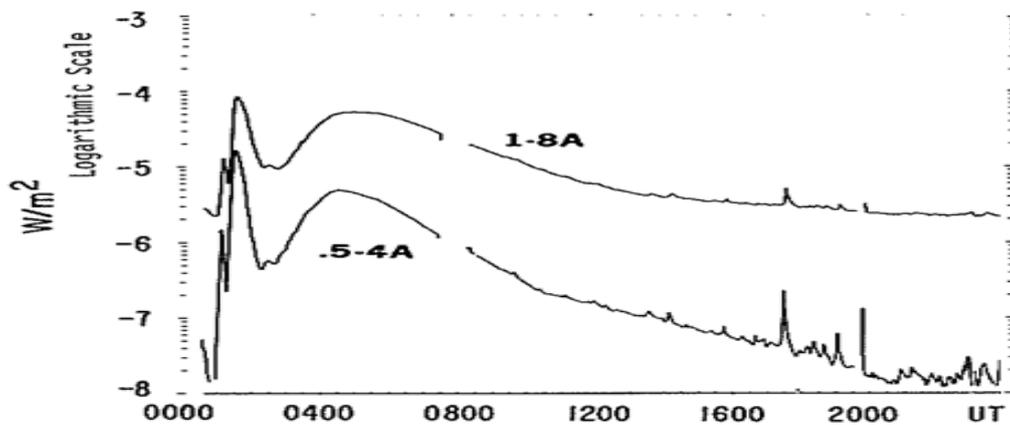


Рис. 2. Изменение рентгеновского потока для вспышки 4 сентября 1982 года [8]

Для определения освещенности трассы (так как рентгеновское излучение действует только на освещенной части Земли) рассчитывался средний зенитный угол Солнца по формуле [9]:

$$\cos \bar{\chi} = \frac{\sin(d/2a)}{d/2a} \cos \chi_c$$

где a – радиус Земли; d – протяженность освещенной части трассы; χ_c – зенитный угол Солнца в средней точке освещенной части трассы. Так как верхней границей волновода Земля – ионосфера является ионосфера, то зенитный угол Солнца с учетом отражающего озонового слоя брался равным 95° для средней точки освещенной части трассы на высоте порядка 60 км, что соответствует освещенной части трассы на высоте верхней стенки волновода. По фазовым вариациям можно сопоставить эквивалентные изменения эффективной высоты отражения ионосферы. Для подобных оценок использована приближенная формула для модели сферического волновода с бесконечно проводящей землей и ионосферой, обладающей свойствами так называемой «магнитной стенки» [10]:

$$\Delta h = \frac{\lambda h_c}{\left(\frac{\lambda}{4h_c}\right)^2 + 0.6 \frac{h_c}{2a}} \cdot \frac{\Delta \varphi}{r \cdot 100}$$

где λ – длина волны; h_e – средняя высота ионосферы; a – радиус Земли; $\Delta\varphi$ – вариации фазы принимаемого сигнала (в сантициклах) на расстоянии r от передатчика.

В табл. 2 приведены расчеты изменения эффективной высоты отражения ионосферы, соответствующие максимальному числу изменений фазы принимаемого сигнала во время внезапных ионосферных возмущений для протяженных трасс и различных частот (изменение высоты дано в км). Наблюдается некоторая тенденция к увеличению изменения эффективной высоты ионосферы с увеличением частоты принимаемого сигнала. Еще можно обратить внимание на тот факт, что с увеличением расстояния между передающей радиостанцией и приемным пунктом эффективная высота отражения ионосферы уменьшается (за исключением частоты 11.05 кГц, где эффективная высота отражения ионосферы практически не изменяется). Объяснить это можно отчасти как различным расположением трасс по широте, длиной трасс и, в частности, тем, что некоторые трассы проходят через геомагнитный экватор.

Таблица 2

Изменения эффективной высоты отражения ионосферы во время внезапных ионосферных возмущений для различных трасс и частот

Радиостанция	Частота, кГц		
	10.2	11.05	13.6
Ля Реюньон	1.55	2.03	2.07
Австралия	1.88	2.03	2.50
Гавайи	2.05	2.02	2.97

Необходимо отметить, что эффективная высота отражения ионосферы будет различной для разных частот распространения сигналов, поэтому, как видно из таблицы 2, значения изменения данной высоты также являются различными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Благовещенский Д. В. Влияние геомагнитных бурь/суббурь на ионосферу. Ч.I. (Обзор)// Геомагнетизм и аэрномия, том 53, №3, 2013. – С.291-307.
2. Дорман Л. И., Козин И. Д. Космическое излучение в верхней атмосфере. – М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1983. – 152 с.
3. Митра. А. П. Воздействие солнечных вспышек на ионосферу Земли. М.: Мир, 1977. С.370.
4. Смирнов В. М., Смирнова Е. В. Временные вариации ионосферы во время солнечной вспышки 28 октября 2003 г. по данным сети GPS//Геомагнетизм и аэрномия, 2005, том 45, №1, с.127-134.
5. Козлов С. И., Ляхов А. Н., Беккер С. З. Основные принципы построения вероятностно-статистических моделей ионосферы для решения задач распространения радиоволн//Геомагнетизм и аэрномия, 2014 – Т.54, №6 – С.767-779.
6. Орлов А. Б., Уваров А. Н. Модель нижней ионосферы для полуденных спокойных условиях и условий внезапных ионосферных возмущений по данным о распространении СДВ// Геомагнетизм и аэрномия. – 2011. – Т.51. – №1. – С. 80 – 89.
7. Орлов А. Б., Пронин А. Е., Уваров А. Н. Моделирование профилей электронной концентрации нижней ионосферы по данным о распространении СДВ//Проблемы дифракции и распространения волн: Сб. научных статей. – С-Пб.: Изд. С-ПбГУ, вып. 28, 2000. – С.83 – 114.
8. Solar-Geophysical Data March 1983 number 463 - Part II, p.38.
9. Азарнин Г. В., Орлов А. Б., Сазеева Р. Р. О дневных вариациях СДВ-полей, определяемых зависимостью электронной концентрации нижней ионосферы от зенитного угла Солнца//Геомагнетизм и аэрномия. – 1975. – Т.15. – №3. – С. 462 – 466.
10. Орлов А. Б., Азарнин Г. И. Основные закономерности распространения сигналов СДВ-диапазона в волноводном канале Земля – ионосфера //Проблемы дифракции и распространения волн: Сб. научных статей. – Л.: Изд. ЛГУ, вып.Х, 1970. – С.3 – 107.

СРЕДА С НУЛЕВЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ, СОСТОЯЩАЯ ИЗ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДИПОЛЕЙ

Е. Е. Новикова, Б. Б. Авербух

ФГБОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет»
г. Хабаровск, E-mail: ekaterina.novikova.9494@mail.ru

На основе микроскопического анализа исследована возможность получения искусственной среды с нулевым или квазиулевым показателем преломления. Среда сконструирована из плоскопараллельных монослоев, составленных из точечных электрических диполей. Так же в данной работе рассматривалось формирование преломленной и отраженной волн при падении на плоскую неподвижную границу раздела вакуум-диэлектрик плоской монохроматической s-поляризованной волны. Получены выражения для коэффициентов пропускания и отражения Френеля. Показано, что рассматриваемая среда может вести себя как среда с нулевым показателем преломления только при нормальном падении излучения. При этом фазовая скорость волны в среде бесконечно велика.

Проблеме получения метаматериалов с нулевым показателем преломления уделяется значительное внимание исследователей. В этих работах осуществляется аналитическое или численное решение макроскопических уравнений Максвелла. Свойства среды при этом описываются эффективными значениями электрической и магнитной проницаемостей. Микроскопический анализ этой задачи не проводился. Однако этот анализ необходим, как для понимания физического механизма рассматриваемых явлений, так и для получения соотношения между микроскопическими характеристиками среды. Механизм изменения скорости распространения преломленной волны в модели рассеивающих падающее излучение невзаимодействующих между собой точечных диполей показан в работе Сивухина [1]. Такой подход позволил описать преломление на границе раздела и изменение фазовой скорости света в среде, но не объяснил, например, поворот вектора поляризации при преломлении.

В настоящей работе, на основе микроскопического анализа исследуется возможность получения искусственной среды с нулевым или квазиулевым показателем преломления, рассматривается формирование преломленной и отраженной волн при падении на плоскую неподвижную границу раздела вакуум-диэлектрик плоской монохроматической s-поляризованной волны. По сравнению с моделью Сивухина поле диполя учитывается полностью, а не только в волновой зоне и, кроме того, учитывается взаимодействие дипольных монослоев между собой.

Среда предполагается состоящей из плоскопараллельных монослоев, составленных из точечных электрических диполей. Поле диполя учитывается полностью. Монослои расположены в плоскостях xu , пересекающих ось z в точках $z_1, z_2, z_3 \dots$. Расстояния между монослоями одинаковы и равны a . Волновой вектор \mathbf{k}_0 лежит в плоскости uz и имеет две ненулевые составляющие $\mathbf{k}_0 = (0, k_{0y}, k_{0z})$. В пределах одного монослоя диполи расположены неупорядоченно с плотностью N и с поляризуемостью $A=A' - A''$, и не взаимодействуют между собой. Учтено взаимодействие между дипольными монослоями. Плоская монохроматическая s-поляризованная волна, падает на плоскую неподвижную границу раздела вакуум-диэлектрик. Поскольку внешнее поле распространяется вперед, рассматривается рассеяние последовательными монослоями диполей, причем учитывается то, что каждый монослой диполей находится в поле излучения других монослоев.

Пусть на монослой падает под углом α поляризованное вдоль оси x

монохроматическое поле $\mathbf{E}_0 = \mathbf{e}_0 E_0 \exp(i\omega t - i\mathbf{k}_0 \mathbf{r})$ с частотой ω , волновым вектором \mathbf{k}_0 и вектором поляризации \mathbf{e}_0 . Индуцированный этим полем дипольный момент p -го атома (с координатой $\mathbf{r}_p = (x_1, y_1, z_1)$) в момент времени $t - R_p/c$, где R_p - расстояние от диполя до точки наблюдения ($x_2, y_2, z_2 < z_1$), равен

$$\mathbf{d}_p \left(t - \frac{R_p}{c} \right) = \mathbf{e}_0 A E_0 \exp(i\omega t - ikR_p - i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_p) = d_0 \exp(i\omega t - ikR_p - i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_p), \quad (1)$$

где $k = \omega/c$. Электрическое и магнитное поля определяются выражениями [1]

$$\mathbf{E}_p = \left[\frac{(2\mathbf{d}_{0\text{пар}} - \mathbf{d}_{0\text{пер}})}{R_p^3} (1 + ikR_p) + \frac{k_p}{R_p} \mathbf{d}_{0\text{пер}} \right] \exp(i\omega t - ikR_p - i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_p), \quad (2)$$

$$\mathbf{H}_p = \frac{AE_0 ik(1 + ikR_p)}{R_p^3} [\mathbf{e}_0 \mathbf{R}_p] \exp(i\omega t - ikR_p - i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_p), \quad (3)$$

где $\mathbf{d}_{0\text{пар}}$ и $\mathbf{d}_{0\text{пер}}$ - параллельная и перпендикулярная относительно \mathbf{R}_p составляющие дипольного момента соответственно.

Поля \mathbf{E}_{10} и \mathbf{H}_{10} , рассеянные монослоем в точке наблюдения (x_2, y_2, z_2), имеют вид

$$\mathbf{E}_{10}(x_2, y_2, z_2 > z_1) = -iPE_0 \mathbf{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y_2 - ik_{0z}z_2), \quad (4)$$

$$\mathbf{H}_{10}(x_2, y_2, z_2 > z_1) = -iPE_0 (\cos \alpha \mathbf{e}_y + \sin \alpha \mathbf{e}_z) \exp(i\omega t - ik_{0y}y_2 - ik_{0z}z_2), \quad (5)$$

где $P = 2\pi N A k^2 / k_{0z}$, а \mathbf{e}_y и \mathbf{e}_z - единичные векторы вдоль осей x и y .

Надо учесть, что при выводе выражений (4),(5) суммирование по координатам диполей было заменено интегрированием по плоскости монослоя, то есть дискретные излучающие центры были заменены непрерывно распределенными источниками. В этом случае поле излучения реальной среды не отличается от соответствующего поля ее идеализированной модели уже на расстояниях от границы порядка среднего межатомного. Поэтому выводы, формулируемые в данной работе справедливы на расстояниях от монослоя, больших чем средние межатомные [1]. Поэтому если расстояние между монослоями a больше межатомных расстояний, а длина волны много больше расстояний между монослоями $\lambda \gg a$, то результаты этой работы справедливы для большей части ближней зоны, исключая область исследуемую, например, в работе [2], где как раз и необходим учет дискретной структуры источников излучения.

Выражение (4) для \mathbf{E}_{10} представим в виде

$$[(1 - iP) - 1] \mathbf{E}_0(x_2, y_2, z_2).$$

Но выражение

$$(1 - iP)\mathbf{E}_0(x_2, y_2, z_2) = \mathbf{e}_0 E_0 |1 - iP| \exp(i\omega t - ik_{0y}y_2 - ik_{0z}z_1 - ik_{2z}a), \quad (6)$$

фактически представляет собой преломленную волну с компонентой волнового вектора $k_{2z} = k_{0z} + (\arctg P' / a)$ вдоль оси z , распространяющуюся вперед в среде. Поэтому можно сказать, что излучение первого монослоя диполей гасит падающую волну и формирует преломленную (теорема погашения Эвальда-Озеена [3]). И так далее.

Под действием внешнего поля диполи становятся источниками вторичных когерентных волн, определяющих структуру электромагнитного поля в среде. Излучение вторичных источников, распространяющееся назад, создает отраженную волну. Определим отраженную монохроматическую волну, рассеянную диполями. Отраженные поля $\mathbf{E}_R(x, y, z < z_1)$ и $\mathbf{H}_R(x, y, z < z_1)$ формируются отраженными от всех монослоев волнами и имеют вид:

$$\mathbf{E}_R(x, y, z < z_1) = -iPB \mathbf{e}_0 E_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y + ik_{0z}z - 2ik_{0z}z_1), \quad (7)$$

где $B = [1 - (1 - iP) \exp(-2ik_{0z}a)]^{-1}$.

Величина $(-iPB)$ - это коэффициент отражения. В оптическом диапазоне длин волн ($k_{0z}a \ll 1$), раскладывая в ряд функцию $\exp(-2ik_{0z}a)$ и учитывая член первого порядка малости, при $|P| \ll 1$ получаем,

$$\mathbf{E}_R(x, y, z < z_1) = R_S \mathbf{e}_0 E_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y + ik_{0z}z - 2ik_{0z}z_1), \quad (8)$$

где $R_S = (k_{0z} - k_{2z}) / (k_{2z} + k_{0z})$ - коэффициент отражения Френеля.

Если учесть в разложении второй порядок малости, то для $(-iPB)$ получаем выражение $R_S [1 + i4\pi k_{2z} a \cos \alpha / (k_{0z} + k_{2z}) \lambda]$, совпадающие по виду с формулой Друде [4].

Магнитное поле, рассеянное средой назад, имеет вид

$$\mathbf{H}_R(x, y, z < z_1) = iPBE_0(\cos\alpha\mathbf{e}_y + \sin\alpha\mathbf{e}_z)\exp(i\omega t - ik_{0y}y + ik_{0z}z - 2ik_{0z}z_1), \quad (9)$$

Совокупность отраженных полей, в выражениях (7 - 9) представляет собой поперечную отраженную волну. Из выражений (7 - 9) также следует закон отражения.

В точке нахождения диполя n -го монослоя поле формируется как волнами, распространяющимися вперед, так и отраженными от последующих монослоев. Полное поле в точке с координатами (x_n, y_n, z_n) имеет вид:

$$\mathbf{E}(x_n, y_n, z_n) = (1 - iP)^{n-1}E_0\mathbf{e}_0[1 - iP(1 - iP)V\exp(-2ik_{0z}a)] \times \\ \times \exp(i\omega t - ik_{0y}y_n - ik_{0z}z_n), \quad (10)$$

где $z_n = z_1 + a(n - 1)$.

В оптическом диапазоне длин волн при бесконечном числе монослоев выражение (10) при $|P| \ll 1$ принимает вид

$$\mathbf{E}(x_n, y_n, z_n) = E_0\mathbf{e}_0D_s \exp[i\omega t - ik_{0y}y_n - ik_{0z}z_1 - 2ik_{2z}a(n - 1)], \quad (11)$$

где $D_s = 2ik_{0z}/(k_{0z} + k_{2z})$ - коэффициент пропускания Френеля, а $k_{2z} = k_{0z} + P/a$. Поэтому можно сказать, что в среде распространяется преломленное поле с частотой ω , волновым вектором $\mathbf{k}_2 = (0, k_{0y}, k_{0z})$ и вектором поляризации \mathbf{e}_0 . Из выражений $k_{0y} = k_{2y}$ и $k_{2z} = k_{0z} + P/a$, следует определение показателя преломления $n_0 = 1 + 2\pi NA/a \equiv n_0(a)$, закон преломления и формула Лорентц-Лоренца.

Магнитное поле в точке нахождения диполя n -го монослоя формируется, как и электрическое, волнами, распространяющимися вперед, и волнами, отраженными от последующих монослоев.

$$\mathbf{H}(x_n, y_n, z_n) = (1 - iP)^{n-1}E_0D\mathbf{e}_1\exp(i\omega t - ik_{0y}y_n - ik_{0z}z_n), \quad (12)$$

где $\mathbf{e}_1 = \cos\beta\mathbf{e}_y - \sin\beta\mathbf{e}_z$.

В оптическом диапазоне длин волн и в случае разреженной среды получаем, что $D = \frac{k_2}{k}D_s$. Отсюда следует, что $\tan\beta = \frac{k_{2y}}{k_{2z}}$, причем $k_{2y} = k_{2z}$. Значит β - это угол между волновым вектором $\mathbf{k}_2 = k_{2y}\mathbf{e}_y + k_{2z}\mathbf{e}_z$ переломленной волны и осью z . Вектор поляризации магнитного поля \mathbf{e}_1 перпендикулярен волновому вектору \mathbf{k}_2 . Следовательно преломленная волна

$$\mathbf{H}(x_n, y_n, z_n) = DE_0\mathbf{e}_1\exp(i\omega t - ik_{0y}y_n - ik_{0z}z_1 - ik_{2z}(n - 1)a) \quad (13)$$

поперечна и распространяется вперед под углом β к оси z .

Таким образом, совокупность полей (11) и (13) представляют собой преломленную поперечную волну. При решении задачи Френеля с использованием уравнений Максвелла или аппарата интегральных уравнений поперечность переломленной волны предполагается изначально. Здесь же это следует из расчета. На границе среды (т.е. в точках нахождения диполей первого монослоя) выражения (11) и (13) переходят в обычные при записи граничных условий выражения для преломленной волны. Значит для поворота вектора поляризации магнитного поля необходим учет отраженных от последующих монослоев волн. Можно утверждать, что обычно делаемое изначально предположение о поперечности преломленной волны неявно учитывает наличие отраженной (в среде) волны, которую поэтому и не нужно учитывать явно в граничных условиях. Это и приводит к правильным значениям коэффициентов Френеля.

Модель слоистой среды, рассматриваемая в данной работе, содержит много монослоев. Поэтому учитываются волны, отраженные от них, т.е. рассеянные ими назад. А возможность осуществить предельный переход к случаю сплошной среды ($a \ll \lambda$) позволяет выяснить причину их отсутствия в обычно используемых граничных условиях. В работе используется поле в точке нахождения диполя n -го монослоя с координатами (x_n, y_n, z_n) , (10). Учитывая член первого порядка малости, при условии, что $|P| \ll 1$,

выражение $(1 - iP)^{n-1}$ можно представить в виде $(1 - iP)^{n-1} = \exp(-iP(n - 1))$ и подставить в выражение (10). Получим:

$$\mathbf{E}(x_n, y_n, z_n) = E_0 \mathbf{e}_0 [1 - iP(1 - iP)B \exp(-2ik_{0z}a)] \times \\ \times \exp(i\omega t - ik_{0y}y_n - ik_{0z}z_1 - ia(n - 1)[k_{0z} + P/a]),$$

Вещественный вектор $\mathbf{k}_2 = (0, k_{0y}, k_{2z})$ лежит в плоскости yz и имеет две ненулевые составляющие. Представив величину k_2^2 в виде $k_0^2 n_d^2$, можно ввести показатель преломления среды n_d :

$$k_2^2 = k_0^2 \left(1 + 2 \frac{2k_{0z}P'}{k_0^2 a} + \frac{P'^2}{k_0^2 a^2} \right).$$

Введем обозначение $\gamma = \frac{P'}{k_0 a} \ll 1$. Тогда квадрат показателя преломления n_d будет иметь вид

$$n_d^2 = 1 + 2\gamma \cos\varphi + \gamma^2.$$

Выполнение равенства

$$n_d^2 = 1 + 2\gamma \cos\varphi + \gamma^2 = 0 \tag{14}$$

соответствует нулевому значению n_d . Выполнение равенства (14) возможно только (учитывая вещественность γ) при $\varphi = 0$. Тогда $\gamma = -1$. Значит, что $\frac{P'}{k_0 a} = -1$. Так как $P' = 2\pi N A' \frac{k^2}{k_{0z}}$, то отсюда получается, что вещественная часть поляризуемости отрицательна ($A' < 0$).

Таким образом, рассматриваемая среда может вести себя как среда с нулевым показателем преломления ($n_d=0$) только при нормальном падении излучения и при выполнении условия $P' = -k_0 a$. Физически это означает, что набег фазы P' волны, обусловленный излучением монослоя, компенсируется набегом фазы $k_0 a$, обусловленным распространением волны вперед между монослоями. Равенство $n_d=0$ приводит к равенству нулю волнового вектора преломленной волны ($k_2 = 0$). Учитывая, что $k_2 = \frac{\omega}{V_\phi}$, где V_ϕ - это фазовая скорость волны в среде, получаем, что фазовая скорость равняется бесконечности $V_\phi = \infty$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сивухин Д. В. Лекции по физической оптике.- Ч.1 Новосибирск: Новосибирский гос. Ун-т, 1968.- С.354.
2. Gadomsky O. N., Kadochkin A. S. Metastructural systems of activated nanospheres and optical near-field resonances. // Optics and Spectroscopy. - 2005. v. 98, № 2, p. 265-272.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики // Пер. с англ. М.: Наука.- 1973.-С.721
4. Кизель В. А. Отражение света //М.: Наука.- 1967. -С. 352

ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОПРИЕМНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ СЭНДВИЧНОЙ СТРУКТУРЫ МЕТАЛЛ-СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК-МЕТАЛЛ

Ю. О. Перков, В. И. Иванов

ФГБОУ ВО «Дальневосточный государственный университет путей сообщения»
г. Хабаровск, E-mail: tmeh@festu.khv.ru

В работе предложен фотоприемник излучения на основе пироэлектрического кристалла. Использование одновременно пироэлектрического и фотогальванического эффектов позволяет расширить частотный диапазон фотоприемника.

Пироэлектрические приемники излучения (ППИ) нашли широкое применение в различных областях науки и техники для регистрации излучения в широком спектральном диапазоне [1]. По сравнению с другими типами приемников они обладают целым рядом преимуществ - в частности, высокой вольт-ваттной чувствительностью. Однако частотная зависимость этой чувствительности имеет спады в области низких и высоких частот модуляции излучения. Низкочастотный спад чувствительности объясняется тем, что пироток пропорционален производной от температуры по времени и стремится к нулю на низких частотах [1]. Для решения целого ряда задач исследование параметров излучения (в частности, формы импульса) необходимо проводить без специальной модуляции. Такие исследования возможно проводить только приемниками излучения с равномерной частотной зависимостью вольт-ваттной чувствительности [2].

Для получения равномерной частотной зависимости вольт-ваттной чувствительности в данной работе предлагается фотоприемник (ФП), в котором в качестве чувствительного элемента используется кристалл (например, ниобат лития), проявляющий два эффекта: пироэлектрический [1] и фотогальванический [3].

Целью данной работы является аналитическое исследование частотной зависимости вольт-ваттной чувствительности предлагаемого ФП.

Рассмотрим фотогальванический и пироэлектрический отклики на примере кристалла ниобата лития. Структурная схема ФП представлена на рис. 1.

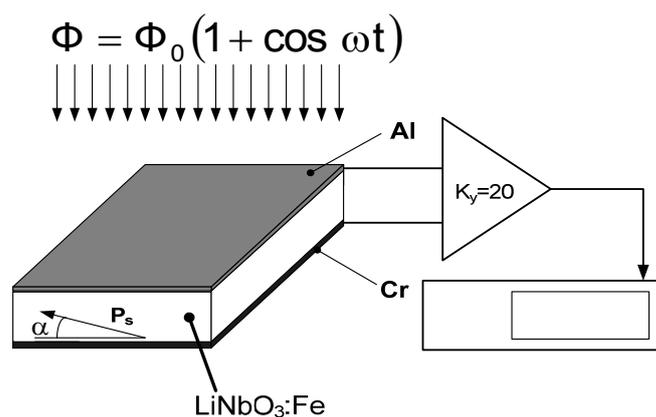


Рис. 1. Структурная схема ФП

При исследовании фотогальванического эффекта (ФГЭ) в ниобате лития с примесями железа и меди установлено, что плотность стационарного тока J пропорциональна

интенсивности лазерного излучения $\Phi(t)$: $J_{\text{фг}} = \alpha K_{\Gamma} \Phi(t)$, где: K_{Γ} – константа Гласса, зависящая от природы поглощающих центров и длины волны излучения и не зависящая от геометрии кристалла, конфигурации электродов и концентрации примесей, α – коэффициент поглощения [3].

Пусть на чувствительный элемент падает поток излучения $\Phi(t) = A\Phi_0(1 + \cos \omega t)$, где: Φ_0 – плотность потока излучения, ω – частота модуляции излучения, A – площадь облучаемой поверхности. Принимаем, что толщина кристалла мала ($\alpha L \ll 1$), так что фототок однороден по объему кристалла.

Чтобы получить выражение для вольт-ваттной чувствительности предлагаемого приемника, необходимо получить решение дифференциального уравнения для выходного сигнала (напряжения на сопротивлении нагрузки $R_{\text{н}}$) в соответствии со схемой замещения.

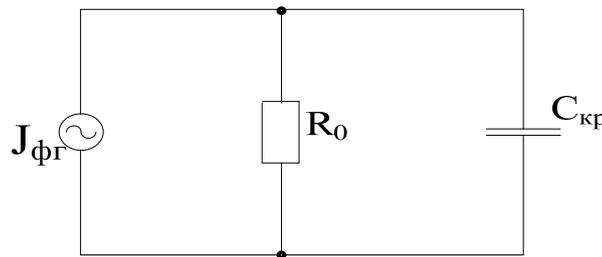


Рис. 2. Эквивалентная схема замещения приемника: $J_{\text{фг}}$ – источник фотогальванического тока; R_0 – суммарное сопротивления кристалла и нагрузки; $C_{\text{кр}}$ – емкость кристалла

Уравнение без учета процессов самоиндукции имеет вид:

$$C_{\text{кр}} \frac{dU}{dt} + \frac{U}{R_0} = J_{\text{фг}}, \quad (1)$$

где: U – выходной сигнал на сопротивлении нагрузки, $C_{\text{кр}}$ – емкость кристалла, $R_0^{-1} = R_{\text{кр}}^{-1} + R_{\text{н}}^{-1}$ ($R_{\text{кр}}, R_{\text{н}}$ – сопротивления кристалла и нагрузки, соответственно), $J_{\text{фг}} = \alpha K_{\Gamma} A \Phi(t)$.

Решив уравнение, получим выражение для амплитуды гармоники напряжения:

$$U_{\omega} = \frac{\alpha A K_{\Gamma} \Phi_0 R_0}{(\omega^2 \tau_{\text{э}}^2 + 1)}, \quad (2)$$

где $\tau_{\text{э}} = R_0 C_{\text{кр}}$ – электрическая постоянная.

Вольт-ваттная чувствительность ФП определяется как [1]:

$$S_{\text{фг}}^{\text{В-В}}(\omega) = \frac{U_{\omega}}{\Phi_0 A}, \quad (3)$$

Используя полученное выше решение, имеем:

$$S_{\text{фг}}^{\text{В-В}}(\omega) = \frac{\alpha K_{\Gamma} R_0}{\omega^2 \tau_{\text{э}}^2 + 1}, \quad (4)$$

Как видно из полученного выражения, вольт-ваттная чувствительность постоянна в диапазоне частот $0 < \omega < \tau_{\Sigma}^{-1}$ и равна $S_{\Phi_2}^{B-B}(0) = \alpha K_{\Gamma} R_0$.

Рассмотрим амплитудно-частотную характеристику для вольт-ваттной чувствительности пироэлектрического отклика.

Уравнение для пироэлектрического отклика имеет вид (эквивалентная схема замещения приемника аналогична таковой для фотогальванического тока) [1]:

$$C_{кр} \frac{dU}{dt} + \frac{U}{R_0} = A\gamma \frac{dT}{dt}, \quad (5)$$

где: A – площадь чувствительного элемента, γ – пироэлектрический коэффициент, T – температура кристалла, t – время,

Чтобы получить выражение для вольт-ваттной чувствительности пироприемника, необходимо решить уравнение теплового баланса для чувствительного элемента:

$$\frac{dT}{dt} + \frac{T}{\tau_T} = \frac{\alpha\Phi(t)}{c\rho A}, \quad (6)$$

где: c_p – удельная теплоемкость кристалла; $\tau_T = c_p \rho L (2\kappa)^{-1}$ – тепловая постоянная времени, определяемая коэффициентом конвективного теплообмена κ поверхности кристалла с окружающей средой, L – толщина кристалла.

Амплитуда переменной составляющей температуры (3) представляет собой следующее выражение:

$$T_{\omega} = \frac{\alpha L \Phi_0}{2\kappa(1 + \omega^2 \tau_T^2)}. \quad (7)$$

Подставляя в (5) решение уравнения теплопереноса, получаем вольт-ваттную чувствительность пироприемника [1]:

$$S_{\Pi}^{B-B}(\omega) = \frac{\alpha \tau_T \omega \gamma A R_0}{c_p \rho (1 + \omega^2 \tau_{\Sigma}^2)^{0.5} (1 + \omega^2 \tau_T^2)^{0.5}}, \quad (8)$$

Анализ полученного выражения показывает, что вольт-ваттная чувствительность постоянна в диапазоне частот $\tau_{\Sigma}^{-1} < \omega < \tau_T^{-1}$. В этом диапазоне чувствительность равна:

$$S_{\Pi}^{B-B}(\omega_{\partial}) \approx \frac{\alpha \tau_T \gamma A R_0}{c_p \rho \tau_{\Sigma}}, \quad (9)$$

Если использовать в качестве чувствительного элемента фотоприемника кристалл с обоими эффектами – пироэлектрическим и фотогальваническим (например, ниобат лития), то фототок будет состоять из двух слагаемых. Выбирая параметры кристалла (размеры, удельное сопротивление и т.д.) так, чтобы $S_{\Pi}^{B-B}(\omega_{\partial}) \approx S_{\Phi_2}^{B-B}(0)$, можно достичь постоянной чувствительности в диапазоне $0 < \omega < \tau_T^{-1}$:

$$S_{\Sigma}^{B-B}(\omega) = \frac{\omega \tau_{\Sigma} S_{\Phi_2}^{B-B}(0)}{(1 + \omega^2 \tau_{\Sigma}^2)^{0.5} (1 + \omega^2 \tau_T^2)^{0.5}} + \frac{S_{\Phi_2}^{B-B}(0)}{\omega^2 \tau_{\Sigma}^2 + 1}, \quad (10)$$

В качестве пироэлектрического эффекта можно использовать динамический пиро-

эффект [4], а фотогальванический заменить электретным [5-8]. Отклонение характеристики от равномерной (при $\omega\tau_{\text{Э}} \approx 1$) может быть скомпенсировано с помощью полосового фильтра.

Таким образом, рассмотренный ФП обладает равномерной вольт-ваттной чувствительностью в широком частотном диапазоне, включая инфранизкие частоты, что значительно расширяет возможности его использования (в частности, определяет его пригодность для исследования формы сигнала [9-11]).

ЛИТЕРАТУРА

1. Косоротов В. Ф., Кременчугский Л. С., Самойлов В. Б., Щедрина Л. В. Пирозлектрический эффект и его применения // под ред. Кременчугского Л.С. АН УССР. Ин-т физики.- Киев: Наукова думка, 1989.- 224 с.
2. Иванов В. И., Карпец Ю. М., Климентьев С. В. Термостимулированные токи в несимметричной сэндвичной структуре металл – сегнетоэлектрик – металл: монография; Хабаровск: Изд-во ДВГУПС, 2007. - 67 с.
3. Стурман Б. И., Фридкин В. М. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления // М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит.- 1992.- 208 с.
4. Иванов В. И., Климентьев С. В., Корчевский В. В. Использование динамического пирозффекта в термовольтаическом приемнике излучения // Вестник Тихоокеанского государственного университета. - 2010. - № 2. - С. 013-018.
5. Здоровцев Г. Г., Иванов В. И., Марченков Н. В. Термостимулированная ЭДС в сэндвичной структуре металл – ниобат лития-металл // Информатика и системы управления. - 2005. - № 1 (09). - С. 55-60.
6. Иванов В. И., Карпец Ю. М., Климентьев С. В. Термоэдс в легированных кристаллах ниобата лития с электродами из различных металлов // Известия высших учебных заведений. Физика. - 2001.- №1.- С. 96-97.
7. Здоровцев Г. Г., Иванов В. И., Карпец Ю. М., Климентьев С. В. Термоэлектрические свойства несимметричной сэндвичной структуры металл-ниобат лития-металл //Известия Томского политехнического университета.- 2007.- Т. 311.- № 2.- С. 102-105.
8. Ivanov V. I., Karpets Yu. M., Kliment'ev S. V. Thermo-emf in doped lithium niobate crystals with electrodes made of different metals // Russian Physics Journal.- 2001. -Vol. 44. -№ 1. - P. 119-121.
9. Косоротов В.Ф., Кременчугский Л.С., Самойлов В.Б., Щедрина Л.В. Пирозлектрический эффект и его применения. - Киев: Наукова думка, 1989.- 224 с.
10. Иванов В. И., Карпец Ю. М., Климентьев С. В. Тепловые приемники излучения на основе тонкослойных структур металл – сегнетоэлектрик – металл: монография; Хабаровск: Изд-во ДВГУПС, 2008.- 80 с.
11. Здоровцев Г. Г., Иванов В. И., Климентьев С. В., Криштоп В. В. Характеристики приемника излучения на основе структуры металл-сегнетоэлектрик-металл // Известия вузов. Приборостроение.- 2006. - Т. 49. - № 8.- С. 45-46.

КОНОСКОПИЧЕСКИЕ КАРТИНЫ ФАЗОВОЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНКИ $\lambda/4$

О. Ю. Пикуль, Л. Л. Коваленко, И. В. Повх

ФГБОУ ВО «Дальневосточный государственный университет путей сообщения»
г. Хабаровск, E-mail: pikoul2008@gmail.com

Приведены результаты эксперимента и компьютерного моделирования коноскопических картин фазовой кристаллической пластинки $\lambda/4$ из кварца при различном взаимном расположении плоскостей поляризации поляризатора и анализатора

Метод наблюдения в сходящемся поляризованном излучении (коноскопический метод) позволяет исследовать оптические свойства анизотропных кристаллов, которые по-разному проявляются в зависимости от их ориентации относительно направления наблюдения и поляризации излучения. Излучение пропускают через поляризатор и исследуемую кристаллическую пластинку, затем изменения в интенсивности излучения изучаются с помощью анализатора и различных оптических компенсаторов. По таким изменениям судят об основных оптических характеристиках анизотропных кристаллов: двулучепреломлении, количестве оптических осей и их ориентации, вращении плоскости поляризации, дихроизме, а также об оптических аномалиях кристаллов [1–4].

Интенсивность излучения, прошедшего поляризатор, кристаллическую пластинку и анализатор, изменяется в соответствии с выражением [1], описывающем коноскопическую картину оптически неактивного кристалла при произвольном взаимном расположении осей пропускания поляризатора и анализатора:

$$I = I_0(\cos^2 \chi - \sin 2\varphi \sin 2(\varphi - \chi) \sin^2 \frac{\delta}{2}), \quad (1)$$

где φ – угол между направлением колебаний вектора E , пропускаемым поляризатором P , и одним из главных направлений пластинки χ ; χ – угол между осями пропускания поляризатора и анализатора; I_0 – интенсивность излучения после поляризатора ($\chi = 0^\circ$, $\varphi = 0^\circ$); δ – разность фаз, вносимая кристаллической пластинкой.

Широкое применение в поляризационных приборах получили кристаллические фазовые $\lambda/4$ пластинки, используемые для получения циркулярно поляризованного излучения. Такие кристаллические пластинки содержат оптическую ось в плоскости входной грани и при нормальной ориентации вносят разность фаз $\delta = (\pi/2) \cdot (2k+1)$, где k – целое

число. Толщина пластинки равна $d = \lambda/4 \cdot \left| \frac{2k+1}{n_e - n_o} \right|$.

Для кристаллической фазовой пластинки с входной гранью, параллельной оптической оси, интенсивность излучения в пучке после системы поляризатор – кристалл – анализатор описывается выражением:

$$I = 0,5I_0(1 + \cos 2\chi \cos \delta), \quad (2)$$

где χ – угол между осями пропускания поляризатора и анализатора;

$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \left[\sqrt{n_e^2(\gamma') - \sin^2 \theta} - \sqrt{n_o^2 - \sin^2 \theta} \right]$ – разность фаз между обыкновенным и

необыкновенным лучами на выходе из пластинки; d – толщина кристаллической пластинки; λ – длина волны излучения; θ – угол падения луча на пластинку (внешний); n_o и n_e – показатели преломления кристалла; $\sin \theta = n_o \sin \beta_0 = n_e(\gamma') \sin \beta_e$. Показатель преломления необыкновенного луча записывается в виде

$$n_e(\gamma') = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 + (n_e^2 - n_o^2) \cos^2 \gamma'}}, \text{ где } \cos^2 \gamma' = \cos \rho \cos \alpha_1 \sin \beta_e + \sin \alpha_1 \cos \beta_e; \rho - \text{ азимутальный}$$

угол в плоскости коноскопической картины; α_1 – угол между входной гранью пластинки и оптической осью. Выражение (2) позволило с помощью программного математического пакета Maple рассчитать коноскопические картины (рис. 1). Коноскопические картины (рис. 1) для кристаллической пластинки $\lambda/4$ с оптической осью в плоскости входной грани соответствуют различному взаимному расположению плоскостей поляризации поляризатора и анализатора. Коноскопические картины кристаллической пластинки с оптической осью в плоскости входной грани содержат две системы гипербол (линии одинаковой разности фаз) со взаимно перпендикулярными осями.

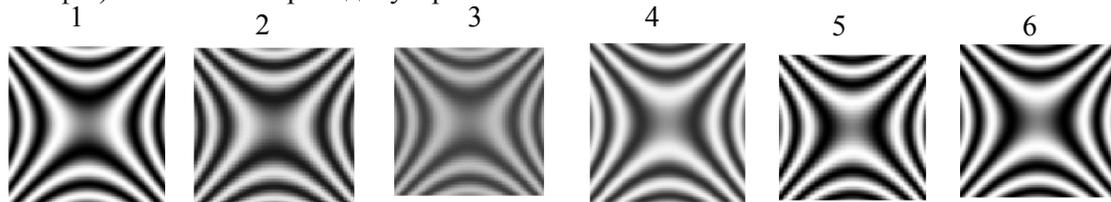


Рис. 1. Теоретически рассчитанные коноскопические картины кварцевой пластинки (оптическая ось в плоскости входной грани). Угол между осями пропускания поляризатора и анализатора (χ): 1 - 90° ; 2 - 72° ; 3 - 60° ; 4 - 20° ; 5 - 10° ; 6 - 0° . Угол $\varphi = 45^\circ$

Поворот анализатора при неподвижном поляризаторе приводит к изменению коноскопической картины кристаллической пластинки: интенсивность изохром падает, контраст картины интерференции снижается и при угле 45° между плоскостями поляризации поляризатора и анализатора наблюдается равномерно освещенное поле зрения. При дальнейшем повороте анализатора интерференционные полосы вновь появляются и при параллельных поляризаторе и анализаторе симметрия коноскопической картины меняется на 90° (рис. 1, 6) по сравнению с рис. 1, 1. Рассчитанные коноскопические картины достаточно хорошо совпадают с экспериментально полученными коноскопическими картинками кварцевой кристаллической пластинки толщиной 3,3 мм, освещенной излучением He-Ne лазера ($\lambda_0 = 632,8$ нм) (рис. 2). Случаи, когда угол между плоскостями поляризации поляризатора и анализатора отличается на 90° (рис. 2, 1 и 2, 6) соответствуют повороту коноскопической картины на 90° . Расчет изображений и экспериментальные исследования выполнены для случая, когда угол между направлением колебаний вектора, пропускаемым поляризатором, и одним из главных направлений пластинки $\varphi = 45^\circ$; другие значения углов φ приводят к менее четким и контрастным результатам интерференции поляризованных лучей в фазовой кристаллической пластинке $\lambda/4$.

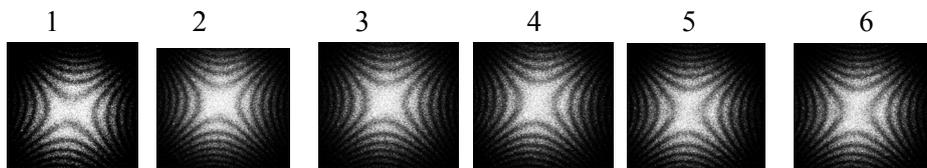


Рис. 2. Серия коноскопических картин пластинки, вырезанной из кварца (оптическая ось в плоскости входной грани) при повороте анализатора. Угол между осями пропускания поляризатора и анализатора (χ): 1 - 90° ; 2 - 72° ; 3 - 60° ; 4 - 20° ; 5 - 10° ; 6 - 0° . Угол $\varphi = 45^\circ$

ЛИТЕРАТУРА

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1970. – 855 с.
2. Меланхолин, Н.М. Методы исследования оптических свойств кристаллов. – М.: Наука, 1970. – 155 с.
3. Константинова, А. Ф. Оптические свойства кристаллов. А. Ф. Константинова, Б. Н. Гречушников, Б. В. Бокуть, Е. Г. Валяшко. Минск: Наука и техника, 1995. – 302 с.
4. Veiras Francisco E., María T. Garea, Liliana I. Perez Wide angle conoscopic interference patterns in uniaxial crystals // Appl.opt. – 2012. – v. 51. – № 15. – p. 3081–3090.

САМОВОЗДЕЙСТВИЕ СВЕТА В ПРОЗРАЧНОЙ НАНОСУСПЕНЗИИ

К. В. Платонов, Г. Д. Иванова

ФГБОУ ВО «Дальневосточный государственный университет путей сообщения»
г. Хабаровск, E-mail: tmeh@festu.khv.ru

В дисперсной среде существует специфический механизм оптической нелинейности, основанный на перераспределении концентрации частиц дисперсной среды в градиентном световом поле. В данной работе проведен теоретический анализ светоиндуцированной линзы в дисперсной жидкофазной среде в поле гауссова пучка оптоволокна.

В наногетерогенной среде с различными показателями преломления компонентов на наночастицы в электромагнитном поле действуют электрострикционные силы, которые могут быть причиной возникновения концентрационных потоков [1-3]. Данные силы называются градиентными и приводят к тому, что наночастицы втягиваются (если показатель преломления вещества дисперсной фазы больше, чем дисперсионной среды), в обратном случае частицы выталкиваются из областей с большей напряженностью электрического поля электромагнитной волны. На основе такого механизма оптической нелинейности также возможна реализация различных нелинейно-оптических схем, в частности светоиндуцированной линзы [4-6].

Целью данной работы является теоретический анализ стационарного светового отклика в прозрачной дисперсной среде в оптоволоконной однолучевой схеме.

Мы будем рассматривать жидкофазную среду с наночастицами (дисперсная фаза), находящуюся под воздействием лазерного излучения с гауссовым профилем интенсивности [6]. Будем считать обе компоненты среды прозрачными для излучения, тем самым устраняя влияние термодиффузии [7,8].

Два одномодовых оптоволокна (излучающее и приемное) находятся соосно на расстоянии z_1 друг от друга и погружены в дисперсную среду. Для гауссова пучка распределение интенсивности падающего излучения в плоскости, перпендикулярной оптической оси z [9]:

$$I = I_0 \left(1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi r_0^2} \right)^2 \right)^{-1} \exp(-r^2(z)/r_1^2(z)), \quad (1)$$

где $r_1(z) = r_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi r_0^2} \right)^2}$ - радиус пучка на расстоянии z от выходного торца излучающего

оптоволокна, r - расстояние от оси пучка, λ - длина волны излучения, r_0 - радиус пучка в перетяжке, I_0 - интенсивность излучения на оси в плоскости перетяжки пучка.

Балансное уравнение, описывающее динамику концентрации наночастиц в жидкофазной среде с учётом диффузионного и электрострикционного потоков ($J_{el} = \gamma C \nabla I$ - электрострикционный поток), можно записать в виде [6]:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla^2 C - \text{div}(\gamma C \nabla I) \quad (2)$$

Здесь приняты следующие обозначения: $C(r, t)$ - объемная концентрация диспер-

ных частиц, D - коэффициент диффузии, $\gamma = b\mu$, $b = \frac{4\pi\beta D}{c_0 n k T}$, $\mu = (6\pi\eta a)^{-1}$ - подвижность микрочастицы, a - радиус наночастицы, η - вязкость жидкости, β - поляризуемость частицы, k - постоянная Больцмана, T - температура среды, c_0 - скорость света в вакууме, n - эффективный показатель преломления среды.

Далее, используя представление $C(r, t) = C_0(1 + C'(r, t))$ и полагая изменение относительной концентрации частиц малым $C'(r, t) \ll 1$, получим для уравнения (2) начальные и граничные условия:

$$C'(r, 0) = 0, \quad \frac{\partial C'}{\partial r}(r = 0) = 0, \quad 0 \leq r < \infty. \quad (3)$$

Решая уравнения (2) в стационарном режиме, получаем:

$$C'(r, t) = \gamma D^{-1} I_0 \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right). \quad (4)$$

Для частиц с радиусом, много меньшим длины волны излучения λ , показатель преломления среды пропорционален концентрации частиц [5]: $n = n_1(1 + \Phi\delta)$, где $\delta = (n_2 - n_1)/n_1$; n_1 и n_2 - показатели преломления вещества дисперсионной среды и дисперсной фазы соответственно, $\Phi = (4/3)\pi a^3 C$ - объемная доля дисперсной среды. Для расчета светового сигнала используем выражение для линзовой прозрачности слоя нелинейной среды [1]:

$$T = 1 + \frac{(l/l_0)F_{nl}(0)}{(1 + l^2/4l_0^2)(1 + 3l^2/4l_0^2)}, \quad (5)$$

где $F_{nl}(0)$ - нелинейный набег фаз в оптической ячейке на оси пучка, $l_0 = \pi r_0^2 / \lambda$, l - расстояние между торцами выходного и приемного оптоволокон.

Используя (4-5), можем получить для значения нелинейного набег фазы:

$$F_{nl}(0) = 2\pi n_1 z_1 \gamma D^{-1} I_0 \Phi_0 \delta \lambda^{-1} \quad (6)$$

Окончательно получаем выражение для светового отклика (интенсивность излучения на оси пучка в плоскости торца приемного оптоволокон).

Таким образом, в работе получено выражение для светового отклика прозрачной дисперсной среды (наножидкости) в оптоволоконной схеме. Полученные результаты актуальны для оптической диагностики дисперсных жидкофазных сред, а также для нелинейной оптики таких сред [10-13].

ЛИТЕРАТУРА

1. Smith P. W., Ashkin A., Tomlinson W.J. Four - wave mixing in an artificial Kerr medium // Opt. Lett. -1981. V.6. -N.6. -P. 284-286.
2. Иванов В. И., Ливашвили А. И., Лобов А. И., Симаков С. Р. Динамические голограммы в микрорегетерогенных жидкофазных средах // Оптический журнал.- 2004. - № 9. - С. 236.
3. Gordon R., Blakely J. T., Sinton D. Particle-optical self-trapping // Physical Review A.- 2007.- 75(5).-P.055801-055804.
4. Иванов В. И., Кузин А. А., Окишев К. Н. Термодиффузионный механизм самомодуляции излучения в среде с поглощающими наночастицами // Известия высших учебных заведений. Физика. - 2009. -Т.52, №12-3. - С.114-116.
5. Иванов В. И., Иванова Г. Д., Кирюшина С. И., Мяготин А. В. Нанодисперсные среды для ди-

- намической голографии // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2015. – Т. 58. – № 11-3. – С. 153-156.
6. Иванов В. И., Ливашвили А. И., Окишев К. Н. Электрострикционный механизм самовоздействия излучения в жидкости с наночастицами // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия «Физика». – 2009. – Т. 4. – № 2. – С. 58-60.
 7. Иванова Г. Д., Кирюшина С. И., Мяготин А. В. Динамические голограммы в наносuspензии // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. -2014. – №6. - С. 122-125.
 8. Сухоруков А. П. Дифракция световых пучков в нелинейных средах // Соросовский образовательный журнал. – 1996. - №5. - С. 85-92.
 9. Иванова Г. Д., Кирюшина С. И., Мяготин А. В. Нелинейная линза в дисперсной среде// Современные проблемы науки и образования. – 2015. – № 1-1. – С. 1779. URL: www.science-education.ru/121-19194.
 10. Крылов В. И., Иванова Г. Д., Хе В. К. Метод светоиндуцированной псевдо-призмы в наножидкости // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. – 2015. – №7. – С. 329-332.
 11. Иванов В. И., Иванова Г. Д., Хе В. К. Оптическая диагностика полимерных наночастиц // Фундаментальные исследования. – 2015. – № 11-6. – С. 1085-1088.
 12. Иванов В. И., Иванова Г. Д., Хе В. К. Термолинзовая спектроскопия двухкомпонентных жидкофазных сред // Вестник Тихоокеанского государственного университета. – 2011. – № 4. – С. 39-44.
 13. Ливашвили А. И., Иванова Г. Д., Хе В. К. Стационарный термолинзовый отклик наножидкости // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. – 2014. – №6. – С. 227-230.
 14. Иванов В. И., Кузин А. А., Ливашвили А. И., Хе В. К. Динамика светоиндуцированной тепловой линзы в жидкофазной двухкомпонентной среде // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Физико-математические науки. -2011.-Т.4.-№134.- С.44-46.

**СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ ПРИБОР
ДЛЯ НЕИНВАЗИВНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОДЕРЖАНИЯ БИЛИРУБИНА
В КРОВИ НА БАЗЕ УСТРОЙСТВА
ДЛЯ КОНЪЮНКТИВАЛЬНОЙ МИКРОСКОПИИ**

Д. А. Полянский, А. Н. Гумовский, А. В. Бондарь

ФГАОУ ВО «Дальневосточный федеральный университет»
г. Владивосток, E-mail: rambo192@mail.ru

В работе описывается перспективное устройство для не инвазивной экспресс-диагностики содержания билирубина в крови на базе запатентованного устройства для конъюнктивальной микроскопии. В основе метода лежит принцип двухволновой адсорбционной спектрофотометрии, позволяющий разделить данные по содержанию билирубина и гемоглобина. Отдельно рассматривается реализация системы освещения.

Билирубин (от лат. Bilis - желчь и лат. Ruber - красный) —желчный пигмент, один из главных компонентов желчи в организме человека и животных. Образуется в норме как результат расщепления гемоглобина, миоглобина и цитохрома. В крови билирубин содержится в небольших количествах в виде двух фракций: свободной и связанной. Повышение билирубина может говорить как об избыточном разрушении эритроцитов (гемолитическая желтуха и пр.), так и о нарушенном выведении билирубина из организма, например при печеночной желтухе, закупорке желчных протоков и пр. Показатели общего, свободного (непрямого) и связанного (прямого) билирубина используются для более точной диагностики.

Лабораторные исследования, построенные на инвазивных методах, сопряжены с травмированием пациентов, возможностью инфицирования, а также с довольно длительной процедурой получения диагностического результата. Однако на сегодняшний день они являются определяющими, так как удовлетворяют требованиям допустимых пределов аналитической вариации: для гемоглобина $\pm 2\%$; для билирубина $\pm 10\%$. Тем не менее, для мониторинга состояния больных и терапии не инвазивные методы значительно превосходят лабораторные исследования как по оперативности, так и по эффективности и экономичности.

Приборы не инвазивной диагностики позволяют:

- в течение нескольких секунд бескровным методом поставить диагноз гипербилирубинемии, анемии или диабета и выявить методом скрининга пациентов группы риска;
- исключить инфицирование пациента во время взятия крови (СПИД, гепатит, кокаковая инфекция и др.);
- проводить измерения любому медицинскому работнику;
- быстро окупаться, так как исключаются затраты на спецреагенты и т.д.

Целью работы была модернизация созданного нами ранее прибора для оперативно-го анализа состояния человека в реальном времени на основе анализа состояния микрососудистого русла конъюнктивы глаза. Оптическая система разработанного устройства позволяет получать изображения микрососудистого русла с высоким разрешением. Модернизация должна была дать возможность помимо исследования микрососудистого русла получать информацию о содержании в крови различных веществ, например билирубина, холестерина, глюкозы и т.д. В рамках данного проекта – билирубина.

На рынке присутствуют приборы для не инвазивного определения содержания билирубина, однако они рассчитаны либо на работу с пробами крови, либо с получением

данных через кожу, что связано с определёнными неудобствами (обескровливание участка кожи, введение поправок на возраст, тип расы и т.д.). Разрабатываемый прибор позволит исследовать содержание различных веществ в крови напрямую в сосудах благодаря высокой разрешающей способности, позволяющей получать данные с микрососудистого русла. Получение данных о содержании билирубина основано на принципе оптического спектрофотометрирования участка конъюнктивного русла бульбарной конъюнктивы глаза человека.

Для реализации системы определения билирубина нами был взят за основу принцип двухволновой адсорбционной спектрофотометрии, когда производится облучение образца двумя разными длинами волн, и измеряется разница поглощений. Разрешение по длине волны (в отличие от светосилы) имеет второстепенное значение, что позволяет использовать в качестве монохроматора узкополосные интерференционные фильтры

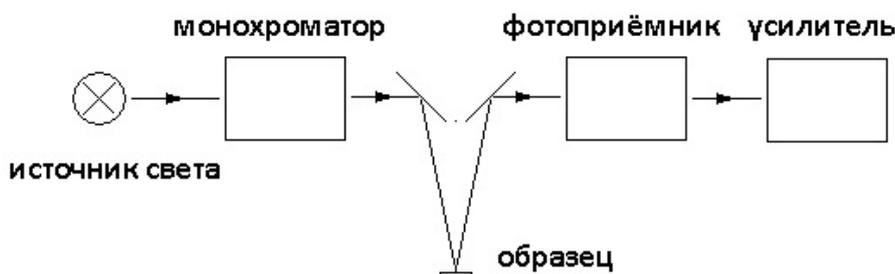


Рис. 1. Принципиальная схема устройства

Как известно, пик поглощения билирубина приходится на длину волны 460 нм. Но получить информацию о его содержании, используя монохроматическое излучение на этой длине волны затруднительно, ибо значительным так же является вклад за счёт поглощения гемоглобина на этой частоте. Поэтому необходимо дополнительно получать данные о поглощении на 550 нм, т.к. поглощение у гемоглобина на этой длине волны соответствует его поглощению на 460 нм.

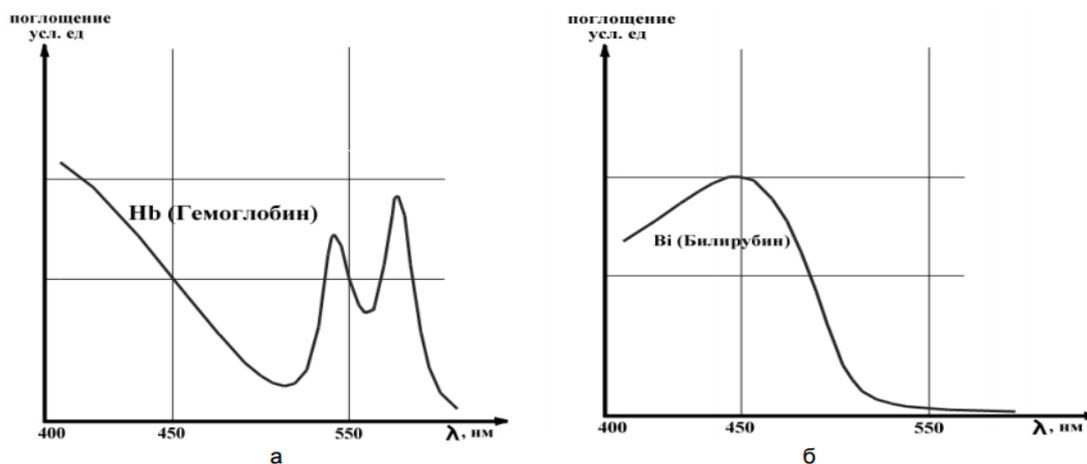


Рис. 2. Интенсивность поглощения билирубина и гемоглобина в зависимости от длины волны

Величина поглощенной биотканями энергии ($\Phi_{\text{погл}}$) приближенно исчисляется как разность между падающей ($\Phi_{\text{пад}}$) и отраженной ($\Phi_{\text{отр}}$) частями энергии светового потока:

Оптическая плотность — мера ослабления света при прохождении прозрачными объектами или при отражении света непрозрачными объектами. Вычисляется как деся-

тичный логарифм отношения потока излучения падающего на объект, к потоку излучения прошедшего через него (отразившегося от него), то есть это есть логарифм от величины, обратной к коэффициенту пропускания (отражения).

$$D = \lg \frac{\Phi_{\text{пад}}}{\Phi_{\text{отр}}}$$

В нашем случае будет идти определение содержания билирубина за счёт разности оптических плотностей излучения, отражённого от конъюнктивы на длинах волн 460 нм и 550 нм.

$$D_{\text{Бл}}(460) - D_{\text{ПЛЫВКА}}(460\text{н.м}) - D_{\text{ПЛЫВКА}}(550\text{н.м})$$

Если при создании базового устройства для конъюнктивальной микроскопии, где основной задачей было устранение бликов и получение максимально отчётливого изображения микрососудистого русла, здесь стоит задача обеспечить одинаковый уровень освещенности на обеих длинах волн.

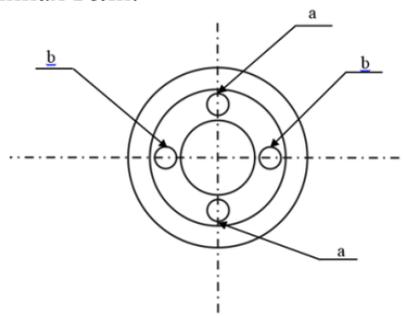


Рис. 3. Схема блока освещения: а – места вывода световодов с фильтрами 460 нм; б – места вывода световодов с фильтрами 550 нм.

Поэтому в качестве источника излучения был выбран светодиод ЗНР2С (1 Вт, 120 люмен), волоконно-оптическая разводка и установка на торцах волокна светофильтров со спектральной полушириной полосы 7-12 нм и пропусканием не менее 50%.

При выборе оптического волокна был учтен ряд параметров, которые должны были бы обеспечивать:

- Минимальную степень поглощения в используемом спектральном диапазоне (460-550 нм)
- Прохождение светового потока максимальной мощности
- Максимальный угол рассеивания

В результате выбор пал на многомодовое волокно на основе полиметилметакрилата с радиусом жилы 1 мм и показателем преломления $n = 1,49$.

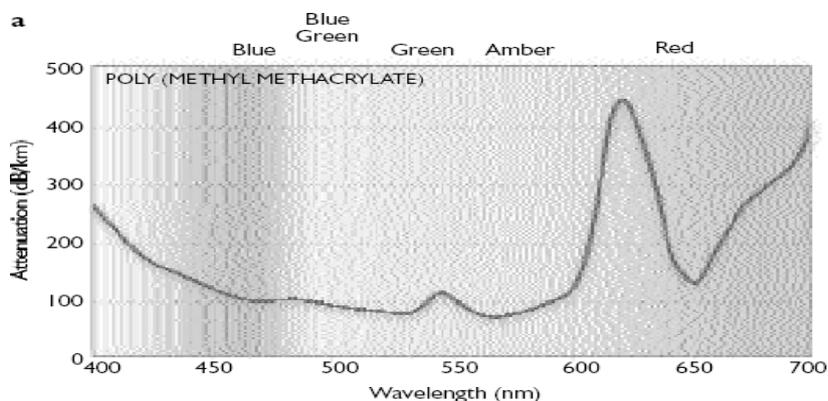


Рис. 4. Кривая поглощения оптоволокна на основе полиметилметакрилата

При регистрации спектров поглощения биологических образцов необходимо учитывать поглощение света водой, находящейся в образце.

Для определения угла рассеивания была собрана установка для определения выходного конуса освещения и площади освещаемой поверхности. Установка состоит из одного светодиода, понижающего резистора, оптоволоконного световода, прикрепленного торцом к светодиоду, совмещая оси последних.

Практика показала, что угол выходного конуса относительно оптической оси составляет 360° , при расстоянии до объекта 10 мм диаметр освещенного пятна составит 14 мм. Так как излучение у нас будет подаваться одновременно с 2 источников, необходимо определить оптимальную область перекрытия.

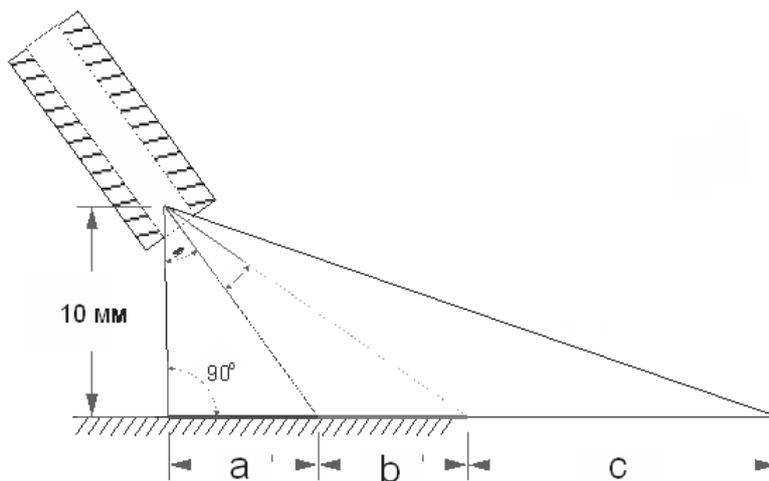


Рис. 5. Схема области освещения

Установлены 3 характерные зоны: а – зона максимальной интенсивности, обусловленный формированием блика, b – зона постепенного снижения градиента освещенности, с – зона резкого снижения уровня градиента освещенности. Система освещения сконструирована так, что зоны b обоих осветителей перекрываются, и с этого участка отражённый пучок фокусируется на ПЗС-матрицу.

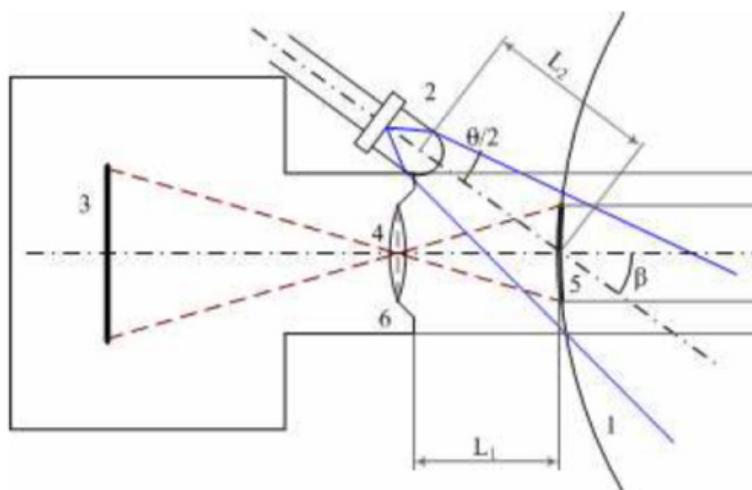


Рис. 6. Оптическая схема камеры и подсветки участка конъюнктивы: 1 – склера, 2 – световод с фильтром на торце, ПЗС-матрица, 4 – система фокусировки, 5 – исследуемый участок, 6 – объектив

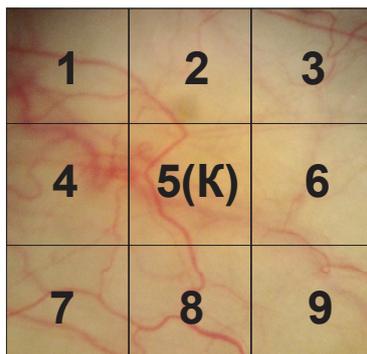


Рис. 7. Схема исследуемого участка конъюнктивы

Центральная часть исследуемого участка конъюнктивы представляет собой квадрат, стороной 5x5 мм, который условно помещается в центр матрицы, состоящей из 9 таких квадратов. Именно в этой области и будет поступать на ПЗС-матрицу отражённый сигнал, изменение интенсивности которого и будет характеризовать содержание билирубина в крови.

Фотометрическим методом можно определять также концентрацию в растворе более двух веществ, на основе аддитивности оптической плотности:

$$D_{\Sigma} = D_1 + D_2 + \dots + D_n$$

где D_{Σ} – оптическая плотность раствора; D_1, D_2, \dots, D_n – оптические плотности для различных компонентов смеси. Особенно ценным качеством фотометрических методов является возможность определения примесей (до 10-5...10-6%). В нашем случае это означает что в дальнейшем, после успешного тестирования нашего прибора для определения билирубина, можно будет апгрейдить его, дополнив осветительную систему излучателями соответствующих длин волн, и сделав пригодным для определения других составляющих крови (глюкоза, окси/карбоксигемоглобин и т.д.).

ЛИТЕРАТУРА

1. Патент – 2544314 РФ, МПК А61В3/14 2013154808 С1. Устройство для конъюнктивальной микроскопии/ В. В Усов, А. Н. Гумовский, В. Н. Багрянцев, Ю. П. Недобыльская, А. О. Недобыльский, Д. А. Полянский; Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Дальневосточный федеральный университет" (ДВФУ); Заяв. 10.12.2013; Опубл. 20.03.2015, Бюл.№14.

АДАПТИВНОЕ ЗЕРКАЛО СО СВЕТОУПРАВЛЯЕМОЙ КРИВИЗНОЙ

Н. Н. Рекунова, К. Н. Окишев, Г. Д. Иванова

ФГБОУ ВО «Дальневосточный государственный университет путей сообщения»
г. Хабаровск, E-mail: tmeh@festu.khv.ru

Экспериментально исследовано управляемое термозеркало на основе тонкой полимерной пленки. При облучении гауссовым пучком излучения нагрев пленки приводит к образованию соответствующего рельефа на ее поверхности. Получены зависимости оптической силы термозеркала от интенсивности падающего излучения и времени экспозиции. Предложена модель явления, в которой светоиндуцированное расширение тонкой пленки приводит к соответствующей ее деформации.

Исследование деформаций, индуцированных в твердом теле лазерным излучением, проводятся достаточно активно в рамках изучения физики взаимодействия световых полей с веществом [1]. Зеркальные пленочные структуры, в которых под действием интенсивного излучения происходит термоиндуцированное рельефообразование, могут быть основой создания микромеханических устройств для защиты оптико-электронных приборов и систем от поражающего лазерного излучения [2]. Известно применение фазовой рельефографии для записи оптической информации, а также в динамической голографии [3-4]. Это делает актуальным исследование светоиндуцированных механизмов модуляции рельефа [5].

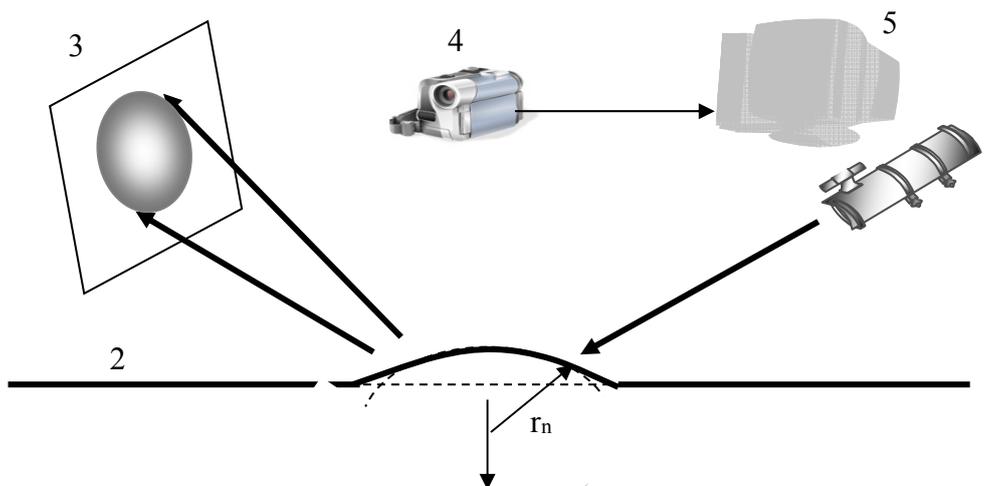


Рис. 1. Схема эксперимента: 1- лазер; 2- полимерная пленка; 3 – экран; 4- фотокамера; 5- персональный компьютер

Цель исследования. В данной работе исследован механизм образования рельефа на поверхности полимерной пленки, обусловленный тепловой деформацией пленки при ее нагреве падающим излучением. В экспериментах использовалась полимерная пленка толщиной 80 мкм, с коэффициентом зеркального отражения вблизи нормального угла падения 6% и коэффициентом пропускания света 0,25%. В результате воздействия падающего на пленку излучения гелий-неонового лазера (мощность - 60 мВт, длина волны $\lambda=633$ нм) на поверхности

пленки возникла область с выпуклой отражающей поверхностью (Рис.1). Отраженный пучок значительно увеличивал свою расходимость, что регистрировалось на экране (Рис.2).

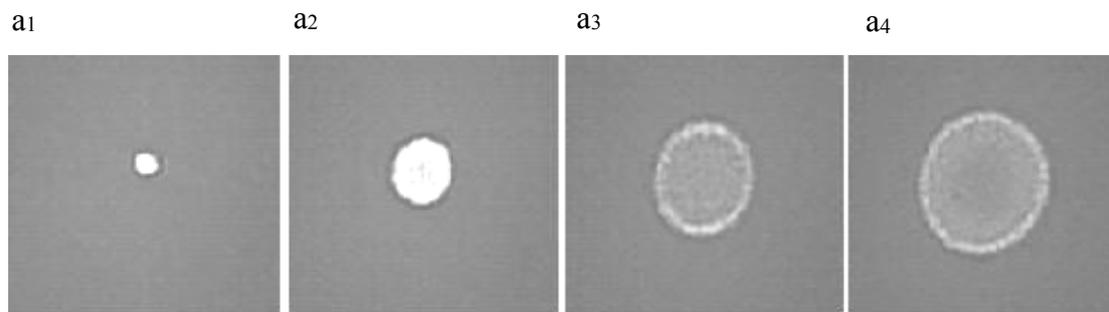


Рис. 2. Самовоздействие излучения He-Ne лазера при отражении от поверхности полимерной пленки: a₁-a₄ - фотографии пятна на экране (временной интервал между кадрами 0, 5 с)

Оптическая сила D образованного под воздействием луча лазера сферического зеркала рассчитывалась по следующей формуле:

$$D = \frac{2}{r_n} = \frac{a - a_0}{la_0}, \quad (1)$$

где r_n – радиус кривизны поверхности, a – радиус пучка на экране, a_0 – исходный радиус пучка.

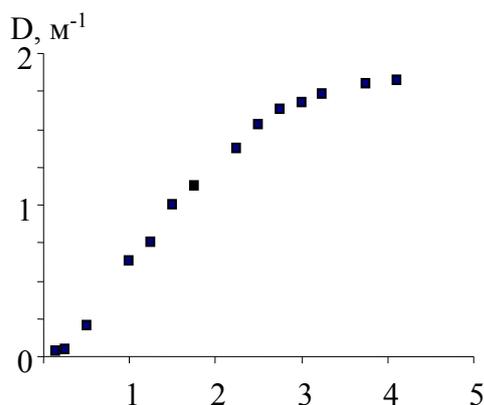


Рис. 3. Зависимость оптической силы термозеркала от времени

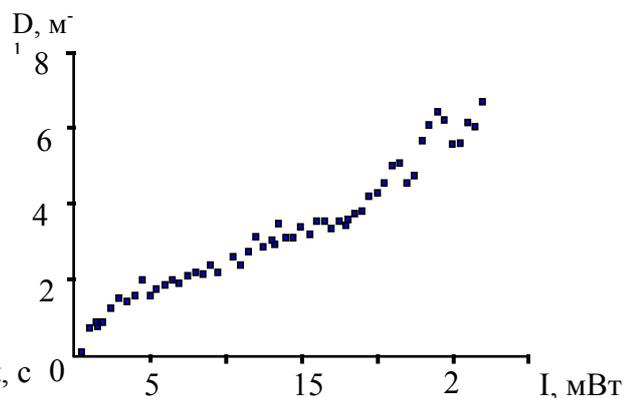


Рис. 4. Зависимость оптической силы термозеркала от интенсивности пучка

По полученным экспериментальным значениям построен график зависимости величины D от времени (Рис. 3) и от интенсивности падающего излучения (Рис. 4). В области больших интенсивностей (более 20 мВт) деформация приобретает необратимый характер (что видно на последнем рисунке как резкое возрастание оптической силы).

В то же время для малых интенсивностей остаточная деформация не регистрировалась после тысячи циклов нагрева.

Теоретическая модель термозеркала

Рассмотрим простейшую модель термозеркала, в которой светоиндуцированное расширение тонкой пленки приводит к соответствующей ее деформации,

при этом для малых деформаций можно пренебречь термоупругими напряжениями.

Решим сначала тепловую задачу в предположении, что теплоотвод от поверхности пленки конвективный и теплопередача вдоль пленки пренебрежимо мала. Тогда задача становится одномерной:

$$c_p \rho d \frac{\partial T}{\partial t} = -2k(T - T_e) + (1 - R_\phi) I_0 e^{-\frac{r^2}{a_0^2}}, \quad (2)$$

где C_p - удельная теплоемкость материала пленки, ρ - плотность материала, d - толщина пленки, k - коэффициент конвективной теплоотдачи, T_e - температура воздуха, R_ϕ - коэффициент френелевского отражения, $I_0 e^{-r^2/a_0^2}$ - поперечное распределение интенсивности падающего на пленку гауссова пучка, a_0 - радиус гауссова пучка. Считаем пленку тонкой, так что температура ее на противоположных гранях одинакова. Решение (2) выглядит следующим образом:

$$T(r, t) = T_e + \frac{(1 - R_\phi) I_0 e^{-\frac{r^2}{a_0^2}}}{2k} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \quad (3)$$

где $\tau = (c_p \rho d) / 2k$ - время тепловой релаксации.

Высоту деформации пленки в отсутствии термоупругих напряжений можно аппроксимировать следующим выражением:

$$h = a_0 \sqrt{\alpha \Delta T}, \quad (4)$$

где h - высота рельефа, α - коэффициент линейного теплового расширения материала, ΔT - разность температур пленки в поле излучения и начальной.

Оптическая сила сферического зеркала связана с радиусом его кривизны, для которой из (2-4) в стационарном режиме можно получить выражение:

$$C = a_0^{-1} \left[\frac{(1 - R_\phi) I_0}{2k} \right]^{0.5}. \quad (5)$$

Оценки времени установления температуры и характер зависимости кривизны пленки от интенсивности соответствуют экспериментальным величинам, что подтверждает правомерность применения предложенной модели. Температура нагретой пленки регистрировалась термографом. Для экспериментальных значений $\Delta T = 20^\circ \text{K}$, $\alpha \approx 10^{-5} \text{K}^{-1}$, $a_0 = 0.002 \text{ м}$, получим $r_n \approx 1 \text{ м}^{-1}$, что также соответствует эксперименту.

Выводы

Таким образом, предложенная модель адекватно описывает основные стороны исследуемого явления. Значительная эффективность рассмотренного механизма образования рельефа делает его перспективным для разработки оптических дефлекторов, нелинейно-оптических преобразователей пространственной структуры излучения [1-3], а также для применения в оптических методах диагностики материалов [6-7]. Такое светоуправляемое зеркало может служить адаптивным элементом в различных оптических приборах [8]. Зеркальные пленочные структуры могут быть использованы для компенсации тепловой линзы в устройствах нелинейной оптики на основе тонкослойных жидкофазных сред [9-11].

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов В. И. Термоиндуцированные механизмы записи динамических голограмм. Монография.- Владивосток: Дальнаука, 2006.-143 с.
2. Прудников Н. В., Чесноков В. В., Чесноков Д. В., Шергин С. Л., Шлишевский В. Б. Применение термоиндуцированных наноразмерных поверхностных деформаций для ослабления импульсных световых потоков // Оптический журнал.-2009.-№2.-С.36-41.
3. Иванов В. И., Ливашвили А. И., Брюханова Т. Н., Рекунова Н. Н. Пространственно-временные характеристики термоиндуцированного механизма записи рельефных динамических голограмм // Вестник Тихоокеанского государственного университета. – 2011. – № 1. – С.065-068.
4. Голубцов А. А., Пилипецкий Н. Ф, Сударкин А. Н., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта при светоиндуцированном профилировании формы поверхности поглощающего вещества // Квантовая электроника.- 1981.- Т.8. -С. 663-668.
5. Окишев К. Н., Иванова Г. Д., Рекунова Н. Н. Светоиндуцированный рельеф на поверхности зеркальной полимерной пленки // Современные проблемы науки и образования. 2015. № 1-1. С. 1777.
6. Ливашвили А. И., Иванова Г. Д., Хе В. К. Стационарный термолинзовый отклик наножидкости// Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов, межвуз. сб. науч. тр. / под общей редакцией В. М. Самсонова, Н.Ю. Сдобнякова. – Тверь: Твер. гос. ун-т, 2014. – Вып. 6. - С. 227-230.
7. Окишев К. Н., Иванов В. И., Климентьев С. В., Кузин А. А., Ливашвили А. И. Термодиффузионный механизм нелинейного поглощения суспензии наночастиц // Оптика атмосферы и океана. – 2010. – Т. 23. – № 2. – С. 106-107.
8. Иванов В. И., Илларионов А. И., Коростелева И. А. Обращение волнового фронта непрерывного излучения в условиях сильного самовоздействия //Письма в "Журнал технической физики".- 1997. -Т. 23.- №15.- С. 60-63.
9. Иванов В. И., Ливашвили А. И. Электрострикционный механизм самовоздействия излучения в жидкости с наночастицами// Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика.- 2009. - Т. 4. - № 2. - С. 58-60.
10. Иванов В. И., Кузин А. А., Ливашвили А. И., Хе В. К. Динамика светоиндуцированной тепловой линзы в жидкофазной двухкомпонентной среде // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Физико-математические науки. – 2011. – Т. 134. – № 4. – С. 44–36.
11. Иванова Г. Д., Кирюшина С. И., Мяготин А. В. Нелинейная линза в дисперсной среде Современные проблемы науки и образования. 2015. № 1-1. С. 1779.

ВЫСОКОТОЧНЫЕ СЕЙСМИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ НА СЕВЕРО-ВОСТОЧНОМ ЗАМЫКАНИИ СИСТЕМЫ РАЗЛОМОВ ТАН-ЛУ. РЕЗУЛЬТАТЫ И МОДЕЛЬ ЗАТУХАНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН

К. С. Рябинкин, В. В. Пупатенко

ФГБУН «Институт тектоники и геофизики» ДВО РАН
г. Хабаровск, E-mail: dv@gmail.com

В данной работе представлены результаты высокоточных сейсмологических наблюдений на северо-восточном фланге региональной системы разломов Тан Лу. Для исследования сейсмического режима выбран временный пункт наблюдений на большом удалении от промышленных источников шумов, оборудованный широкополосной сейсмической станцией REF ТЕК с частотой опроса 200 Гц. Проведена предварительная интерпретация полученных результатов.

Согласно современным сейсмотектоническим представлениям северо-восточная область системы разломов Тан Лу относится к зоне 7-8 бальных сотрясений. За инструментальный период наблюдений с 1963 года на данной территории зарегистрировано более 650 землетрясений магнитудой $M \geq 2$, то есть ежегодно регистрируется около 10 событий, при которых выделяется энергия порядка 10^9 Дж. Наиболее сильные землетрясения произошли здесь в конце XIX и начале XX веков (23.08.1888 г., M 5.5, 134° В.Д., 50° С.Ш.; 23.12.1914 г., M 6, 139.8° В.Д., 52.5° С.Ш.; 11.03.1924 г., M 5.6, 139.7° В.Д., 51.2° С.Ш.). Еще одно сильное землетрясение произошло 29.08.1970 г. (M 5.5, 135.1° В.Д., 51.1° С.Ш.). Имеются сведения о трех исторических землетрясениях с магнитудами $M > 6$ (900 г., M 6.3, 134.15° В.Д., 50.85° С.Ш.; 1490 г., M 6.5, 134.22° В.Д., 50.53° С.Ш.; 1500 г., M 6.1, 134.22° В.Д., 50.53° С.Ш.). На основании этих данных составлена карта современной сейсмотектоники региона [1], фрагмент которой показан на рис. 1.

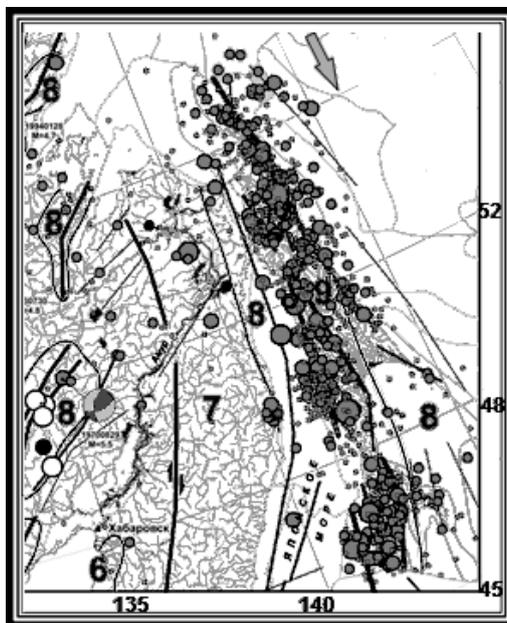


Рис. 1. Фрагмент карты сейсмотектоники северо-восточной зоны Тан Лу. Цифрами на карте обозначена расчетная интенсивность сотрясений земной коры в баллах. Линиями различной толщины обозначены разломы и сейсмолинеаменты

Высокая сейсмическая активность в историческом прошлом на юго-западе области в виде 8-ми бальной зоны и современная активность на востоке, в виде 8-9-ти бальной меридиональной зоны, поставили ряд актуальных задач по определению реальной сейсмической опасности в ее центральной части, которая классифицируется как 7-ми бальная зона, но в виде области сейсмического затишья. Трудности, которые возникают при решении данной задачи, связаны с достаточно редкой сетью стационарных сейсмических станций [2], расположением станций в населенных пунктах с высоким уровнем промышленных шумов, что приводит к многочисленным пропускам сейсмических событий.

Одним из способов преодоления указанных трудностей является организация сезонных полевых сейсмологических наблюдений в пунктах, удаленных от промышленных объектов с использованием современной цифровой широкополосной аппаратуры.

Сейсмологические методы используются для регистрации упругих колебаний, вызываемых землетрясениями и техногенными воздействиями на геологическую среду, и составляют основу контроля напряженно-деформированного состояния горных пород. В данной работе для анализа использованы результаты регистрации слабых землетрясений вблизи озера Удиль, на северо-восточном замыкании системы разломов Тан Лу. Это позволило получить новые данные о распределении эпицентров слабых землетрясений на основании которых построена предварительная модель затухания упругих волн в системе активных разломов.

Сейсмические наблюдения проводились в течение 10 дней с 23 июля по 1 августа 2014 г вблизи оз. Удиль (Ульчский р-н Хабаровского края, см. рис. 4). Используемое оборудование включало цифровой регистратор с непрерывной записью REF ТЕК-130 и широкополосный сейсмометр REF ТЕК 150-120.

Уровень микросейсмического шума в районе пункта наблюдений можно охарактеризовать как невысокий. На рис. 2 приведены кривые спектральной плотности мощности (СПМ) для X-канала (ориентированного на север), соответствующие значениям вероятности 5, 50 и 95% за все время наблюдений. Также приведены модели низкого (NLNM) и высокого (NHNM) шума [3]. В диапазоне периодов регистрации слабых землетрясений (0.06-0.5 сек., частоты 2-16 Гц) медианный уровень микросейсмического шума на 18-25 дБ выше модели NLNM и значительно ниже модели NHNM (необходимо отметить, что указанные модели ограничены минимальным периодом 0.1 сек.).

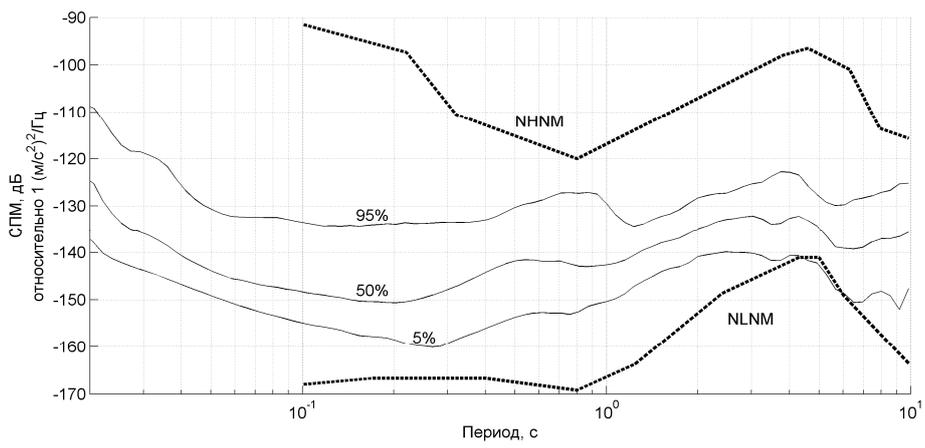


Рис. 2. Спектральные плотности мощности для X-канала, соответствующие значениям вероятности 5, 50 и 95%, а также модели шума NLNM и NHNM

Из-за большой удаленности пункта наблюдений от промышленных и транспортных объектов, да и в целом от населенных пунктов, антропогенная составляющая в микросейсмическом шуме практически отсутствовала. В интересующем нас диапа-

зоне периодов наиболее существенным фактором, влияющим на уровень шума, по-видимому, являлся ветер и вызванные им волновые явления на поверхности озера. Метеорологические измерения непосредственно вблизи пункта наблюдений не проводились, ближайшая метеостанция находилась в п. Богородское (40 км к северо-востоку). Данные по силе ветра на этой метеостанции были взяты из [4] и приведены на рис. 3Б. Было проанализировано изменение во времени среднего значения СПМ на частотах 2-16 Гц (рис. 3А).

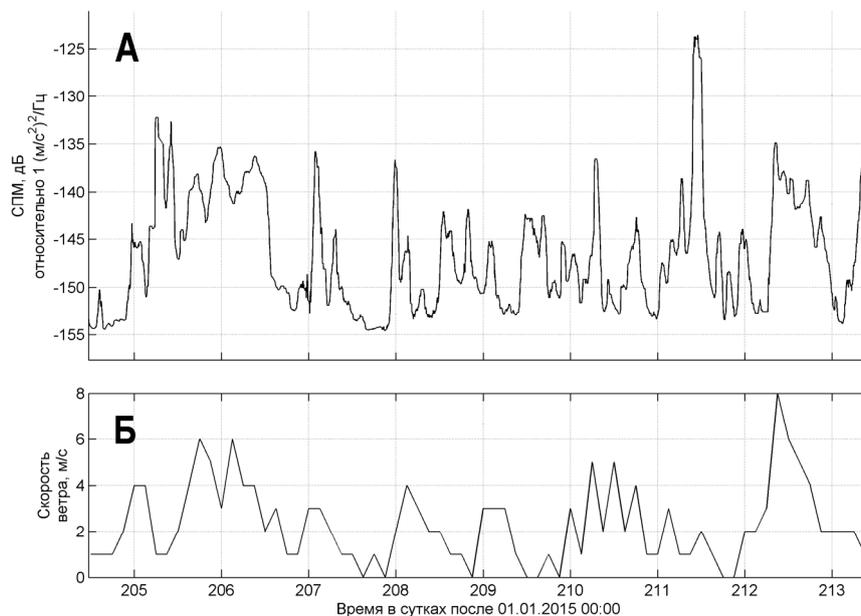


Рис. 3. А – изменение во времени среднего значения спектральной плотности мощности на частотах 2-16 Гц (Х-канал), Б – график изменения скорости ветра на метеостанции в п. Богородское

Из рис. 3 видно, что некоторые временные отрезки повышенного уровня шума совпадали с повышением силы ветра. Проведенный корреляционный анализ показал наличие умеренной корреляционной зависимости между средним значением СПМ и скоростью ветра. Нормализованный коэффициент корреляции составил 0.396.

За время наблюдений в радиусе 360 км было зафиксировано 21 землетрясение. Для всех землетрясений были определены значения локальной магнитуды, а для 20 из них также координаты эпицентра (рис. 4) по данным одной станции. Для этого были определены значения эпицентрального расстояния и азимута. 4 землетрясения были достаточно сильными и были уверенно зарегистрированы также на одной или двух стационарных сейсмических станциях, расположенных в п. Ванино, п. Чегдомын, г. Хабаровске и в п. Горный. Это позволило проверить точность определения координат эпицентра по одной станции, которая составила порядка 40 км, что может считаться приемлемым результатом.

Одной из задач, решаемых высокоточной сейсмометрией, является определение затухания сейсмических волн в различных азимутах и анизотропии среды. Для определения анизотропии применялся анализ отношений амплитуд Р и S-волн. Подразумевалось, что на близких расстояниях (до 300 км) объемные волны от коровых землетрясений регистрируются как прямые, распространяющиеся по законам геометрической оптики. Затухание поперечной S-волны существенным образом зависит от того, вдоль или поперек разломных структур она распространяется. В первом случае затухание будет значительно меньше, чем во втором, поскольку поперечная волна вдоль разломов распространяется как в волноводе.

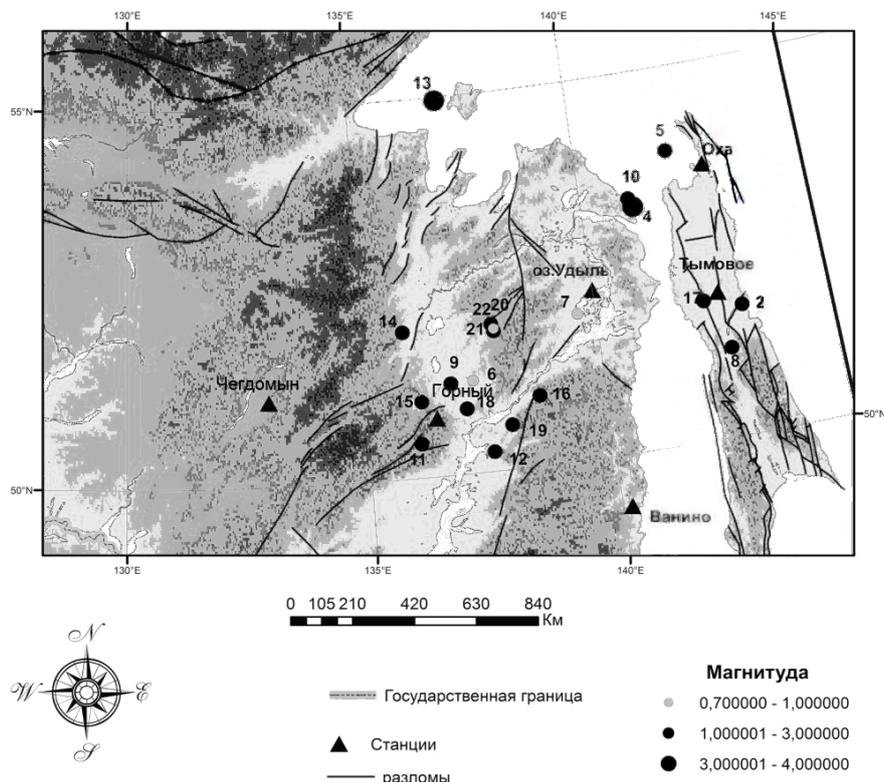


Рис. 4. Эпицентры зарегистрированных землетрясений и основные тектонические нарушения района исследования

Соотношение амплитуд Р и S-волн было определено для 19 землетрясений из 21. Амплитуды измерялись в смещениях, в частотном диапазоне 1-20 Гц или более узком, если на некоторых частотах интенсивность шума превышала интенсивность сейсмических колебаний. Полученные значения нанесены на радиальную диаграмму (рис. 5, А). Соотношения амплитуд, полученные в каждом квадранте, были усреднены, после чего был построен эллипс, проходящий через полученные четыре точки (рис. 5, Б). Ориентация большой оси полученного эллипса соответствует направлению ЮЗ-СВ. Это хорошо согласуется со строением земной коры в районе оз. Удьяль (см. рис. 4). Основные тектонические нарушения в этом районе – Лимурчанский и Удьяльский разломы, характеризуются, соответственно, меридиональным и северо-восточным простиранием.

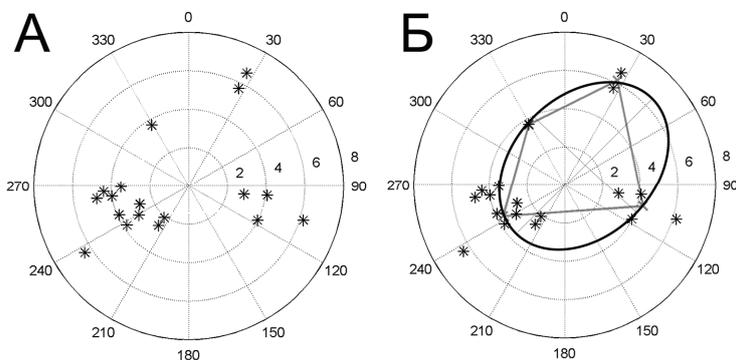


Рис. 5. Отношения амплитуд Р и S-волн: А – радиальная диаграмма, Б – радиальная диаграмма с усреднением по квадрантам (серые звездочки, соединенные линиями) и описанным вокруг полученного четырехугольника эллипсом

Привлечение материалов по блоковой структуре земной коры, распределением аномалий геофизических полей, сеймотектоническим реконструкциям полей напряжений по фокальным механизмам и линеаментному анализу цифровых моделей рельефа показало, что северо-восточное простираение главной оси эллипса в среднем азимуте 45° согласуется с пространством с ориентацией сейсмоактивных границ доменов [5], азимутами максимальных деформаций [6], ориентацией осей главных напряжений сжатия [7] и направлением систем линеаментов [8]. Это позволяет сделать вывод, что применение описанной методики вполне допустимо для построения модели анизотропии на расстояниях эпицентров землетрясений до 300 км от пункта регистрации.

Авторы благодарны д.г.-м.н. А.Н. Диденко за методическую помощь в организации полевых наблюдений. Исследование частично выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 16-17-00015).

ЛИТЕРАТУРА

1. Имаева В. И., Имаев В. С., Сметкин О. П., Козьмин Б. М., Чипизубов А. В., Гриб Н. Н., Трофименко С. В. Карта сеймотектоники Восточной Сибири – г. Нерюнгри: Издательство Технического института (ф) СВФУ, 2015.
2. Левин Б. В., Ким Чун Ун, Нагорных Т.В. Сейсмичность Приморья и Приамурья в 1888–2008 гг. // Вестник ДВО РАН. – 2008. – № 6. – С. 16-22.
3. Peterson J. Observations and modeling of seismic background noise. USGS Open-File Report 93-322 // Albuquerque: U.S. Geological Survey, 1993. – 94 p.
4. Архив погоды в Богородском // [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://tr5.ru/Архив_погоды_в_Богородском (25.01.2016).
5. Trofimenko S.V., Grib N.N, Melnikov A.A., Merkulova T.V. Systems of Lineaments of Magnetic and Gravity Anomalies in the Zone of Convergent Interaction of the Amur and the Eurasian Tectonic Plates // Modern Applied Science. – 2015. – Vol. 9. – No. 8. – P. 195-203.
6. Трофименко С. В. Тектоническая интерпретация статистической модели распределений азимутов аномалий гравимагнитных полей Алданского щита // Тихоокеанская геология. – 2010. – Т. 29. – №3. – С. 64-77.
7. Barth A., Wenzel F. New constraints on the intraplate stress field of the Amurian plate deduced from light earthquake focal mechanisms // Tectonophysics. – 2010. – Vol. 482. – No. 1. – P. 160-169.
8. Трофименко С. В., Гильманова Г. З., Никитин В. М., Колодезников И. И. Линеаментный анализ пространственного поля сейсмичности северного сегмента Амурской микроплиты // Наука и образование. – 2016. – №2 (81). – С. 41-50.

УМЕНЬШЕНИЕ ПОГРЕШНОСТИ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО КРИСТАЛЛА

А. В. Сюй

ФГБОУ ВО «Дальневосточный государственный университет путей сообщения»
г. Хабаровск, E-mail: alsyuy271@gmail.com

В работе представлена схема для определения электрооптических коэффициентов электрооптического кристалла, основанная на поляризационном методе. Уменьшение погрешности определения электрооптических коэффициентов достигается за счет обратной связи в двух взаимно перпендикулярных оптических ветвях, на пересечении которых располагается электрооптический кристалл с прикладываемым к нему электрическим напряжением.

Известно, что определение электрооптических коэффициентов электрооптического кристалла основано на измерении разности фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами при приложении электрического напряжения к граням кристалла [1]. Разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами приобретает при прохождении излучения через электрооптический кристалл:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n, \quad (1)$$

где l – длина кристалла вдоль распространения излучения, λ – длина волны излучения, Δn – величина двулучепреломления, создаваемая электрическим полем.

Разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами зависит от длины электрооптического кристалла, длины волны излучения и естественного двулучепреломления кристалла. Величина двулучепреломления электрооптического кристалла изменяется несколькими способами либо путем его поворота вокруг вертикальной оси, перпендикулярной направлению распространения излучения, либо путем изменения длины волны излучения, либо путем приложения электрического поля к граням электрооптического кристалла [1]:

$$\Delta n = \frac{1}{2} (n_o^3 r_{13} - n_e^3 r_{33}) E, \quad (2)$$

где $E=U/d$ – напряженность электрического поля, U – электрическое напряжение, d – длина кристалла в направлении приложения электрического напряжения, n_o и n_e – показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей соответственно, r_{13} и r_{33} – электрооптические коэффициенты кристалла.

Известны два метода определения электрооптических коэффициентов электрооптического кристалла: интерферометрический (интерферометр Майкельсона, Маха-Цендера, Фабри-Перо) и поляризационный (метод Сенармона).

Оба метода достаточно эффективны, но есть проблема в высокой погрешности определения электрооптических коэффициентов электрооптического кристалла за счет недостаточной точности ориентации кристаллофизических осей электрооптического кристалла по отношению к прикладываемому электрическому напряжению и направлению распространения излучения в устройстве при определении набега фаз.

В работе [2] описано устройство для определения электрооптических коэффициентов электрооптического кристалла, принцип работы которого основан на интерферометрическом методе (интерферометр по схеме Маха-Цендера). Для определения электрооптиче-

ских коэффициентов в качестве электрооптического кристалла выбран ниобат лития. Исследуемый кристалл устанавливается в одну из оптических ветвей интерферометра после поляризатора с такой ориентацией, что волновой вектор световой волны направлен вдоль кристаллофизической оси Y кристалла, а вектор напряженности электрического поля световой волны лежит в плоскости главного сечения кристалла.

Например, для определения электрооптических коэффициентов электрооптического кристалла ниобата лития r_{13} и r_{33} излучение направляется вдоль кристаллофизической оси Y кристалла, а электрическое напряжение прикладывается вдоль кристаллофизической оси X и Z кристалла соответственно.

При приложении электрического напряжения к граням электрооптического кристалла происходит изменение разности показателей преломления между обыкновенным и необыкновенным лучами Δn (2) за счет электрооптического эффекта, что приводит к набегу фаз между ними. Из-за набега фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами изменяется пространственное распределение интенсивности в суммарном излучении на выходе из волоконно-оптического коммутатора. Система обработки измерений отображает изменение пространственного распределения интенсивности в виде смещения интерференционных полос.

Зависимость между смещением интерференционных полос, из-за набега фаз, и прикладываемым электрическим напряжением к электрооптическому кристаллу прямо пропорциональна. Электрооптические коэффициенты r_{13} и r_{33} определяются из формулы

$$r(\lambda) = \frac{\lambda}{\pi} \frac{d}{n_o^3(\lambda)Ul} \Delta\varphi, \quad (3)$$

где λ – длина волны излучения, d – длина кристалла вдоль приложения электрического напряжения, U – прикладываемое электрическое напряжение, l – длина кристалла вдоль распространения излучения, n_o – показатель преломления для обыкновенного луча, $\Delta\varphi$ – набег фаз.

Электрооптические коэффициенты определяются по известным геометрическим параметрам электрооптического кристалла и по показателю преломления для обыкновенного луча. При определенном значении прикладываемого электрического напряжения по интерференционной картине определяется набег фаз с учетом разности фаз, приобретенной при прохождении излучения через электрооптический кристалл без приложения электрического напряжения.

Недостатком данного устройства для определения электрооптических коэффициентов электрооптического кристалла является невысокая точность определения электрооптических коэффициентов кристалла. Это обусловлено:

- во-первых, высокой погрешностью за счет выбора принципа определения электрооптических коэффициентов электрооптического кристалла, основанного на геометрическом смещении интерференционных полос при приложении электрического напряжения к граням кристалла;

- во-вторых, высокой погрешностью за счет недостаточной точности ориентации кристаллофизических осей электрооптического кристалла по отношению к прикладываемому электрическому напряжению и направлению распространения излучения в устройстве при определении набега фаз.

При погрешности определения набега фаз по смещению интерференционных полос на $\pi/180$ погрешность определения электрооптических коэффициентов кристалла составляет 4–5 %. При этом если кристалл ориентирован с погрешностью 1–2 угловых градуса по отношению к прикладываемому электрическому напряжению и направлению распространения излучения, то погрешность определения электрооптических коэффициентов кристалла увеличивается еще на 4–5 %.

Другим вариантом является устройство для определения электрооптических коэффициентов электрооптического кристалла, принцип работы которого основан на поляризационном методе (метод Сенармона) [3]. Устройство для определения электрооптических коэффициентов электрооптического кристалла содержит последовательно расположенные источник когерентного гомоцентрического излучения, поляризатор, исследуемый электрооптический кристалл, компенсатор набега фаз, анализатор, систему фотодетектирования, блок управления и высоковольтный источник питания.

Для определения электрооптических коэффициентов в качестве электрооптического кристалла выбран дигидрофосфат калия с разными геометрическими размерами. Для определения электрооптического коэффициента r_{63} кристалл имел размеры $4 \times 10 \times 4$ мм³ с 45° Y-срезом; для определения электрооптического коэффициента r_{41} – $5 \times 10 \times 4$ мм³ с Y-срезом; для определения электрооптического коэффициента r_{41} – $10 \times 5 \times 4$ мм³ с 0° X-среза. В качестве компенсатора набега фаз выбрана четвертьволновая пластинка. При приложении электрического напряжения к граням электрооптического кристалла происходит изменение разности показателей преломления между обыкновенным и необыкновенным лучами Δn за счет электрооптического эффекта, что приводит к набегу фаз между ними. Из-за набега фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами изменяется величина интенсивности излучения I_p , попадающего в систему фотодетектирования. Электрооптические коэффициенты определяются из формулы

$$r(\lambda) = \left(\frac{\lambda d}{\pi n^3 U l} \right) \frac{I_p}{I_0}, \quad (4)$$

где λ – длина волны излучения, d – длина кристалла вдоль приложения электрического напряжения, U – прикладываемое электрическое напряжение, l – длина кристалла вдоль распространения излучения, n – показатель преломления кристалла, $I_0 = I_{\max} - I_{\min}$ – полная интенсивность излучения, $\frac{I_p}{I_0}$ – глубина модуляции излучения.

Электрооптические коэффициенты определяются по известным геометрическим размерам электрооптического кристалла, по показателю преломления, по значению прикладываемого электрического напряжения и по глубине модуляции излучения. Каждому значению прикладываемого электрического напряжения соответствует свое значение глубины модуляции.

Однако точность определения электрооптических коэффициентов кристалла остается недостаточной за счет нарушения ориентации кристаллофизических осей электрооптического кристалла по отношению к прикладываемому электрическому напряжению и направлению распространения излучения в устройстве при определении набега фаз.

При погрешности измерения интенсивности излучения, прошедшего устройство для определения электрооптических коэффициентов электрооптического кристалла в 1–2 %, погрешность определения электрооптических кристаллов составляет 1–2 %. При этом если кристалл ориентирован с погрешностью 1–2 угловых градуса по отношению к прикладываемому электрическому напряжению и направлению распространения излучения, то погрешность определения электрооптических коэффициентов кристалла увеличивается еще на 4–5 %.

Целью данной работы является разработка устройства для определения электрооптических коэффициентов электрооптического кристалла с повышенной точностью определения электрооптических коэффициентов кристалла за счет устранения нарушения ориентации кристаллофизических осей исследуемого электрооптического кристалла по отношению к прикладываемому электрическому напряжению и направлению распространения излучения в устройстве при определении набега фаз.

Для достижения обозначенной цели предложена схема на рис. 1.

При строгой вертикальной ориентации оптической оси электрооптического кристалла 5 максимальное значение интенсивности излучения I_{\max} на выходе из первого анализатора 7 соответствует расположению его плоскости пропускания в первом и третьем квадрантах и составляющей с вертикальной осью угол $\alpha = 45^\circ$. Если максимальное значение интенсивности излучения I_{\max} на выходе из анализатора 7 не соответствует углу 45° к вертикальной оси, а соответствует некоторому отклонению угла $\pm\Delta\alpha$ от 45° , то блок управления 16 подает сигнал на электромеханический поворотный столик 10. Электромеханический поворотный столик 10 поворачивается на угол $\pm\Delta\alpha$ в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения в первой оптической ветви. При этом плоскость главного сечения кристалла 5 поворачивается на угол $\pm\Delta\alpha$ в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения в первой оптической ветви. Затем блок управления 16 подает сигнал на первый анализатор 7 для вторичного поворота его плоскости пропускания на 360° для проверки соответствия максимального значения интенсивности излучения I_{\max} на выходе из первого анализатора 7 углу 45° к вертикальной оси. Если соответствие выполняется, делается вывод, что оптическая ось электрооптического кристалла 5 ориентирована строго вертикально. Аналогичные действия производятся и во второй оптической ветви. Таким образом, работает обратная связь в обеих оптических ветвях установки.

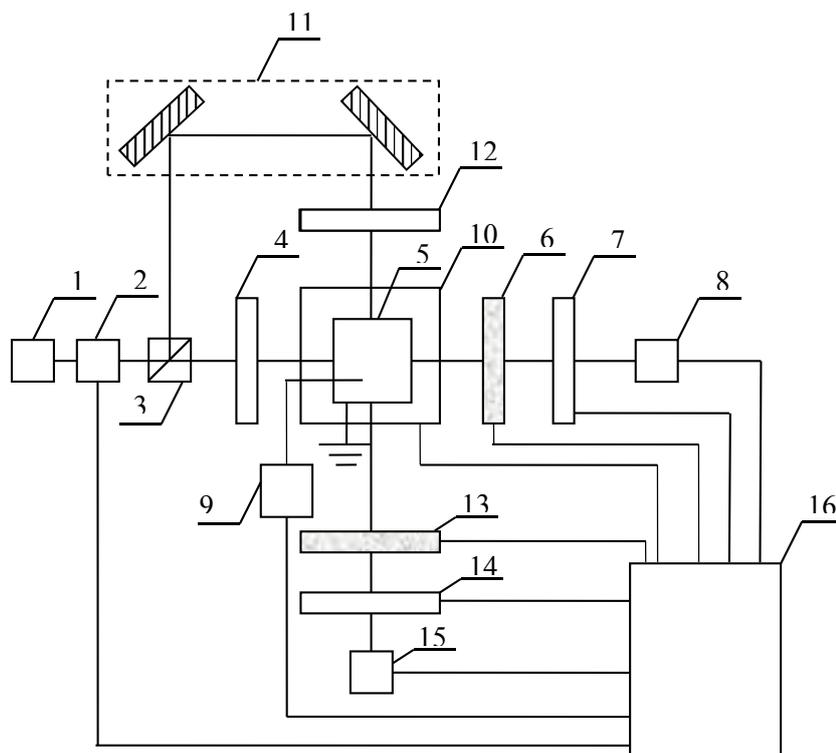


Рис. 1. Схема для определения электрооптических коэффициентов электрооптического кристалла: 1 - источник излучения; 2 - узкополосный перестраиваемый фильтр; 3 - делительный кубик; 4, 12, - поляризаторы; 6, 13 - перестраиваемый компенсатор; 7, 14 - анализаторы; 8, 15 - система фотодетектирования; 9 - высоковольтный источник питания; 10 - электромеханический поворотный столик; 11 - система зеркал; 16 - блок управления

Для смены длины волны излучения блок управления 16 подает сигнал на перестраиваемый узкополосный фильтр 2, на перестраиваемый компенсатор набега фаз 6 и на перестраиваемый компенсатор набега фаз 13. Перестраиваемый узкополосный фильтр 2 вырезает из видимого диапазона спектра узкую полосу, соответствующую одной частоте излучения ν_1 . Перестраиваемые компенсаторы набега фаз 6 и 13 настраиваются на частоту излучения ν_1 , которой будет соответствовать приобретаемая разность фаз $\Delta\varphi_3$ и $\Delta\varphi_4$ соответственно. Далее алгоритм действий работы устройства для определения электрооптических коэффициентов электрооптического кристалла повторяется.

Электрооптические коэффициенты электрооптического кристалла определяются по результатам измерения интенсивности, полученным при прохождении излучения в первой оптической ветви, по формуле

$$r(f) = \left(\frac{\lambda d}{\pi n^3 LU} \right) \frac{I_p}{I_{max} - I_{min}}, \quad (5)$$

где λ – длина волны излучения, d – длина электрооптического кристалла вдоль приложения электрического напряжения U , L – длина электрооптического кристалла вдоль распространения излучения, n – показатель преломления кристалла, I_p – измеряемая интенсивность излучения, I_{max} и I_{min} – максимальное и минимальное значение интенсивности излучения соответственно.

Для определения электрооптического коэффициента r_{33} электрическое напряжение прикладывается к граням электрооптического кристалла вдоль кристаллографической оси Z , а для определения электрооптического коэффициента r_{13} – вдоль кристаллографической оси X . Для кристалла ниобата лития с геометрическими размерами $X=4$ мм, $Y=10$ мм, $Z=5$ мм при длине волны излучения $\lambda=550$ нм, при распространении света вдоль оси X и приложении электрического напряжения вдоль оси Z электрооптические коэффициенты равны: $r_{13}= 10,1$ пм/В, $r_{33}= 31,6$ пм/В.

Предложенная схема для определения электрооптических коэффициентов электрооптического кристалла автоматически осуществляет ориентацию кристаллофизических осей электрооптического кристалла в устройстве с высокой точностью, что обеспечивает высокую точность определения электрооптических коэффициентов кристалла. Погрешность ориентации кристаллофизических осей электрооптического кристалла составляет 0,01%.

Смена длины волны излучения и определение электрооптических коэффициентов электрооптических кристаллов, работающих в широком спектральном диапазоне и используемых в различных оптоэлектронных приборах и устройствах, при поточной диагностике осуществляются за несколько секунд, что позволяет расширить функциональные возможности использования устройства для определения электрооптических коэффициентов электрооптического кристалла.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света // М.: Изд.-во Наука, 1970. 296 с.
2. Seoung Hun Lee, Seung Hwan Kim, Kyong Hon Kim, Min Hee Lee, and El-Hang Lee. A novel method for measuring continuous dispersion spectrum of electro-optic coefficients of nonlinear materials // Optics express, 2009, Vol. 17, № 12, pp. 9828-9833.
3. Maha A. Rahma Haitham L. Saadon and Ali F. Marhoon. Frequency and Wavelength Dependences of the Electro-optic Coefficients r_{63} and r_{41} in Congruent KDP Crystals // Iraqi J. Laser, Part A, 2013, Vol.12, pp. 7–13.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ КРИСТАЛЛА НИОБАТА ЛИТИЯ

Д. А. Хижняк, А. В. Сюй, Е. О. Киле

ФГБОУ ВО «Дальневосточный государственный университет путей сообщения»
г. Хабаровск, E-mail: dmitryi_93@bk.ru

В данной работе были определены электрооптические коэффициенты r_{13} , r_{33} , r_{22} ниобата лития. Измерение электрооптического коэффициента было произведено с помощью поляризационного метода.

Нелинейные оптические материалы привлекательны для использования в оптических устройствах и приборах. Интерес к электрооптическим (ЭО) эффектам обусловлен, в первую очередь, малой инерционностью световых параметров вещества по отношению к изменению внешнего поля. Нелинейные оптические кристаллы находят широкое применение в оптических устройствах, таких как, оптические переключатели, модуляторы, преобразователи частоты, разветвители и т.д. [1, 2]. В настоящее время на практике такой кристалл как ниобат лития (LiNbO_3) получил широкое применение.

Широкое применение ниобата лития обусловлено:

- большими значениями электрооптических коэффициентов;
- большими значениями пьезоэлектрических коэффициентов;
- большими значениями пироэлектрических коэффициентов
- большими значениями нелинейностей;
- простым производством кристаллов больших размеров;
- устойчивостью по отношению к окружающей среде;
- относительно малой стоимостью.

Кристалл LiNbO_3 используется в широком диапазоне длин волн от синего света до ближнего инфракрасного. Для производства оптических приборов и устройств необходимо знать значения электрооптических коэффициентов.

Целью данной работы было определение электрооптических коэффициентов кристалла ниобата лития.

Существует два метода определения электрооптических коэффициентов электрооптических кристаллов: интерферометрический (интерферометр Майкельсона, Маха-Цендера, Фабри-Перо) [1] и поляризационный (метод Сенармона) [4]. В данной работе представлены результаты измерений электрооптических коэффициентов кристалла ниобата лития конгруэнтного состава поляризационным методом.

Объектом исследования выбран кристалл ниобата лития, который принадлежит к группе 3m кристаллов. Тензор электрооптических коэффициентов имеет следующий вид [2]:

$$r_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Коэффициент r_{51} численно равен коэффициенту r_{22} .

На рисунке 1 приведена схема экспериментальной установки.

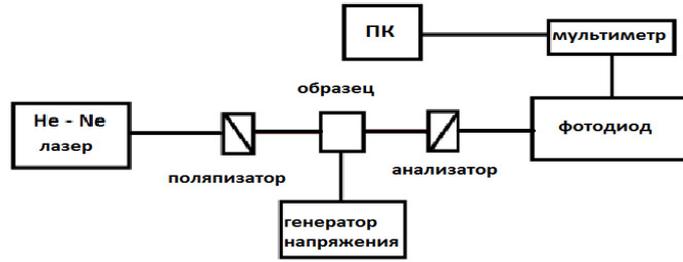


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

В установке использовались: фотодиод ФД-24К, гелий-неоновый лазер ГН-5 с длиной волны 632,8 нм, мультиметр АКТАКОМ АМ-1097, генератор высоковольтного напряжения, кристалл ниобата лития с размерами вдоль кристаллофизических осей $x \times y \times z$ соответственно $14 \times 14 \times 11$ мм³. Суть метода основана на том, что при приложении внешнего электрического поля к кристаллу, возникает электрооптический эффект.

Установка работает следующим образом. Излучение гелий-неонового лазера поляризуется с помощью поляризатора, затем на пути луча ставится анализатор, таким образом, чтобы их оси поляризации были перпендикулярны. Между скрещенными под 90 градусов направлениями пропускания поляризатора и анализатора устанавливается кристалл ниобата лития, так чтобы луч распространялся вдоль одной из кристаллофизической оси. А именно, для определения коэффициента r_{22} луч распространяется вдоль оси z , а на грани кристалла ниобата лития вдоль осей x и y подавалось постоянное электрическое напряжение от высоковольтного источника в диапазоне 0-13 кВ с шагом в 0,5 кВ. Для определения коэффициентов r_{13} и r_{33} свет распространялся вдоль осей x и y , напряжение подавалось вдоль оси z . Электрическое напряжение подавалось в диапазоне 0-3,5 кВ с шагом в 0,2 кВ. Для лучшего контакта электродов с гранями применялась токопроводящая паста.

За счет электрооптического эффекта в кристалле при приложении внешнего электрического поля изменяется показатель преломления кристалла. При прохождении лазерного луча через кристалл возникает фазовая задержка, которая приводит к тому, что интенсивность света на выходе из анализатора будет зависеть от величины фазовой задержки. Прошедшее через анализатор излучение попадает на фотодиод ФД-24К, соединенный мультиметром АКТАКОМ АМ-1097, который подключенный к компьютеру.

Фазовая задержка для нахождения коэффициента r_{22} определяется формулой [5]:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi n_0^3 r_{22} U l}{\lambda d}, \quad (1)$$

где n_0 – обыкновенный показатель преломления; r_{22} – электрооптический коэффициент; U – напряжение; l – длина кристалла, вдоль которой распространяется излучение; λ – длина волны; d – длина кристалла, вдоль которой прикладывается напряжение.

Фазовая задержка для нахождения коэффициентов r_{13} и r_{33} определяется формулой [5]:

$$\Delta\varphi = \frac{\pi U}{\lambda d} (n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}), \quad (2)$$

где r_{13} r_{33} – электрооптические коэффициенты;

Для исключения влияния поглощения был рассчитан коэффициент поглощения кристалла с помощью монохроматора МДР-41. Для этого на монохроматоре были получены спектры пропускания кристалла ниобата лития в диапазоне длин волн от 400 нм до

700нм. На рисунке 2 представлены спектры излучения галогеновой лампы и спектр пропускания кристалла ниобата. Коэффициент поглощения рассчитывался по формуле

$$k = 1 - \frac{I}{I_0} \quad (3)$$

Значение коэффициента поглощения для данного кристалла при длине волны излучения 632,8 нм равен 0,3 и учитывалось при определении электрооптических коэффициентов.

Экспериментальные зависимости относительной интенсивности от напряжения, используемые для нахождения электрооптических коэффициентов γ_{13} и γ_{33} представлены на рисунке 2.

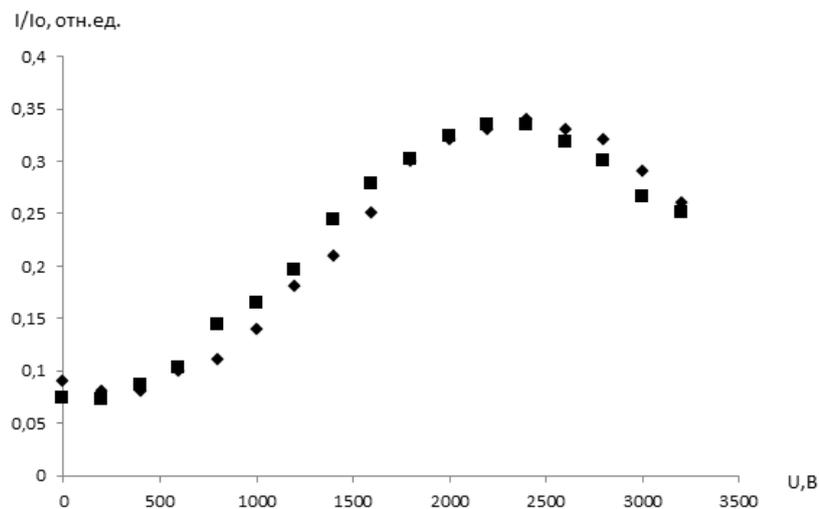


Рис. 2. Зависимость относительной интенсивности от напряжения. Направление света вдоль оси u , прикладываемое напряжение: ■ вдоль оси z , ◆ противоположно оси z

На данной зависимости видно, что от направления прикладываемого напряжения зависимость относительной интенсивности от напряжения практически не изменяется.

Далее вычисляется фазовая задержка для каждого значения напряжения

$$\Delta\varphi = \arccos\left(1 - \frac{I}{I_0}\right) \quad (4)$$

Затем из формулы (2) рассчитываются связанные электрооптические коэффициенты γ_{13} и γ_{33} ($n_e^3 \gamma_{33} - n_o^3 \gamma_{13}$). Экспериментальная зависимость относительной интенсивности от напряжения используемая для нахождения коэффициента γ_{22} представлена на рисунке 3.

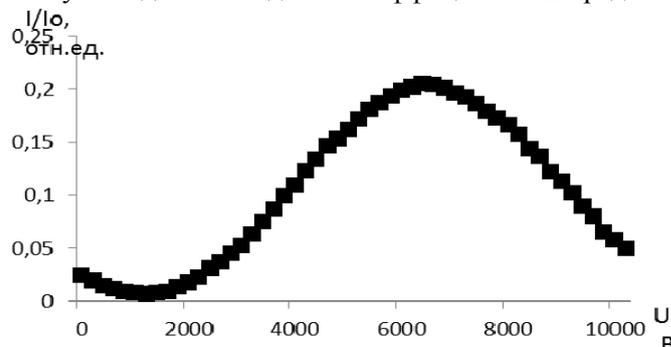


Рис. 3. Зависимость относительной интенсивности от напряжения. Направление света вдоль оси z , прикладываемое напряжение вдоль оси u , противоположно оси y

Далее вычисляется фазовая задержка для каждого значения напряжения по формуле (4). Затем из формулы (1) рассчитывается электрооптический коэффициент γ_{22} .

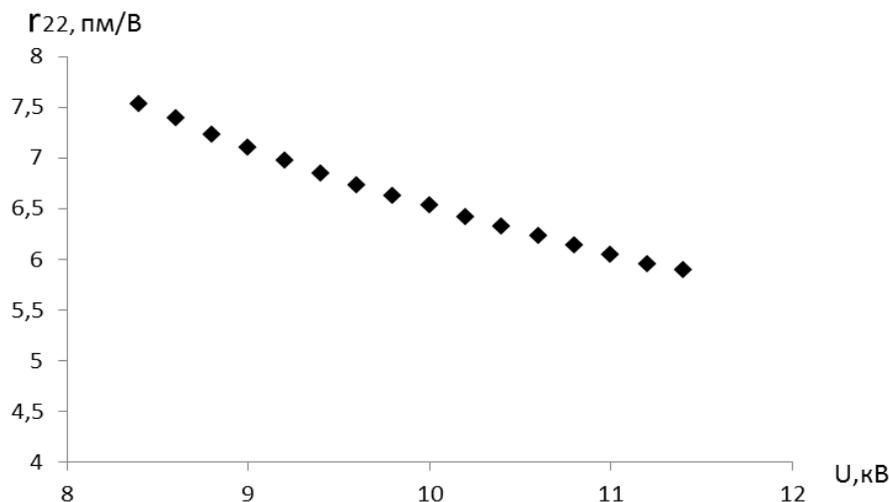


Рис. 4. Зависимость коэффициента γ_{22} от прикладываемого напряжения

Таким образом, с помощью поляризационного метода были определены электрооптический коэффициент γ_{22} и связанные коэффициенты γ_{13} и γ_{33} ниобата лития конгруэнтного состава. Среднее значение электрооптического коэффициента γ_{22} с учетом поглощения получилось равным 6,56 пм/В, $(n_e^3\gamma_{33}-n_o^3\gamma_{13})=104,3$ пм/В. Экспериментальные значения электрооптического коэффициента определяемый авторами [6] ($\gamma_{22}=6.54$ пм/В). Экспериментальные значения связанных электрооптических коэффициентов $(n_e^3\gamma_{33}-n_o^3\gamma_{13})$ определены авторами [7] (112 пм/В).

ЛИТЕРАТУРА

1. Seoung Hun Lee, Seung Hwan Kim. A novel method for measuring continuous dispersion spectrum of electro-optic coefficients of nonlinear materials// OPTICS EXPRESS. – 2009. – Вып. 17.- №12. – С. 9828-9833.
2. Желудев И. С. Электрооптические явления в кристаллах//Успехи физических наук. – 1966. – Вып. 88 №2. – С. 253-286.
3. L. Jin, K. Nara, K. Takizawa, and E. Kondoh, Extraction of polarization properties of the individual components of a layered system by using spectroscopic Mueller matrix analysis// Jap. J. Appl. Phys. 54. 078003 (2015).
4. Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света//Наука.- 1970. – С. 295.
5. Kazuya Yonekura, Lianhua Jin, Kuniharu Takizawa Measurement of wavelength dependence of electro-optic coefficients γ_{22} of non-doped and 5% MgO-doped Congruent LiNbO₃ crystals and 1.8% MgO-doped quasi-stoichiometric LiNbO₃ crystal by Multiple Reflection Interference Method// OPTICAL REVIEW.– 2007.–Вып. 14 №4.–С. 194-200
6. Turner E.U. The Laser Literature: An Annotated Guide// Appl. Phys. Lett., - 1966. – Вып. 8. – С.303

РАСПРОСТРАНЕНИЕ S-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МЕТАМАТЕРИАЛЕ

А. И. Юхно, Б. Б. Авербух

ФГБОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет»
г. Хабаровск, E-mail: aleksey.yul@gmail.com

В данной работе на основе микроскопического подхода получено выражение для электромагнитного поля в метаматериале. Излучение диполей учтено полностью, а также учтено взаимодействие между дипольными монослоями. Обоснована возможность получения единичного и нулевого значений показателя преломления среды в целом. Определены необходимые для этого условия.

Метаматериалы – это искусственно созданные среды, электрофизические свойства которых выходят за пределы свойств образующих их компонентов. Все многообразие естественных и искусственных сред можно классифицировать в зависимости от эффективных значений их диэлектрической (ϵ) и магнитной (μ) проницаемостей. У почти всех встречающихся в природе веществ диэлектрическая и магнитная проницаемости больше нуля. Существенно, что у подавляющего большинства сред в наиболее интересных для практического использования диапазонах частот эти параметры, как правило, вообще больше или равны единице [6].

Рассмотрим распространение плоской s-поляризованной электромагнитной волны через диэлектрик, состоящий из периодически расположенных плоскопараллельных монослоев точечных (т.е. много меньших всех других характерных размеров задачи) электрических и магнитных диполей. Предполагается, что монослои из электрических диполей (электрические монослои d) чередуются с монослоями из магнитных диполей (магнитные монослои m). Поля диполей учитываются полностью. Все дипольные монослои лежат в плоскостях xu , пересекающих ось z в точках z_1, z_2, z_3, \dots . Расстояния между всеми монослоями по оси z одинаковы и равны a (рис. 1), причем $a \ll \lambda$, где λ - длина волны излучения.

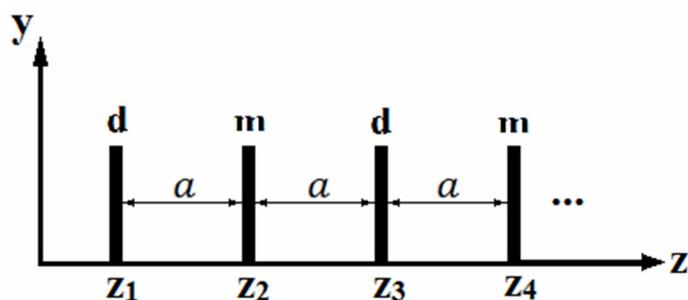


Рис. 1. Модель среды

Диполи одного монослоя расположены равномерно (электрические с плотностью N_d и магнитные – с плотностью N_m) и неупорядоченно и не взаимодействуют между собой. Поскольку внешнее поле распространяется вперед, то рассматривается рассеяние последовательными монослоями диполей, причем учитывается, что каждый дипольный монослой находится в поле излучения всех других монослоев. Далее считаем, что нечетные монослои являются электрическими, а четные – магнитными. Под воздействием внешнего поля диполи становятся вторичными источниками когерентных

волн. Интерференция этих волн и определяет структуру поля в среде и за ее пределами.

Пусть на первый электрический монослой со стороны $z < z_1$ под углом α падает s-поляризованная плоская монохроматическая волна:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0 &= E_0 \mathbf{e}_x \exp[i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})], \\ \mathbf{H}_0 &= H_0 (\mathbf{e}_z \sin \alpha - \mathbf{e}_y \cos \alpha) \exp[i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})], \end{aligned} \quad (1)$$

где $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ – векторы поляризации, $\mathbf{k} = (0, k_{0y}, k_{0z})$ – волновой вектор, ω – частота волны.

Атом среды в точке $r_l = (x_l, y_l, z_l)$ приобретает дипольный момент, равный

$$\mathbf{d}(t, \mathbf{r}) = A_d \mathbf{E}_0,$$

где $A_d = A'_d - iA''_d$ описывает поляризуемость диполей.

Поле, рассеянное диполями первого монослоя в точке нахождения диполей второго монослоя, определяется следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 &= -iP_d E_0 \mathbf{e}_x \exp[i(\omega t - k_{0z}z_2 - ik_{0y}y_2)], \\ \mathbf{H}_1 &= -iP_d H_0 (\mathbf{e}_z \sin \alpha - \mathbf{e}_y \cos \alpha) \exp[i(\omega t - k_{0z}z_2 - ik_{0y}y_2)], \end{aligned} \quad (2)$$

где $P_d = 2\pi N_d A_d \frac{k^2}{k_{0z}}$.

Результирующее поле, действующее на диполи второго монослоя, определяется суммой внешнего поля и поля, рассеянного первым монослоем:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{01} &= \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1, \\ \mathbf{H}_{01} &= \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_1. \end{aligned} \quad (3)$$

Таким образом, на монослой магнитных диполей падает плоская монохроматическая волна

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{01} &= (1 - iP_d) E_0 \mathbf{e}_x \exp[i(\omega t - k_{0z}z_2 - ik_{0y}y_2)], \\ \mathbf{H}_{01} &= (1 - iP_d) H_0 (\mathbf{e}_z \sin \alpha - \mathbf{e}_y \cos \alpha) \exp[i(\omega t - k_{0z}z_2 - ik_{0y}y_2)]. \end{aligned} \quad (4)$$

Поле, рассеянное диполями второго монослоя в точке нахождения диполей третьего монослоя, определяется следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_2 &= -iP_m (1 - iP_d) E_0 \mathbf{e}_x \exp[i(\omega t - k_{0z}z_3 - ik_{0y}y_3)], \\ \mathbf{H}_2 &= -iP_m (1 - iP_d) H_0 (\mathbf{e}_z \sin \alpha - \mathbf{e}_y \cos \alpha) \exp[i(\omega t - k_{0z}z_3 - ik_{0y}y_3)], \end{aligned} \quad (5)$$

где $P_m = 2\pi N_m A_m \frac{k^2}{k_{0z}}$.

Результирующее поле, действующее на диполи третьего монослоя, будет определяться суммой внешнего поля и полей, рассеянных предыдущими монослоями:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{02} &= (1 - iP_d)(1 - iP_m) E_0 \mathbf{e}_x \exp[i(\omega t - k_{0z}z_3 - ik_{0y}y_3)], \\ \mathbf{H}_{02} &= (1 - iP_d)(1 - iP_m) H_0 (\mathbf{e}_z \sin \alpha - \mathbf{e}_y \cos \alpha) \exp[i(\omega t - k_{0z}z_3 - ik_{0y}y_3)]. \end{aligned} \quad (6)$$

Таким образом, в результате прохождения волной электрического монослоя диполей перед амплитудой возникает множитель $(1 - iP_d)$, а после прохождения магнитного монослоя диполей $(1 - iP_m)$.

Тогда поле в точке нахождения четного (магнитного) монополя диполей примет следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{2q} &= (1 - iP_d)^q (1 - iP_m)^{q-1} \mathbf{E}_0, \\ \mathbf{H}_{2q} &= (1 - iP_d)^q (1 - iP_m)^{q-1} \mathbf{H}_0, \end{aligned} \quad (7)$$

а в точке нахождения нечетного (электрического):

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{2q+1} &= (1 - iP_d)^q (1 - iP_m)^q \mathbf{E}_0, \\ \mathbf{H}_{2q+1} &= (1 - iP_d)^q (1 - iP_m)^q \mathbf{H}_0. \end{aligned} \quad (8)$$

Величины $(1 - iP_d)$ и $(1 - iP_m)$ можно представить в виде:

$$\begin{aligned} 1 - iP_d &= F_d \cdot \exp[-i\varphi_d], \\ 1 - iP_m &= F_m \cdot \exp[-i\varphi_m], \end{aligned}$$

где

$$\varphi_d = \arctg\left(\frac{P'_d}{1 - P''_d}\right) \approx P'_d, \quad F_d = \sqrt{(1 - P''_d)^2 + P'^2_d} \approx \exp[-P''_d],$$

$$\varphi_m = \arctg\left(\frac{P'_m}{1 - P''_m}\right) \approx P'_m, \quad F_m = \sqrt{(1 - P''_m)^2 + P'^2_m} \approx \exp[-P''_m].$$

Тогда выражения для полей в точке нахождения четного монослоя примут следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{2q} &= F_d^q F_m^{q-1} E_0 \mathbf{e}_x \exp[i(\omega t - k_{0z} z_1 - q\varphi_d - (q-1)\varphi_m - ik_{0y} y_{2q})], \\ \mathbf{H}_{2q} &= F_d^q F_m^{q-1} H_0 (\mathbf{e}_z \sin \alpha - \mathbf{e}_y \cos \alpha) \exp[i(\omega t - k_{0z} z_1 - q\varphi_d - (q-1)\varphi_m - ik_{0y} y_{2q})]. \end{aligned} \quad (9)$$

Введем волновой вектор в среде $\mathbf{k}_2 = (0, k_{2y} = k_{0y}, k_{2z} = k_{0z} + \frac{\varphi_d + \varphi_m}{2a})$.

Таким образом, электрические диполи внутри среды «чувствуют» падающее на них поле с волновым вектором \mathbf{k}_2 .

Определим показатель преломления соотношением

$$n = \frac{|\mathbf{k}_2|}{|\mathbf{k}_0|}, \quad (10)$$

где $|\mathbf{k}_0| = \sqrt{k_{0z}^2 + k_{0y}^2}$, $|\mathbf{k}_2| = \sqrt{k_{2y}^2 + k_{2z}^2}$.

Выразим $|\mathbf{k}_2|$ через $|\mathbf{k}_0|$:

$$|\mathbf{k}_2| = \sqrt{\left(k_{0z} + \frac{\varphi_d + \varphi_m}{2a}\right)^2 + k_{0y}^2} = |\mathbf{k}_0| \sqrt{1 + \frac{2k_{0z}(\varphi_d + \varphi_m)}{|\mathbf{k}_0|^2 2a} + \frac{1}{|\mathbf{k}_0|^2} \frac{(\varphi_d + \varphi_m)^2}{4a^2}}.$$

Таким образом, можно записать выражение для показателя преломления:

$$n = \sqrt{1 + \frac{2k_{0z}(\varphi_d + \varphi_m)}{|\mathbf{k}_0|^2 2a} + \frac{1}{|\mathbf{k}_0|^2} \frac{(\varphi_d + \varphi_m)^2}{4a^2}}$$

или

$$n = \sqrt{1 + 2 \cos \alpha \frac{(\varphi_d + \varphi_m)}{2ak_0} + \frac{(\varphi_d + \varphi_m)^2}{4a^2 k_0^2}}. \quad (11)$$

График квадрата показателя преломления n^2 от отношения набег фазы $\varphi_d + \varphi_m$, обусловленного излучением электрических и магнитных монослоев, к набегу фазы $2ak_0$, обусловленным распространением волны вперед на периоде структуры, представлен на рис. 2.

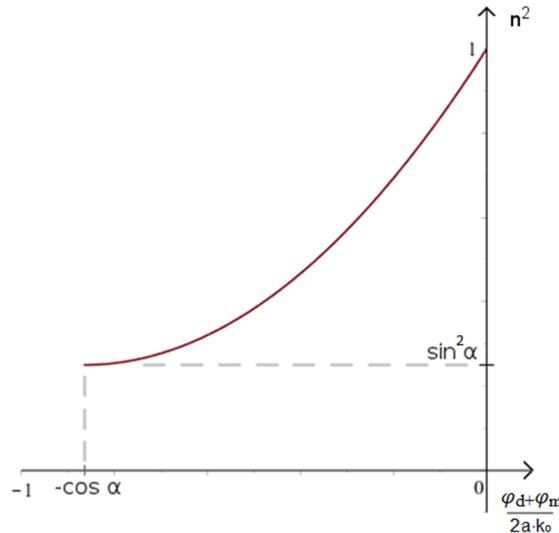


Рис. 2. График зависимости n^2 от $\frac{\varphi_d + \varphi_m}{2ak_0}$

Нулевой показатель преломления в среде возможен лишь при нормальном падении ($\alpha = 0$) и при условии, что $\varphi_d + \varphi_m = -2ak_0$. Физически это условие означает, что набег фазы волны $\varphi_d + \varphi_m$, обусловленный излучением электрических и магнитных монослоев, компенсируется набегом фазы $2k_0a$, обусловленным распространением волны вперед на периоде структуры.

Нулевой показатель преломления ($n = 0$) приводит к равенству волнового вектора в среде нулю ($k_2 = 0$).

Единичный показатель преломления возможен при $\varphi_d + \varphi_m = 0$. Это условие означает, что набег фазы волны φ_d , обусловленный излучением электрических дипольных монослоев, компенсирует набег фазы волны φ_m , обусловленный излучением магнитных дипольных монослоев.

Таким образом, в данной работе на основе микроскопического подхода получено выражение для электромагнитного поля в среде с точки зрения молекулярной оптики с учетом взаимодействия между монослоями диполей. Излучение диполей учтено полностью. Обоснована возможность получения единичного и нулевого значений показателя преломления среды в целом. Определены необходимые для этого условия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Авербух Б. Б. Нелинейное резонансное рассеяние света многоатомной системой / Б. Б. Авербух, И. Б. Авербух // Известия вузов. Физика. – 2009. – №12. – С. 8–13.
2. Борн М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф – 2-е издание – М.: Наука, 1973. – 720 с.
3. Джексон Дж. Классическая электродинамика / Дж. Джексон. – М.: Мир, 1965. – 703 с.
4. Лаврентьев М. А. Методы теории функций комплексного переменного / М.А. Лаврентьев, Б. В. Шабат – М.: Наука, 1973. – 736 с.
5. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Оптика / Д. В. Сивухин. – М.: Наука, 1980. – 752 с.
6. Слюсар В. И. Метаматериалы в антенной технике: история и основные принципы./ В. И. Слюсар // Электроника: наука, технология, бизнес. – 2009. – №. 7. – С. 70 – 79.
7. Слюсар В. И. Метаматериалы в антенной технике: основные принципы и результаты./ В. И. Слюсар // Первая миля. Last Mile (Приложение к журналу “ Электроника: наука, технология, бизнес”). – 2010. – № 3 – С. 44 – 60.
8. Терлецкий Я. П. Электродинамика / Я. П. Терлецкий, Ю. П. Рыбаков. – М.: Высшая школа, 1980. – 336 с.

Секция «Теоретическая физика и вычислительная математика»

ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ РАЗНОСТЕЙ ВО ВРЕМЕННОЙ ОБЛАСТИ

Д. А. Авдеев, В. И. Римлянд

ФГБОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет»
г. Хабаровск, E-mail: riml@pnu.edu.ru

В статье рассматривается применение метода конечных разностей во временной области для моделирования распространения ультразвука в твердом теле. Расчет проводился в трехмерном пространстве. Алгоритм позволяет учитывать размер и границы реальных объектов. Программное обеспечение может быть использовано при решении задач в области неразрушающего контроля для прогнозирования и управления волновым фронтом.

Технологии ультразвукового сканирования приобрели огромную популярность в области неразрушающего контроля и быстро развиваются. Применение компьютерной техники и современного программного обеспечения позволяет значительно количественно и качественно расширить возможность существующих методов неразрушающего контроля и создание новых. Огромную популярность в неразрушающем контроле получили численные методы решения волновых уравнений. Для решения дифференциальных уравнений применяют метод конечных разностей во временной области (КРВО) [1, 2]. В статьях [3,4] автор рассматривает моделирование распространения акустического сигнала в двумерном случае, используя метод КРВО. Целью настоящей работы является разработка эффективных алгоритмов моделирования распространения ультразвукового сигнала в трехмерном случае с учетом свойств и геометрии материала, внешних и внутренних дефектов и создание соответствующего программного обеспечения.

Авторами разработан алгоритм, и на основе его реализован программный комплекс для построения акустического поля с учетом геометрии тела, материала и дефектов в трехмерном пространстве. В основе алгоритма расчета используется модель Кельвина вязкоупругой среды [3]:

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl}\varepsilon_{kl} + \eta_{ijkl} \frac{\partial \varepsilon_{kl}}{\partial t} \quad (1)$$

где: σ_{ij} – тензор напряжений [Па], ε_{ij} – тензор деформации, C_{ijkl} – тензор упругости [Па], η_{ijkl} – тензор вязкости [Па*с], t – время [с].

А также второй закон Ньютона для сплошной среды:

$$\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + F_i \quad (2)$$

где: ρ – плотность материала, v_i – компоненты вектора скорости, F_i – компоненты вектора сторонних сил, воздействующих на среду.

Все деформации в алгоритме считаются линейными, поэтому тензор деформации ε_{ij} имеет следующую зависимость от вектора смещения среды U_i :

$$\varepsilon_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_k}{\partial x_l} + \frac{\partial U_l}{\partial x_k} \right) \quad (3)$$

Для расчета с учетом геометрии тела, материала и внутренних дефектов авторами

реализован программный комплекс в среде программирования Visual Studio на языке C#. Более подробно алгоритм представлен авторами в статьях [5, 6].

Для уменьшения времени расчета была использована технология CUDA для расчета на GPU, что позволило сократить время вычислений в 20 раз в сравнении с расчетом на центральном процессоре. Для реализации параллельных вычислений на ГПУ массив входных данных разбивается на ряд блоков. Блоки образуют сетку, которая имеет размер $M \times N$. Для обеспечения корректности вычислений имеется пересечение между соседними блоками, что позволяет осуществить обмен граничными данными между блоками. Обмен данными между блоками обычно производится при помощи использования разделяемой памяти (использования разделяемой памяти удается избежать в том случае, когда одна нить обрабатывает данные в одной ячейке сетки).

Для проверки используемого алгоритма и созданного на его основе ПО было проведено несколько численных экспериментов расчета акустических полей в трехмерной среде с различным расположением излучателей и наличием дефектов:

1. Расчет распространения ультразвукового сигнала в параллелепипеде размером $15 \times 15 \times 15$ миллиметров. Точечный импульсный источник возмущения S1 расположим в середине ребра параллелепипеда (рис. 1а). Для наглядности результат расчета показан в выбранном сечении d. Так как амплитуды разных типов волн сильно отличаются и имеются большие изменения амплитуды в пределах фронта, то при выводе проводится выравнивание амплитуд, как $\sqrt[4]{v_1^2 + v_2^2 + v_3^2}$. На рисунке 1б показан результат расчета в плоскости d в момент времени 1 мкс. Частота дискретизации $\Delta x_1 = \Delta x_2 = \Delta x_3 = 0,050$ мм, временной шаг $\Delta t = 0,5$ нс.

Полученную картину можно интерпретировать следующим образом: Источник силы возбуждает продольные волны 1 (скорость распространения из расчета: расстояние, пройденное волной относительно времени кадра $v = 5970$ м/с) и поперечные волны 2 (скорость распространения $v = 3050$ м/с). На поверхности образуются волны Рэлея 3 и головная волна 4. Головная волна генерирует фронт поперечных волн 5, который, согласно теории, распространяется под третьим критическим углом, равным для стали 33 градусам. Полученные результаты для трехмерного случая согласуются с результатами двумерного [7].

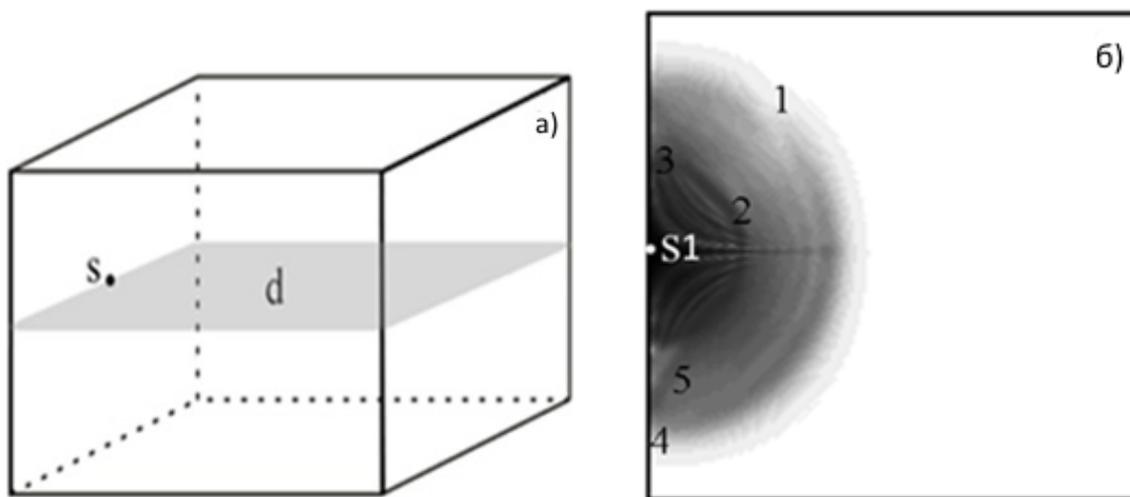


Рис. 1. а) Стальной параллелепипед размером $15 \times 15 \times 15$ мм. S1 – источник возмущения, d – секущая плоскость. б) Волны точечного источника, расположенного на поверхности, стали. ($\lambda = 109$ ГПа, $\mu = 83$ ГПа, $\rho = 7.8$ КГ/дм³. Длительность импульса 0,01 мкс. Время $\tau = 1$ мкс.)

2. Расчет волнового фронта при наличии диагональной границы раздела сред ин-

терференционная картина от точечного излучателя S3 на рисунке 2. Среда 1 представляет собой боросиликатное стекло, а среда 2 – плексиглас. Плотность боросиликатного стекла – 2230 кг/м^3 , скорость продольной волны – 5640 м/с . У плексигласа плотность – 1180 кг/м^3 , скорость продольной волны 2600 м/с . Из рисунка видно, что численное моделирование хорошо согласуется с расчетами на основе законов геометрической оптики. Волновой фронт частично отражается от границы раздела сред, частично преломляется.

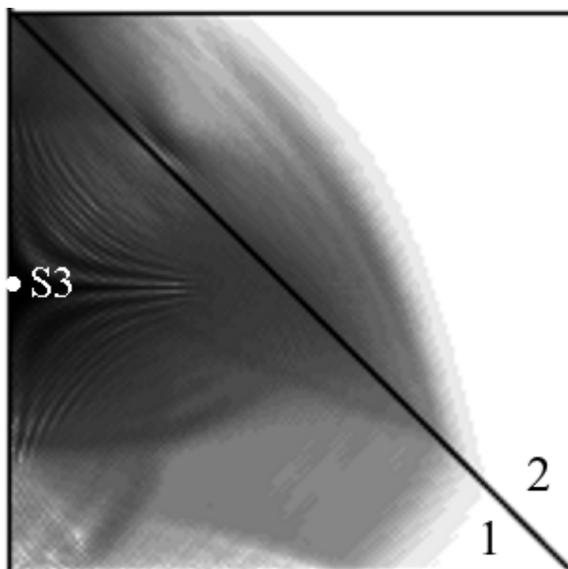


Рис. 2. Волны источника в плоскости d (Длительность импульса $0,01 \text{ мкс}$.) Частота дискретизации $\Delta x_1 = \Delta x_2 = \Delta x_3 = 0,050 \text{ мм}^2$, $\Delta t = 0,5 \text{ нс}$. Время а) $\tau = 0,5 \text{ мкс}$ б) $\tau = 1 \text{ мкс}$

3. Распространение акустического сигнала при наличии дефекта. Расположим импульсный точечный источник S, как показано на рисунке 3. В плоскости w располагается дефект n (рис. 4). Размер полости: $10 \times 10 \times 0,1 \text{ мм}$.

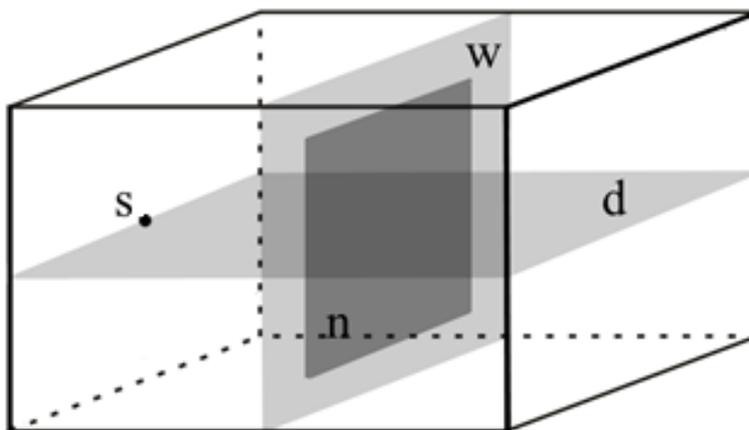


Рис 3. Стальной параллелепипед размером $15 \times 15 \times 15 \text{ мм}$. S – источник возмущения. d, w – секущие плоскости, n – дефект в виде плоскости, заполненной вакуумом.

На рис. 4 приведены результаты расчета для прямоугольного излучателя S размером $3 \times 1 \text{ мм}$ в плоскостях d (рис.4а и б) и плоскости, перпендикулярной w и d (рис.4с и d).

Для двух моментов времени $\Delta t = 0,5$ мкс и 1 мкс. В любой точке среды в данный момент времени колебания представляют собой сумму волн, пришедших от различных элементов поверхности излучателя. Так как длина пробега от элемента поверхности до излучателя разная, то образуется сложный волновой фронт колебаний. Происходит отражение от дефекта, а также дифракция на краях дефекта.

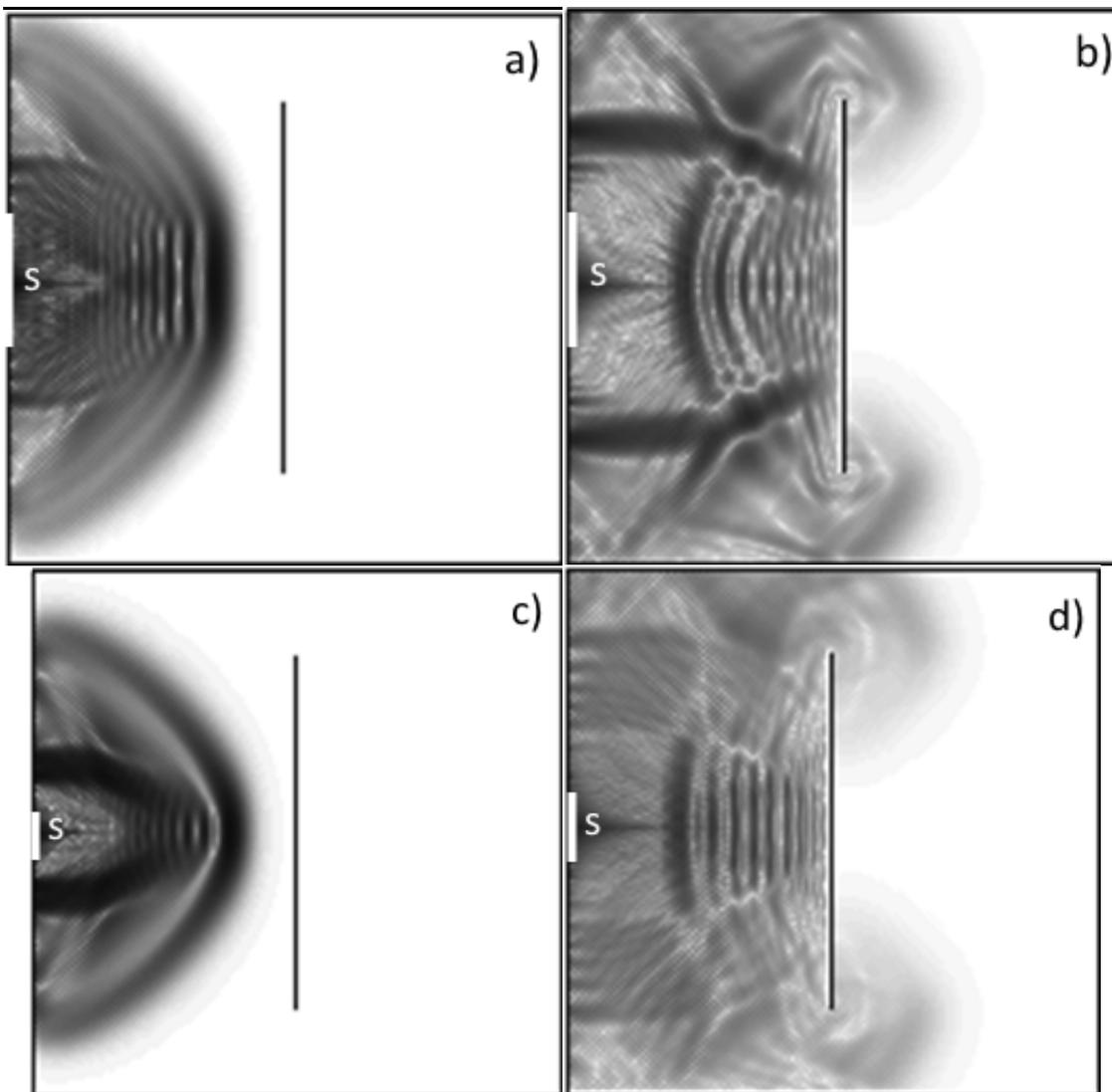


Рис. 4. Волны прямоугольного источника размером 3×1 мм в плоскости d (a,b), и в плоскости перпендикулярной d и w (c,d). ($\lambda=109$ ГПа, $\mu= 83$ ГПа, $\rho = 7.8$ кг/дм³. Длительность импульса 0,01 мкс.) Частота дискретизации $\Delta x_1 = \Delta x_2 = \Delta x_3 = 0,05$ мм, $\Delta t = 0,5$ нс. Время а) 0,5 мкс б) 1 мкс в) 0,5 мкс д) 1 мкс.

Сравнение рисунков 4а и 4б с рисунками 4с и 4д показывает влияние размеров излучателя по разным направлениям на акустическое поле и свидетельствует о достоверности полученных результатов для трехмерных расчетов.

В программном комплексе реализована возможность установки виртуальных приемников сигнала. В точке установки приемника записываются все значения вектора скорости и тензора деформации для каждого момента времени в файл формата .txt для последующей обработки (получение временной зависимости тензора деформации, расчет коэффициента затухания сигнала).

Заключение

Таким образом, на основе модели Кельвина для вязкоупругой среды и метода КРВО с использованием технологии CUDA для расчета на GPU, создан программный комплекс, позволяющий в реальном времени проводить расчеты акустического поля в трехмерном пространстве. Программное обеспечение позволяет в реальном времени проводить построение волнового фронта с учетом материала, геометрии тела и наличия различных дефектов. Проведена качественная верификация расчетов волнового фронта, показавшая достоверность получаемых результатов для различных моделей. Созданное ПО позволяет рассчитывать акустическое поле, создаваемое системой излучателей (фазированной решеткой). В дальнейшем планируется провести исследование особенностей распространения акустического сигнала в деталях сложной формы и композиционных материалах.

ЛИТЕРАТУРА

1. IR. Madariaga. Dynamic of an expanding circular fault. Bull. Seism. Soc. Am., vol. 66(3), pp. 639-666, 1976.
2. J. G. Maloney and K. E. Cummings, "Adaptation of FDTD techniques to acoustic modeling", 11th Annual Review of Progress in Applied Computational Electromagnetics, Vol. 2, pp. 724-731, Monterey, CA, March 1995.
3. Бархатов В. А. Решение динамических задач акустики методом конечных разностей во временной области. Основные соотношения. Анализ погрешностей // Дефектоскопия. – 2005. – №3. – С. 12–26.
4. J. Virieux. SH-wave propagation in heterogeneous media: Velocity- stress difference method. Geophysics, vol.49 (11), pp.1933-1942, November 1984.
5. Rimlyand V. I., Avdeev D. A. Simulations of ultrasound propagation in solids of various shapes. // ISCV22. – Florence, Italy - 2015.
6. Авдеев Д. А., Римлянд В. И. Моделирование распространения ультразвука в твердых телах различной формы // Информатика и системы управления. – 2015. – №2. – С. 15 – 22.
7. Авдеев Д. А., Римлянд В. И. Моделирование распространения ультразвука в твердом теле // Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование: Материалы Всероссийской молодежной конференции. – Благовещенск: Амурский гос. Ун-т, 2014. – С. 3 – 6.

ТЕПЛОЕМКОСТЬ СИСТЕМЫ СПИНОВ ИЗИНГА В МОДЕЛИ СЛУЧАЙНЫХ ПОЛЕЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В. И. Белоконь, Д. А. Шелест, О. И. Дьяченко

ФГАОУ ВО «Дальневосточный федеральный университет»
г. Владивосток, E-mail: dyachenko.oi@dvfu.ru

В рамках метода случайных полей обменного взаимодействия исследуется теплоемкость системы спинов Изинга, проводится сравнение результатов с данными, полученными с помощью методов Брэгга-Вильямса и Бете-Пайерлса. Установлено, что модель предсказывает отличную от нуля теплоемкость при температуре выше точки Кюри.

Введение

Фазовые переходы в системах обменно-взаимодействующих спинов исследуются довольно давно, однако точные решения получены лишь в простейших случаях одномерной цепочки и простой квадратной решетки [1]. Что касается реальных объемных тел, то существуют только приближенные методы: Бете-Пайерлса [2], Брэгга-Вильямса [3], ренормгруппы и теория скейлинга [4,5], Монте-Карло (МК) имитационного моделирования [6] и др. Использование метода случайных полей обменного взаимодействия [7,8] позволяет решить ряд задач, связанных с исследованием магнитных фазовых переходов в средах со случайным типом обмена. В рамках модели Изинга данный подход может быть использован для описания магнитных свойств кристаллических магнетиков, а также для оценки теплоемкости и условий концентрационных переходов к ферромагнетизму в системах с положительным обменным интегралом, вычисления критических температур фазовых переходов.

Метод случайных полей

В модели Изинга, в которой магнитные моменты могут быть ориентированы только в двух направлениях, условно «вверх» и «вниз», соответствующее уравнение для относительного магнитного момента в теории молекулярного поля имеет вид:

$$M = \text{th} \left[\frac{m_0 p z M J}{k T} \right], \quad (1)$$

где m_0 - магнитный момент частицы, J - обменный интеграл, p - концентрация, k - постоянная Больцмана, T - температура, z - число ближайших соседей. Молекулярное поле $H = J m_0 M p z$, точка Кюри $T_c = \frac{m_0 p z J}{k}$.

Для сравнения результатов, которые могут быть получены при более изощренных подходах, например, в подходе Бете-Пайерлса, часто полагают m_0, J, k равными единице, $T_c = p z$, для $p=1$ и $z=4$ (плоская решетка), $T_c = 4$, что существенно выше, чем $T_c = 2,28$, как это следует из точной теории Онзагера. Недостаток теории молекулярного поля еще и в том, что при $T = T_c$, когда теоретически должен сохраняться ближний порядок, квадрат магнитного момента, определяющий энергию взаимодействия и, соответственно, теплоемкость, обращаются в нуль. Для случая $p=1$ частично эти проблемы снимаются в теории Бете-Пайерлса: как было показано нами [9], частично учесть корреляцию между направлениями спинов можно введением в молекулярное поле дополни-

тельного множителя $\alpha \approx \frac{z-1}{z}$.

Оценить теплоемкость при $T > T_c$ можно непосредственно в кластере из $(z+1)$ частиц, который, следуя Бете, нужно поместить в эффективное поле. (Интересно, что на самом деле достаточно рассмотреть кластер, состоящий из двух частиц [10]; выражение для точки Кюри в точности соответствует теории Бете-Пайерлса). Одно из направлений совершенствования теории эффективного поля предложено нами в работе [7] и развито в серии работ [11-12]. Предлагается учесть то обстоятельство, что эффективное (молекулярное) поле взаимодействия H является случайной величиной, распределенной по определенному закону. Случайность может быть связана как со случайным распределением примесей (при $p < 1$), так и с ориентацией магнитных моментов соседей. Соответствующая (приближенная) функция распределения поля H [7]:

$$W(H) = \frac{1}{\sqrt{\pi}B} \exp\left[\frac{-(H - M H_0)^2}{B^2}\right], \quad (2)$$

где $B^2 = 2p(1-M^2p) \sum_k \varphi_k^2$, $H_0 = p \sum_k \varphi_k$, φ_k - эффективное поле обменного взаимодействия, создаваемое атомом с номером k .

Соответственно,

$$M = \int_{-\infty}^{\infty} \text{th}\left[\frac{H}{T}\right] W(H) dH, \quad (3)$$

Заметим, что при $B \rightarrow 0, W(H) \rightarrow \delta(H - MH_0)$, δ - дельта-функция Дирака, и мы переходим к обычной теории молекулярного поля. Численные оценки, проведенные нами, показали, что замена

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}B} \exp\left[\frac{-x^2}{B^2}\right]$$

«ступенчатой функцией»

$$f(x) = \begin{cases} 0, & \text{если } x < -B, \\ \frac{1}{2B}, & \text{если } -B < x < B, \\ 0, & \text{если } x > B, \end{cases} \quad (4)$$

вблизи точки фазового перехода T_c практически не влияет на ход функции $M = M(T)$, зато существенно упрощает формулы. Так,

$$M = \frac{1}{2B} \int_{-B}^B \text{th}\left[\frac{(H + M H_0)}{T}\right] dH, \quad (5)$$

откуда следует, что в области $M \ll 1$

$$M^2 = \frac{3\left(\frac{H_0}{B} \text{th}\left[\frac{B}{T}\right] - 1\right)}{\frac{H_0^3}{BT^2} \left(\text{th}\left[\frac{B}{T}\right] - \text{th}^3\left[\frac{B}{T}\right]\right)}. \quad (6)$$

Очевидно, что $M \neq 0$ возможно лишь при условии положительности числителя этого выражения, откуда для определения точки Кюри получаем выражение:

$$\frac{H_0}{B} \operatorname{th} \left[\frac{B}{T_c} \right] = 1, \quad (7)$$

и требование $\frac{H_0}{B} > 1$.

Для прямого обмена это требование приводит к условию на концентрацию обменно- взаимодействующих частиц:

$$p > p_c = \frac{2}{z}. \quad (8)$$

Отметим, что p_c близко к значениям концентраций теории протекания, из чего следует, что ферромагнетизм возможен лишь при наличии протекающего кластера (что не запрещает малым кластерам быть связанными обменным взаимодействием и определять ближний порядок). При $p=1$ такими кластерами являются группы спинов с одинаковой ориентацией.

Из соотношения (7) для $z=4$ получается точка Кюри $T_c=3,2$, а с учетом поправки Бете-Пайерлса $-T_c=2,4$, что достаточно близко к точному решению.

Теплоемкость

В приближении Брэгга-Вильямса при $T > T_c$ разрушаются одновременно дальний и ближний порядки, так что связанная с обменным взаимодействием часть теплоемкости системы обращается в нуль. В приближении Бете-Пайерлса после исчезновения дальнего порядка (эффективного поля, в которое помещен кластер из $(z+1)$ частиц), остается часть энергии связи внутри кластера. В теории случайных полей взаимодействия среднее значение квадрата магнитного момента:

$$\langle M^2 \rangle = \frac{1}{2B} \int_{-B}^B \operatorname{th} \left[\frac{H + M H_0}{T} \right] dH = 1 - \frac{T}{2B} \left(\operatorname{th} \left[\frac{B}{T} + \frac{M H_0}{T} \right] + \operatorname{th} \left[\frac{B}{T} - \frac{M H_0}{T} \right] \right). \quad (9)$$

При $T > T_c$ $M=0$, при $T < T_c$ $M \neq 0$ и вблизи T_c определяется соотношением (6). Скачек теплоемкости в точке Кюри легко получить, дифференцируя по T выражение (9) и используя (6) при $T \approx T_c$.

При разложении в ряд выражения $\operatorname{th} \left[\frac{B}{T} \pm \frac{M H_0}{T} \right]$ получим

$$\operatorname{th} \left[\frac{B}{T} \pm \frac{M H_0}{T} \right] = \operatorname{th} \left[\frac{B}{T} \right] \pm \left(1 - \operatorname{th}^2 \left[\frac{B}{T} \right] \right) \frac{M H_0}{T} + \left(-\operatorname{th} \left[\frac{B}{T} \right] + \operatorname{th}^3 \left[\frac{B}{T} \right] \right) \left(\frac{M H_0}{T} \right)^2. \quad (10)$$

При подстановке формулы (10) в выражение (9) второе слагаемое при суммировании выпадает. Тогда среднее значение квадрата магнитного момента определяется как:

$$\langle M^2 \rangle = 1 - \frac{T}{2B} \left(2 \operatorname{th} \left[\frac{B}{T} \right] + 2 \left(-\operatorname{th} \left[\frac{B}{T} \right] + \operatorname{th}^3 \left[\frac{B}{T} \right] \right) \left(\frac{M H_0}{T} \right)^2 \right). \quad (11)$$

Дифференцируя выражение $-\langle M^2 \rangle$ по температуре T и используя формулы (6) и (7) определим теплоемкость «слева» от точки Кюри:

$$C_1 = \frac{3}{T_c} \frac{1}{\text{ch}^2 \left[\frac{B}{T_c} \right]} - \left(\frac{1}{T_c} \text{sech}^2 \left[\frac{B}{T_c} \right] - \frac{1}{H_0} \right). \quad (12)$$

Учитывая, что $\text{th}^2 \left[\frac{B}{T_c} \right] = 1 - \frac{1}{\text{ch}^2 \left[\frac{B}{T_c} \right]} = \left(\frac{B}{H_0} \right)^2$ соотношение $\frac{1}{\text{ch}^2 \left[\frac{B}{T_c} \right]} = 1 - \left(\frac{B}{H_0} \right)^2$. Тогда

теплоемкость может быть определена формулой:

$$C_1 = \frac{3}{T_c} \left(1 - \left(\frac{B}{H_0} \right)^2 \right) - \left(\frac{1}{T_c} \left(1 - \left(\frac{B}{H_0} \right)^2 \right) - \frac{1}{H_0} \right). \quad (13)$$

В случае прямого обмена $B^2 = 2pz, H_0^2 = p^2z^2$. При $p=1, z=4, T_c=3,2$ теплоемкость в точке Кюри $C_1=0,6$.

Теплоемкость «справа» от точки Кюри определяется правым слагаемым формулы (13):

$$C_2 = - \left(\frac{1}{T_c} \left(1 - \left(\frac{B}{H_0} \right)^2 \right) - \frac{1}{H_0} \right). \quad (14)$$

И в случае прямого обмена в точке Кюри $C_2=0,1$.

Таким образом, в точке $T=T_c$ теплоемкость испытывает скачек, относительно меньший по сравнению с тем, который получается в приближении Брэгга-Вильямса, однако при $T>T_c$ имеется отличное от нуля значение теплоемкости, связанное со случайными флуктуациями эффективного поля обменного взаимодействия.

На рисунках 1-2 приведены кривые зависимости $\langle M^2 \rangle$ от температуры t для различных решеток и концентраций обменно-взаимодействующих частиц.

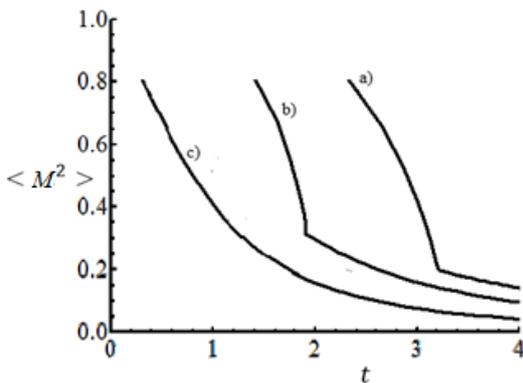


Рис. 1. Зависимость $\langle M^2 \rangle$ от приведенной температуры $t = kT/m_0J$ для простой квадратной решетки ($z=4$) для разных значений концентраций «магнитных» атомов p : а) при концентрации $p=1$ температура Кюри $T_c=3.2$; б) при концентрации $p=0.7$ температура Кюри $T_c=1.9$; в) при концентрации $p=0.3$.

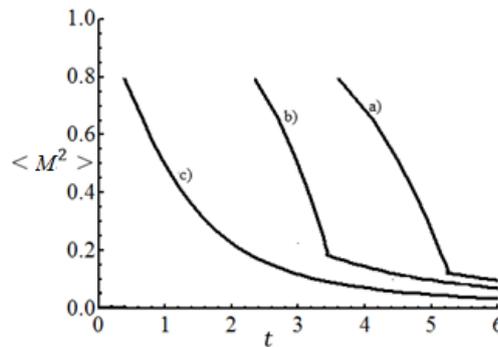


Рис. 2. Зависимость $\langle M^2 \rangle$ от приведенной температуры $t = kT/m_0J$ для простой квадратной решетки ($z=6$) для разных значений концентраций «магнитных» атомов p : а) при концентрации $p=1$ температура Кюри $T_c=5.3$; б) при концентрации $p=0.7$ температура Кюри $T_c=3.41$; в) при концентрации $p=0.3$.

Выводы

Таким образом, метод случайных полей обменного взаимодействия позволяет исследовать ближний порядок при $T > T_c$ и тем самым неявно учитывает корреляцию между спинами решетки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Onsager L., Crystal statistics. I. A two-dimensional model with an order–disorder transition // *Phys.Rev.*-1944 . - 65(3–4) . - P. 117.
2. Weiss P. The application of the Bethe-Peierls method to ferromagnetism // *Physical Review.*-1948. - Vol. 74, no. 10. - P. 1493.
3. Bragg W. L., Williams E. J. The effect of thermal agitation on atomic arrangement in alloys // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A.* - 1934. - Vol. 145, no. 855. - P. 699–730.
4. J. J. Le Guillou, J. Zinn-Justin, *Phys. Rev. B* 21, (1980) 3976.
5. J. J. Le Guillou, J. Zinn-Justin, *Phys. Lett. (Paris)* 46 L, (1985) 137.
6. S. A. Antonenko, A. I. Sokolov, *Phys. Rev. E* 51, (1995) 1894.
7. Белоконь В. И., Нефедев К. В. Функция распределения случайных полей взаимодействия в неупорядоченных магнетиках. Спиновое и макроспиновое стекло // *Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики.* - 2001. - Т. 120. - №.1(7). - С. 156 - 164.
8. Белоконь В. И., Нефедев К.В., Савунов М.А. Спиновое стекло с конечным радиусом взаимодействия в модели Изинга // *ФТТ.* – 2006. - Т. 48. - №. 9. - С. 1649 - 1656.
9. V. Belokon, V.Kapitan, O.Dyachenko. The combination of the random interaction fields' method and the Bethe–Peierls method for studying two-sublattice magnets // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.*-2016.-Vol. 401 P.651–655.
10. J.S. Smart, *Effective field theory of magnetism*, Saunders, Philadelphia, 1966.
11. Belokon V.I., Dyachenko O.I. Random interaction fields method: Magnetic phase transitions in the thin films // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* (2015) 374, pp. 92-95.
12. Belokon V.I., Dyachenko O.I., Kapitan, V.Yu. On the possible application of the method of random exchange interaction fields for studying the magnetic properties of the rocks // *Izvestiya, Physics of the Solid Earth* (2015) Vol.51,No 5, Pp 622-629

МОДЕЛИРОВАНИЕ СДВИГОВОГО РАЗРУШЕНИЯ В ОДНОРОДНЫХ СЛОЯХ α - И β -ФАЗ ТИТАНА

А. А. Гниденко

ФГБУН «Институт материаловедения» ХНЦ ДВ РАН
г. Хабаровск, E-mail: agnidenko@mail.ru

В представленной работе методами теории функционала плотности и псевдопотенциала проведено моделирование сдвигового разрушения α - и β -фаз титана. Для проведения квантово-механических расчетов использовался программный код ABINIT. Определено максимальное смещение и энергетический барьер, соответствующие разрушению в титане при сдвиге; детально рассмотрено изменение атомной структуры при данном процессе.

Исследование наноструктурных материалов, в связи с рядом уникальных свойств, которые они проявляют, привлекает ученых со всего мира. Помимо традиционного интереса к электронным, оптическим свойствам, возникает потребность в изучении механических свойств наноматериалов, в частности, в рассмотрении трибологических процессов на микро- и нано-размерном уровне [1,2]. При таких масштабах работа силы трения будет расходоваться в основном на разрушение межповерхностных связей. При приложении касательной нагрузки эти связи подвергаются срезу, поэтому одной из ключевых физических величин в данном случае, будет прочность на срез адгезионных связей, обусловленных природой контактирующих материалов. В данной работе выполнено моделирование сдвигового разрушения как начального этапа процесса трения однородных титановых поверхностей.

Были рассмотрены две фазы титана: α -фаза с гексагональной плотноупакованной (ГПУ) решеткой и высокотемпературная β -фаза с кубической объемноцентрированной (ОЦК) решеткой. Для расчета полной энергии и соответствующей равновесной конфигурации исследуемых систем был использован пакет программ ABINIT [3], основанный на теории функционала плотности, совмещенной с методом псевдопотенциала. Энергия обрезания базиса плоских волн составила 30 Хартри. Для обменно-корреляционного функционала было использовано приближение обобщенных градиентов в форме PBE (Perdew-Burke-Ernzerhof). К-точки были построены с помощью процедуры Монкхорста-Пэка, выбранные сетки k-точек варьировались в зависимости от задачи. Псевдопотенциал для титана был протестирован на параметрах решетки и объемном модуле упругости, результаты приведены в таблице 1.

Таблица 1

Сравнение результатов расчета параметров решетки и объемного модуля
с экспериментальными данными

	Параметр	Расчет	Эксперимент
Ti α -	$a, \text{Å}$	2.97	2.95 [4]
	$c, \text{Å}$	4.75	4.68 [4]
	$B, \text{ГПа}$	111	105 [5]
Ti β -	$a, \text{Å}$	3.30	3.32 (900°C) [4]
	$B, \text{ГПа}$	108	–

В квантово-механических расчетах при трансляционном подходе, для исследования поверхностей используется модель «слэба» (от англ. «slab» - пластина). Структуры, используемые для моделирования, приведены на рисунке 1. Показаны кристаллографические направления: [0001] для ГПУ α -Ti и [110] для β -Ti вдоль которых ориентирован

«слэб» (соответствующие поверхности задействованы в межфазовых переходах), а также направления сдвига: $[1\bar{1}00]$ и $[1\bar{1}0]$ соответственно.

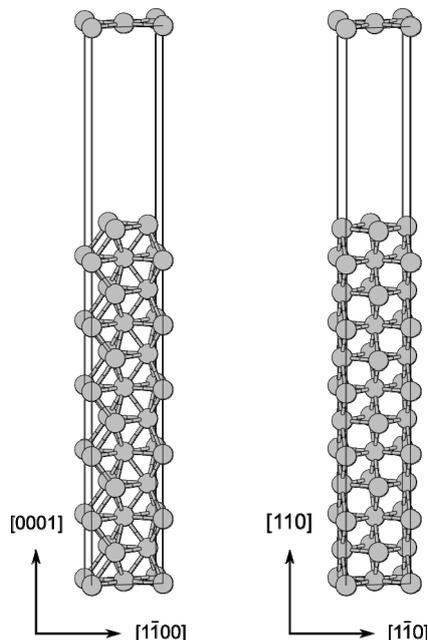


Рис. 1. Используемые «слэб»-модели, α -Ti – слева, β -Ti – справа

Для моделирования сдвигового разрушения «слэб», состоящий из 12 атомных слоев, мысленно разбивалась на два блока – верхний и нижний. Далее шесть атомных слоев, относящиеся к верхнему блоку последовательно, с фиксированным шагом, смещались в указанных направлениях. При этом положение атомов в 3-х верхних и 3-х нижних слоях оставалось неизменным, оно фиксировалось, т.е атомы данных слоев не участвовали в релаксации. Шаг сдвига составлял 1 атомную единицу (0.529 \AA), для каждого последующего сдвига мы брали координаты, полученные в процессе оптимизации на предыдущем шаге. В результате мы получили изменение атомной конфигурации, а также изменение полной энергии системы, при движении верхнего блока нашей модели относительно нижнего.

Помимо рассмотрения равновесной конфигурации, соответствующей минимуму энергии мы провели моделирование процесса сдвигового разрушения под нагрузкой. Силу и давление, действующее на единицу площади, можно оценить следующим образом:

$$F_N = -\frac{\Delta E}{\Delta L}, \quad P = \frac{F_N}{S}$$

где ΔE – изменение полной энергии «слэба» при сжатии, соответствующем изменению высоты слэба на ΔL , S – площадь поверхности в модели «слэба». Используемые значения приведены в таблице 2.

Таблица 2

Сила и давление на единицу площади в «слэбах» α - и β -Ti, в зависимости от величины сжатия

	F , Н	P , ГПа
α -Ti (сжатие $\sim 0,2\%$)	$2.19 \cdot 10^{-9}$	14.4
α -Ti (сжатие $\sim 1,0\%$)	$4.28 \cdot 10^{-9}$	28.1
β -Ti (сжатие $\sim 0,2\%$)	$2.28 \cdot 10^{-9}$	14.8
β -Ti (сжатие $\sim 1,5\%$)	$3.91 \cdot 10^{-9}$	25.4

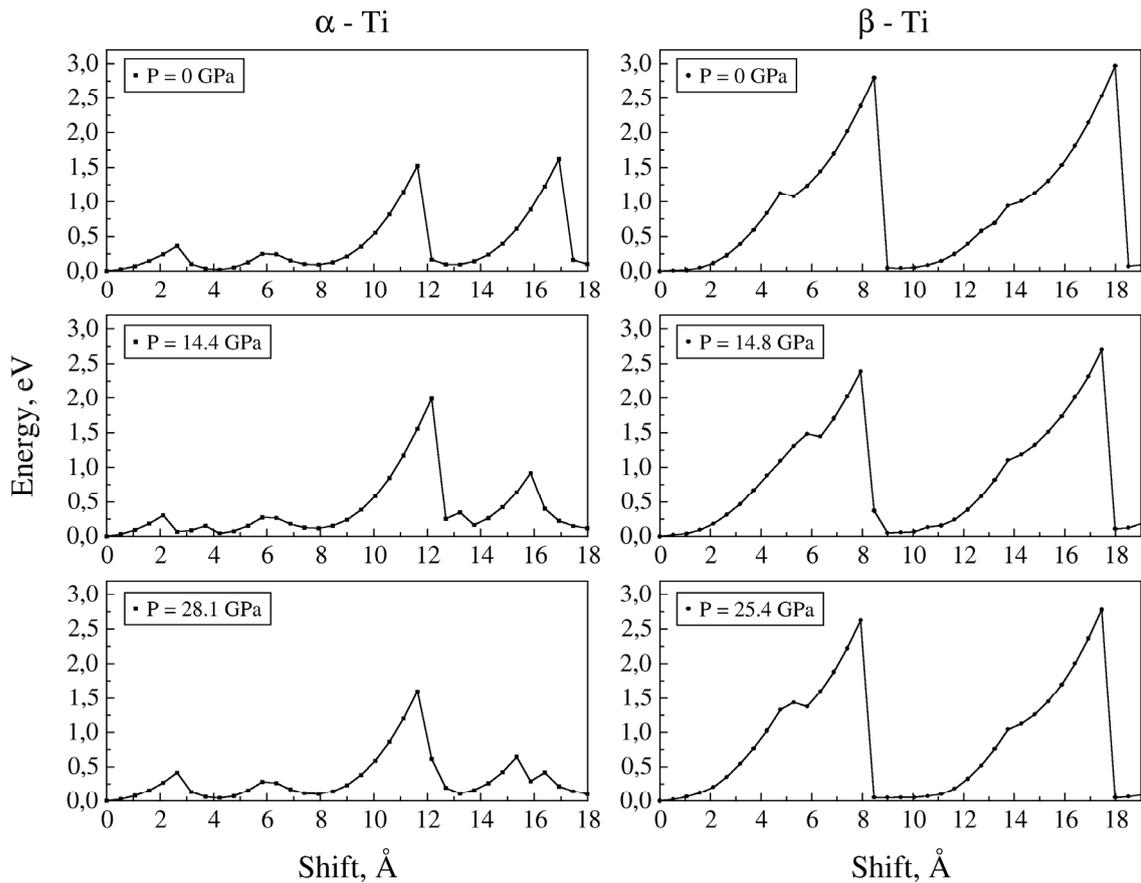


Рис. 2. Зависимость изменения полной энергии от величины сдвига для α -Ti (слева) и β -Ti (справа) при разном давлении

На рисунке 2 представлены зависимости изменения полной энергии от величины параллельного сдвига в идеальных структурах α - и β -фазы титана. При движении верхнего блока относительно нижнего происходит растягивание межатомных связей различным образом, можно увидеть и однородное растяжение, и расслоение на 2-хслойные плоскости. При этом энергия системы изменяется немонотонно. На кривых можно отметить локальные пики, соответствующие перераспределению межатомных расстояний в слоях, частично снимающему напряжения; и глобальные, соответствующие резкому скачкообразному изменению в геометрии структуры – разрыву связей.

Мы оценили максимальное смещение, при котором наступает разрыв связей в каждом из рассмотренных случаев. Для единообразия оценки данное значение было приведено к значению периода решетки в направлении смещения. В таблице 3 приведены значения относительных максимальных смещений и соответствующих энергетических барьеров в зависимости от величины нагрузки.

Таблица 3

Величины нагрузки, относительного смещения и энергетического барьера, при котором наступает разрыв межатомных связей

α -Ti			β -Ti		
P, ГПа	$\Delta x_{max}/x_{lattice}$	E_b , эВ	P, ГПа	$\Delta x_{max}/x_{lattice}$	E_b , эВ
0.0	2.25	1.52	0.0	1.81	2.80
14.4	2.36	1.99	14.8	1.70	2.39
28.1	2.25	1.60	25.4	1.70	2.62

В первую очередь нужно отметить, что сдвиг на расстояние сопоставимое с периодом решетки в направлении смещения не приводит структуру в исходное состояние; накопление напряжений продолжается вплоть до смещений немного превышающих удвоенный параметр решетки для α -фазы титана, для β -фазы разрыв происходит при величине смещения чуть ниже удвоенного параметра решетки. Для β -фазы дальнейшее смещение верхнего блока нашей модели относительно нижнего ведет к циклическому повторению процесса растяжения связей и их разрушения в критической точке, по видимому схожим образом будет идти пластическая деформация и в α -Ti. Для β -фазы титана энергетический барьер существенно выше, чем для α -фазы. Сравнивая величины энергетических барьеров при равных величинах относительного максимального смещения (таблица 3) можно увидеть, что увеличение нагрузки ведет к повышению величины барьера.

Несомненно, большой интерес будут представлять исследования сдвигового разрушения по дефектной границе раздела поверхностей, т.к. такой случай более соответствует процессам, происходящим в реальности. По нашим предварительным оценкам энергетические затраты на активацию процесса трения становятся меньше, чем в случае сдвигового разрушения идеальных поверхностей, энергетический барьер понижается на 25-35%, величина смещения, при которой наступает разрыв связей, также становится меньше. Таким образом, детальное рассмотрение пластической деформации при сдвиге однородных поверхностей титана показывает, что процесс трения на атомарном уровне начинается с растяжения межатомных связей вплоть до разрыва, после чего формируются новые связи. Наличие вакансионных дефектов в структуре существенно облегчает сдвиговое разрушение.

Представленные расчеты выполнены с использованием ресурсов суперкомпьютера Вычислительного центра ДВО РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Современная трибология: итоги и перспективы // Отв. ред. Фролов К.В. М.: ЛКИ. - 2008. - 480с.
2. Дедков Г. В. Нанотрибология: экспериментальные факты и теоретические модели // Успехи Физических Наук. - 2000. - Т. 170. - С. 585–618.
3. X. Gonzea, B. Amadond, P.-M. Angladee, J.-M. Beukena, F. Bottind, P. Boulanger, F. Brunevalq, D. Calistej, R. Caracasl, M. Côté, T. Deutschj, L. Genovesei, Ph. Ghosezk, M. Giantomassia, S. Goedecker, D.R. Hamannm, P. Hermetp, F. Jolletd, G. Jomardd, S. Leroux, M. Mancinid, S. Mazevetd, M.J.T. Oliveiraa, G. Onidab, Y. Pouillona, T. Rangela, G.-M. Rignanesea, D. Sangallib, R. Shaltafa, M. Torrentd, M.J. Verstraetea, G. Zerahd and J.W. Zwanziger. ABINIT: First-principles approach to material and nanosystem properties. // Computer Phys. Comm. - 2009. - Vol. 180. - P. 2582–2615.
4. Titanium and Titanium Alloys: Fundamentals and Applications. // Edited by Leyens C., Peters M. Wiley. - 2003. - 513 pp.
5. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. // М.: Наука – 1978. - 789 с.

УЧЕТ КУЛОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СОСТОЯНИЯХ ДВУХ- И ТРЕХЧАСТИЧНОГО КОНТИНУУМА В РАМКАХ S-МОДЕЛИ

А. С. Зайцев, Е. И. Крамарь

ФГБОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет»
г. Хабаровск, E-mail: AlZaytsev@pnu.edu.ru

Обсуждается проблема рассеяния и реакций с участием заряженных частиц. Предлагается решение в виде разложения по квазиштурмовским (КШ) базисным функциям. В случае двухчастичного рассеяния для учета кулоновского взаимодействия предлагается снабдить базисные КШ функции, отвечающие свободному движению, соответствующими логарифмическими фазовыми множителями. Для получения решения трехчастичного уравнения S-модели, соответствующего процессу (e, Ze) , в виде состояния двухэлектронного континуума использованы двухчастичные КШ функции, полученные путем вычисления свертки двух одночастичных КШ функций, отвечающих водородоподобным атомным системам. Корреляция электронов, подобно случаю рассеяния двух частиц, учтена с помощью введения фазовых множителей, соответствующих кулоновскому взаимодействию электронов.

Кулоновская проблема рассеяния трех тел является одной из фундаментальных нерешенных проблем теоретической физики атомов и молекул. Главной трудностью с точки зрения численной реализации в описании состояния континуума трех заряженных частиц является формулировка граничных условий, которым удовлетворяет волновая функция в различных асимптотических областях пространства. Нашей целью является построение базиса, способного передать свойства состояния непрерывного спектра кулоновской системы во всем конфигурационном пространстве, включая асимптотическую область сильного разделения частиц. В работе используются атомные единицы ($\hbar = e = m_e = 1$).

1. Двухчастичная задача. Рассмотрим неоднородное S-волновое уравнение Шредингера, отвечающее рассеянию частицы массы $\mu = 1$ на кулоновском центре $Z = 1$:

$$\left[E - \hat{h} - \frac{Z}{r} \right] \psi(r) = \frac{\phi_0(r)}{r}, \quad (1)$$

где $\hat{h} = -\frac{1}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2}$ – радиальный оператор кинетической энергии, энергия $E = \frac{k^2}{2}$. Лагерровские базисные функции имеют вид:

$$\phi_n(r) = \frac{2br}{\sqrt{n+1}} e^{-br} L_n^1(2br), \quad (2)$$

где b – масштабный параметр. Мы рассмотрели случай $k = 1$, для которого также положили $b = 1$.

Точное решение уравнения (1) с граничным условием в виде расходящейся волны может быть записано в виде кулоновской квазиштурмовской функции $Q_n^{(+)}(Z, k, r)$, $n = 0$ [1]:

$$Q_n^{(+)}(Z, k, r) \equiv \hat{G}(Z, k) \phi_n,$$

для которых существует интегральное представление [1]

$$Q_n^{(+)}(Z, k, r) = -\sqrt{n+1} \frac{2\mu}{b-ik} 2br e^{-br} \int_0^1 dz (1-z)^{i\beta} (1-\alpha z)^{-i\beta} (1-z-\alpha z)^n \quad (3)$$

$$\times \exp(z[b + ik]r) L_n^1 \left(\frac{(1-z)(1-\omega z)}{(1-z-\omega z)} 2br \right).$$

Здесь: $\beta = \frac{\mu Z}{k}$ – параметр Зоммерфельда; $\omega = \frac{b + ik}{b - ik}$. Асимптотика функций $Q_n^{(+)}(Z, k, r)$ при $\rho \rightarrow \infty$ задается выражением

$$Q_n^{(+)}(Z, k, r) \approx -\frac{2}{k} S_n(Z, k) e^{i[kr - \beta \ln(2kr) + \sigma_0(k)]}, \quad (4)$$

где $e^{i\sigma_0(k)} = \frac{\Gamma(1 + i\beta)}{|\Gamma(1 + i\beta)|}$, $S_n(Z, k)$ – синусоподобное J-матричное решение [2].

Рассмотрим возможность решения уравнения (1) путем разложения искомой функции ψ по нейтральным КШ функциям $Q_n^{(+)}(Z = 0, k, r)$.

Базис нейтральных КШ функций. Будем искать решение (1) в виде разложения

$$\psi_N(r) = \sum_{n=0}^{N-1} C_n Q_n^{(+)}(Z = 0, k, r). \quad (5)$$

Подставляя (5) в (1) получим матричное уравнение относительно N коэффициентов разложения C_n , $n = 0, \dots, N-1$ [1]. Заметим, что, как следует из (4), асимптотика решения ψ_N определяется выражением

$$\psi_N(r) \approx A_N e^{ikr}, \quad A_N = -\frac{2}{k} \sum_{n=0}^{N-1} C_n S_n(Z = 0, k). \quad (6)$$

Разложения (5), полученные для различных размеров N базисного пространства, представлены на рис. 1. Результаты демонстрируют, что отличия асимптотических свойств базисных функций $Q_n^{(+)}(Z = 0, k, r)$ и $Q_0^{(+)}(Z = 1, k, r)$ не позволяют достичь схожести разложения (5) к решению уравнения (1) с ростом N .

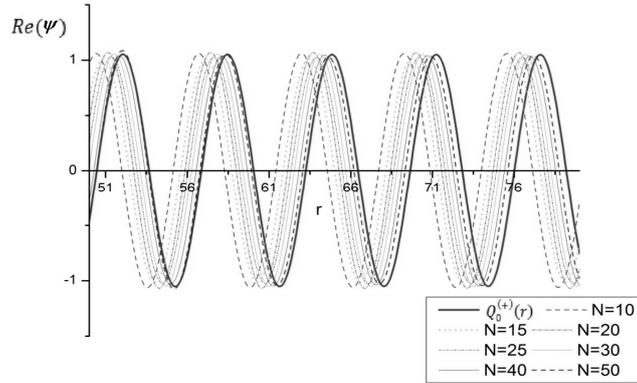


Рис. 1. Поведение вещественной части рассеянной волны, полученной без использования фазового множителя, с ростом размерности модельного пространства, на интервале от 50 до 80 а.е.

Модифицированные КШ функции. Для учета кулоновского взаимодействия снабдим базисные функции $Q_n^{(+)}(Z = 0, k, r)$ фазовым множителем, т. е. модифицируем базис следующим образом:

$$\tilde{Q}_n^{(+)}(Z = 0, k, r) \equiv \exp(iW) Q_n^{(+)}(Z = 0, k, r), \quad (7)$$

$$\text{где } W = -\beta \ln(2kr). \quad (8)$$

Таким образом, приближенное решение (1) будем искать в виде разложения

$$\tilde{\psi}_N = \sum_{n=0}^{N-1} \tilde{C}_n \tilde{Q}_n^{(+)}(Z=0, k, r). \quad (9)$$

Асимптотика разложения (9):

$$\tilde{\psi}_N(r) \approx \tilde{A}_N e^{i[kr - \beta \ln(2kr)]}, \quad \tilde{A}_N = -\frac{2}{k} \sum_{n=0}^{N-1} \tilde{C}_n S_n(Z=0, k) \quad (10)$$

теперь содержит необходимый логарифмический фазовый множитель, что обеспечивает сходимость приближенного разложения (9) к точному решению $Q_0^{(+)}(Z, k, r)$ с ростом N , как показано на рис. 2.

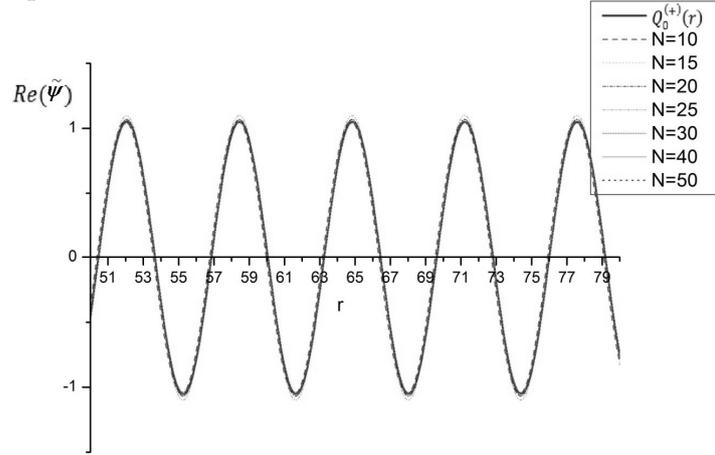


Рис. 2. Сходимость вещественной части рассеянной волны, полученной с использованием фазового множителя, с ростом размерности модельного пространства, на интервале от 50 до 80 а.е.

Причем разложение (4) быстро сходится как во внутренней, так и в асимптотической области.

2. Трехчастичное уравнение (е, 3е) процесса в S-модели. Приближенное уравнение, описывающее реакцию ударной двойной ионизации атома высоко энергетичным электроном в рамках S-модели, имеет следующий вид [3]:

$$\left[E + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial r_1^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial r_2^2} - \frac{Z}{r_1} - \frac{Z}{r_2} - \frac{1}{r_3} \right] \chi^{(+)}(r_1, r_2) = F(r_1, r_2). \quad (11)$$

Искомая функция $\chi^{(+)}$ соответствует состоянию двухэлектронного континуума. Правая часть (11) представляет собой результат действия оператора возмущения на связанное состояние двухэлектронного атома

$$F(r_1, r_2) = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{4\pi}{q^2} [Z + j_0(qr_1) + j_0(qr_2)] r_1 r_2 \frac{Z_e^3}{\pi} e^{-Z_e(r_1+r_2)}. \quad (12)$$

Где $j_\nu(z)$ – сферическая функция Бесселя. Мы рассмотрели ионизацию атом гелия ($Z = -2$). Простейшей функции основного состояния атома соответствует параметр $Z_e = 27/16$. Суммарную энергию выбитых электронов и значение переданного импульса положили равным $E = 0.791$ и $q = 0.24$, соответственно [4].

Для решения уравнения (11) мы используем двухчастичные КШ функции [5], которые удовлетворяют неоднородному уравнению

$$\left[E + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial r_1^2} - \frac{Z}{r_1} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial r_2^2} - \frac{Z}{r_2} \right] Q_{n_1 n_2}^{(+)}(E; r_1, r_2) = \frac{\phi_{n_1}(r_1) \phi_{n_2}(r_2)}{r_1 r_2}. \quad (13)$$

При этом значение масштабного параметра выбрали $b = 0.6$.

Функции $Q_{n_1, n_2}^{(+)}$ в асимптотической области $r_1, r_2 \rightarrow \infty$ ведут себя как расходящиеся шестимерные сферические волны [5]:

$$Q_{n_1, n_2}^{(+)}(E; r_1, r_2) \approx -\frac{1}{E} \sqrt{\frac{2}{\pi}} (2E)^{\frac{3}{4}} e^{\frac{i\pi}{4}} S_{n_1}(Z, p_1) S_{n_2}(Z, p_2) \times \frac{1}{\sqrt{\rho}} \exp\left\{i\left[\sqrt{2E}\rho - \beta_1 \ln(2p_1 r_1) + \sigma_0(p_1) - \beta_2 \ln(2p_2 r_2) + \sigma_0(p_2)\right]\right\} \quad (14)$$

где $\tan(\alpha) = r_2 / r_1$, $\rho = \sqrt{r_1^2 + r_2^2}$, $p_1 = \sqrt{2E} \cos(\alpha)$, $p_2 = \sqrt{2E} \sin(\alpha)$, $\beta_1 = \frac{Z}{p_1}$ и

$\beta_2 = \frac{Z}{p_2}$. Заметим, что базисные функции $Q_{n_1, n_2}^{(+)}$ не передают адекватно асимптотику решения уравнения (11), поскольку не содержат фазовый множитель e^{iW_3} , отвечающий кулоновскому взаимодействию электронов [6]:

$$W_3(r_1, r_2) = -\frac{\rho}{\sqrt{2E}} \frac{1}{r_{12}} \ln(2\sqrt{2E}\rho). \quad (15)$$

Таким образом, аналогично двухчастичному случаю, для решения проблемы сходимости требуется модификация исходных КШ функций. Мы рассмотрели два способа решения (11): 1) путем разложения по исходным КШ функциям и 2) модификацию базиса с помощью введения соответствующего фазового множителя.

Разложение по исходным КШ функциям. Будем искать решение (11) в виде разложения

$$\chi_N^{(+)}(r_1, r_2) = \sum_{n_1, n_2=0}^{N-1} C_{n_1, n_2} Q_{n_1, n_2}^{(+)}(E; r_1, r_2). \quad (16)$$

С учетом (15) асимптотика $\chi_N^{(+)}$ имеет вид

$$\chi_N^{(+)}(r_1, r_2) \approx A_N \frac{1}{\sqrt{\rho}} \exp\left\{i\left[\sqrt{2E}\rho - \beta_1 \ln(2p_1 r_1) - \beta_2 \ln(2p_2 r_2)\right]\right\}, \quad (17)$$

$$A_N = \frac{1}{E} (2E)^{3/4} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \exp\left\{i\left[\sigma_0(p_1) + \sigma_0(p_2) + \frac{\pi}{4}\right]\right\} \left[\sum_{n_1, n_2}^{N-1} C_{n_1, n_2} S_{n_1}(Z, p_1) S_{n_2}(Z, p_2) \right].$$

Поведение амплитуды A_N – ее абсолютного значения и аргумента, – в зависимости от N представлено на рис. 3. Здесь мы положили $\alpha = \frac{\pi}{4}$. Результаты, как и следовало ожидать, демонстрируют отсутствие сходимости разложения (16).

Модифицированные КШ функции. Здесь мы вводим новые базисные КШ функции

$$\tilde{Q}_{n_1, n_2}^{(+)}(E, r_1, r_2) \equiv \exp[iW(r_1, r_2)] Q_{n_1, n_2}^{(+)}(E, r_1, r_2), \quad (18)$$

где применена следующая параметризация фазы [7]:

$$W(r_1, r_2) = -\frac{s}{\sqrt{2E}} \frac{1}{u} \left(\ln(2\sqrt{2E}s) + c \right) + \frac{d}{u}, \quad u = a + r_>, \quad s = \sqrt{a + \rho^2} \quad (19)$$

с вещественными $a = 2.5$, $c = -2.364$, $d = -0.75$. Решение уравнения (11) далее приближается разложением

$$\tilde{\chi}_N^{(+)}(r_1, r_2) = \sum_{n_1, n_2=0}^{N-1} \tilde{C}_{n_1, n_2} \tilde{Q}_{n_1, n_2}^{(+)}(E; r_1, r_2), \quad (20)$$

которое асимптотически ведет себя как

$$\tilde{\chi}_N^{(+)}(r_1, r_2) \approx \tilde{A}_N \frac{1}{\sqrt{\rho}} \exp\left\{i\left[W(r_1, r_2) + \sqrt{2E}\rho - \beta_1 \ln(2p_1 r_1) - \beta_2 \ln(2p_2 r_2)\right]\right\}, \quad (21)$$

$$\tilde{A}_N = \frac{1}{E} (2E)^{3/4} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \exp\left\{i\left[\sigma_0(p_1) + \sigma_0(p_2) + \frac{\pi}{4}\right]\right\} \left[\sum_{n_1, n_2}^{N-1} \tilde{C}_{n_1, n_2} S_{n_1}(Z, p_1) S_{n_2}(Z, p_2) \right].$$

Поведение амплитуды \tilde{A}_N как функции N представлено на рис. 3, из которого следует достаточно быстрая сходимость результатов для асимптотики решения.

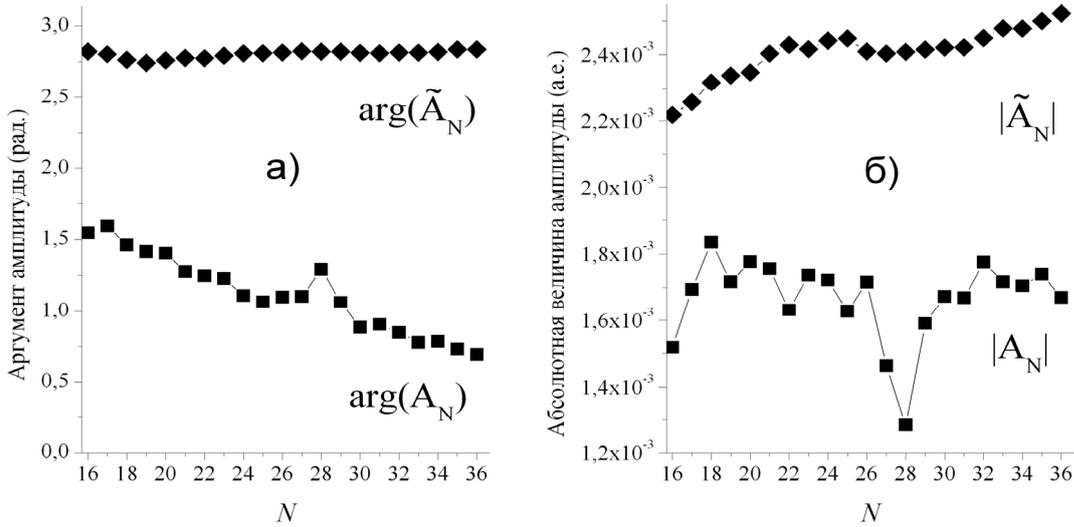


Рис. 3. Амплитуды разложений (16) и (20): а) аргументы; б) абсолютные величины

Рассмотренные примеры демонстрируют возможность учета кулоновского взаимодействия в состоянии непрерывного спектра нескольких частиц при использовании КШ базисных функций, изначально не способных описать всю далекодействующую часть взаимодействия в системе. Показано, что модификация базиса путем включения фазовых множителей, отвечающих недостающему кулоновскому взаимодействию, позволяет достичь сходимости разложения решения. При этом скорость сходимости асимптотики может быть существенно увеличена адекватным выбором фазового множителя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алёшин М. С., Зайцев С. А., Гасанео Г., Анкарани Л. У. Известия высших учебных заведений. Физика. Томск: Национальный исследовательский Томский государственный университет, Т. 57, № 7, 2014. с. 25-32.
2. The J-Matrix Method: Developments and Applications, Ed. By A.D. Alhaidari, E.J. Heller, H.A. Yamani, and M.S. Abdelmonem (Springer Sci., Business Media, 2008).
3. Gasaneo G., Mitnik D.M., Randazzo J.M., Ancarani L.U. and Colavecchia F.D. Phys. Rev. A 87, 042707 (2013).
4. A. Lahmam-Bennani et al. Phys. Rev. A 59, 3548 (1999).
5. Алёшин М. С., Зайцев С. А., Гасанео Г., Анкарани Л. У. Известия высших учебных заведений. Физика. Томск: Национальный исследовательский Томский государственный университет, Т. 58, № 7, 2015. с. 62-70.
6. Меркурьев С.П., Фаддеев Л.Д. Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц. М.: Наука, 1985, 400 с.
7. Zaytsev A. S., Ancarani L. U. and Zaytsev S. A., Eur. Phys. J. Plus. 131:48 (2016).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК В МОДЕЛИ ГЕЙЗЕНБЕРГА

В. Ю. Капитан¹, А. В. Пержу¹, К. В. Нефедев^{1,2}

¹ФГАОУ ВО «Дальневосточный федеральный университет»

²ФГБУН «Институт прикладной математики» ДВО РАН

г. Владивосток, E-mail: kapitan.vyu@dvfu.ru

Представлены результаты численных расчетов термодинамических свойств спиновых систем в рамках модели Гейзенберга с короткодействующим обменным взаимодействием. Монте-Карло моделирование проведено для систем спинов Гейзенберга помещенных в узлы простой кубической решетки. Создан задел для исследования многослойных пленок, представляющих собой структуры типа «сэндвич», в которых магнитные слои чередуются с немагнитными прослойками.

ВВЕДЕНИЕ

В основополагающих научных работах [1-4] а также в современных трудах [5-10], большое внимание уделяется решеточным структурам, описываемым в рамках различных моделей, например, модели Гейзенберга. Подобные структуры проще описать в виде алгоритма, существенно сократив время вычислений, сохранив при этом основные свойства коллективных явлений. В физике конденсированного состояния происходит заметное расширение области исследований, которое сопровождается значимыми для науки открытиями новых явлений. Огромную роль в этом играет усиливающееся влияние компьютерного моделирования.

Для описания системы в состоянии термодинамического равновесия необходимо знать статистическую сумму, которая содержит полную информацию о всех ее состояниях и позволяет рассчитать вероятность их осуществления. Важнейшие термодинамические характеристики системы, такие, как внутренняя энергия, свободная энергия, энтропия, могут быть выражены через статистическую сумму и её производные. Сложность состоит в том, что количество членов функционального ряда, который представляет собой статистическая сумма, увеличивается экспоненциально с ростом числа частиц. Это означает, что если попытаться рассчитать все возможные состояния системы и вычислить их термодинамические параметры, то для такого подхода время пересчета будет возрастать экспоненциально с увеличением количества частиц. В связи с этим в статистической физике широкое распространение получили вероятностные методы, такие, например, как методы Монте-Карло. Уровень развития вычислительной техники и суперкомпьютерных технологий в настоящее время позволяет использовать новые классы алгоритмов для решения сложных задач численного моделирования и оперирования сверхбольшими объемами данных. Поэтому на сегодняшний день поиск новых и развитие существующих методов исследования магнитных явлений является актуальной задачей.

ПОДХОДЫ К МОДЕЛИРОВАНИЮ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР

Модель Гейзенберга

Для статистического Монте-Карло описания поведения гейзенберговского ферромагнетика введем гамильтониан спиновой системы:

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} S_i S_j, \quad (1)$$

где $J > 0$ характеризует короткодействующее обменное взаимодействие между спинами S_i , зафиксированными в узлах простой кубической решетки, спин $S_i = \{S_i^x, S_i^y, S_i^z\}$ вводится

как трехмерный единичный вектор в соответствии с формулами (2 - 4) и также см. рис. 1.

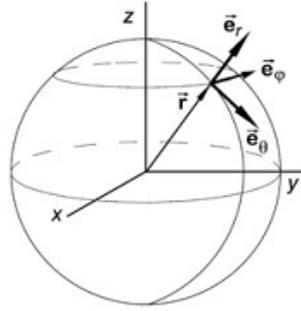


Рис. 1. Представление спина в рамках модели Гейзенберга

$$S_i^x = \sin(\theta) \cos(\varphi), \quad (2)$$

$$S_i^y = \sin(\theta) \sin(\varphi), \quad (3)$$

$$S_i^z = \cos(\theta), \quad (4)$$

Термодинамические характеристики системы в рамках анизотропной модели Гейзенберга определялись следующим образом. Среднеквадратическая намагниченность системы:

$$\langle M \rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{(S_i^x)^2 + (S_i^y)^2 + (S_i^z)^2}. \quad (5)$$

Поскольку вычисление теплоёмкости сталкивается с большими трудностями, из-за наличия больших флуктуаций в системе, в первую очередь в области температуры фазового перехода, то вычисление теплоемкости по стандартной формуле через производную внутренней энергии не дает качественных результатов из-за больших флуктуаций в системе даже при большом количестве МК-шагов. В связи с чем достаточно точное значение для максимума теплоемкости и гладкий график ее температурного поведения можно получить используя понятие среднеквадратичного отклонения в рамках статистической термодинамики: $C = \frac{\sigma_E^2}{kT^2}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ РЕШЕТКИ СПИНОВ ГЕЙЗЕНБЕРГА

С помощью алгоритма Метрополиса [11] для Монте Карло моделирования были изучены системы спинов в рамках модели Гейзенберга помещенные в узлы простой кубической решетки и изучены их термодинамические характеристики, на примере системы размера $10 \times 10 \times 10$ частиц, см. рис. 2,3.

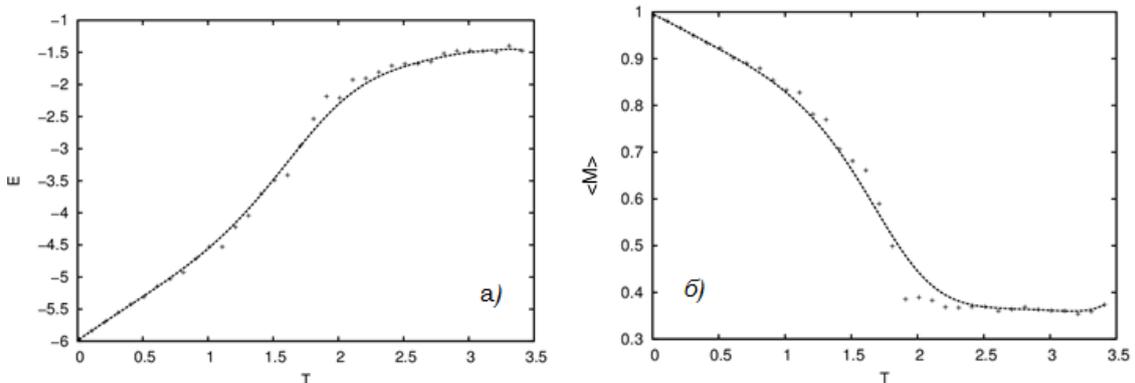


Рис. 2. Температурная зависимость: а) внутренней энергии системы; б) намагниченности системы

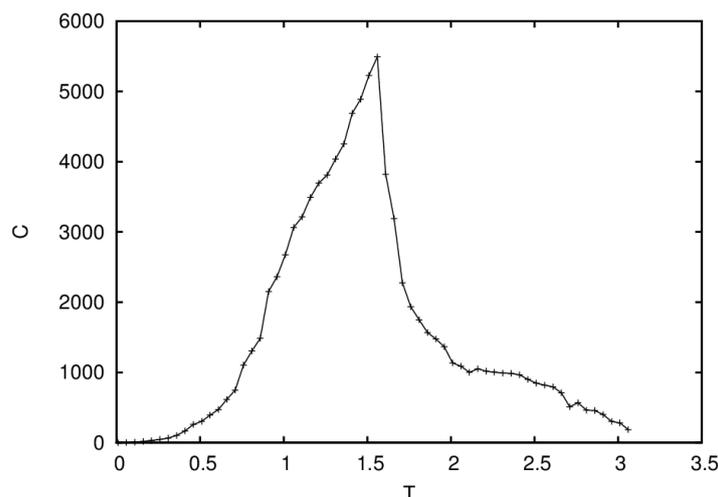


Рис. 3. Температурная зависимость теплоёмкости для системы спинов в рамках модели Гейзенберга

Отсутствие падения намагниченности системы до нуля объясняется тем, что в расчетах среднеквадратической намагниченности практически невозможно свести ошибку, вызванную флуктуациями к минимуму [12].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методами Монте Карло моделирования в рамках анизотропной модели Гейзенберга были исследованы решетчатые системы спинов с короткодействующим обменным взаимодействием и были рассчитаны термодинамические характеристики для таких систем.

Создан задел для исследования многослойных пленок, представляющих собой структуры типа «сэндвич», в которых магнитные слои чередуются с немагнитными прослойками. При этом взаимодействие внутри пленок – ферромагнитное, а между ними антиферромагнитное. Будут исследованы эффекты магнитосопротивления в подобных структурах. Данная работы была выполнена при финансовой поддержке стипендии Президента РФ молодым ученым и аспирантам, осуществляющим перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики, на 2015-2017 годы (СП-118.2015.5, приказ № 184 от 10.03.2015)

ЛИТЕРАТУРА

1. *D. P. Landau and K. Binder, A Guide to Monte Carlo Methods in Statistical Physics //Cambridge University Press, Cambridge, England -2000.*
2. *R. H. Swendsen and J.-S. Wang // Phys. Rev. Lett. -1987- 58 - 86.*
3. *C. De Simone, M. Diehl, M. Jünger u dp. Exact ground states of Ising spin glasses: New experimental results with a branch-and-cut algorithm // Journal of Statistical Physics -1995- 80(1-2) - 487-496.*
4. *D.S. Fisher, D.A. Huse // Physical review letters - 1986- 56(15)-1601.*
5. *S. Hanks, T. Datta, и J. Oitmaa. Exact solution and high-temperature series expansion study of the one-fifth-depleted square-lattice Ising model // Physical Review E -2013- 87(6) - 062143..*
6. *J. P. Simonin. Local Composition in a Binary Mixture on a One-Dimensional Ising Lattice // Industrial & Engineering Chemistry Research -2013- 52(27) - 9497-9504.*
7. *K. Nefedev, V. Kapitan, and Y. Shevchenko. Magnetic Nanoparticles Arrays for Quantum Calculations // Advanced Materials Research. -2013- Vol. 718 – pp. 102-106*
8. *K. Nefedev, V. Y. Kapitan, Y. Shevchenko. The Inverse Task for Magnetic Force Microscopy Data //Applied Mechanics and Materials. – 2013. – Т. 328. – pp. 744-747.*
9. *B. A. Berg and T. Neuhaus // Phys. Rev. Lett. -1992- 68 - 9.*
10. *D. Sherrington, S. Kirkpatrick. Solvable Model of a Spin-Glass // Phys. Rev. Lett. -1975- 35- pp. 17921796*
11. *N. Metropolis and S. Ulam // J. Amer. statistical assoc. -1949- 44, 247- pp. 335-341.*
12. *L. Peliti. Statistical Mechanics in a Nutshell // Princeton University Press – 2011.*

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕАКЦИИ УПРУГОГО eD РАССЕЯНИЯ В РАМКАХ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Лин Ко Ко , Н. А. Хохлов

ФГБОУ ВО «Комсомольский-на-Амуре государственный технический университет»
г. Комсомольск-на Амуре, E-mail: nikolakhokhlov@yandex.ru

В рамках точечной формы релятивистской квантовой механики, разработан формализм описания реакции упругого рассеяния электрона на дейтроне. Выполнены расчеты зависимостей от переданного 4-х импульса зарядового, магнитного и квадрупольного формфакторов дейтрона до 5 Фм^{-1} величины этого 4-х импульса. Расчеты выполнены для ряда используемых в литературе нуклон-нуклонных потенциалов – Ниймегенских (Nijmegen-I, Nijmegen-II), JISP16, Боннского (CD-Bonn), Парижского (Paris), Аргонского (Argonne) и для Московского потенциала с запрещенными состояниями. Получено хорошее описание экспериментальных зависимостей указанных формфакторов от переданного 4-х импульса.

Дейтрон является простейшей ядерной системой и таким образом может быть использован для наиболее непосредственного тестирования различных моделей нуклон-нуклонного взаимодействия и соответствующих степеней свободы. В контексте таких исследований изучение электромагнитной структуры дейтрона в реакциях рассеяния фотона и электрона на дейтроне является простейшим с точки зрения, как экспериментатора, так и теоретика. В результате таких исследований мы получаем картину электромагнитной структуры дейтрона в виде зависимости его электромагнитных формфакторов от переданного дейтрону 4-х импульса.

Одной из целей настоящей работы является исследование возможности различения при помощи реакции упругого eD -рассеяния разных нуклон-нуклонных потенциалов. Микроскопическое описание сильного взаимодействия между нуклонами должно быть основано на квантовой хромодинамике. В тоже время, поскольку в настоящее время отсутствует соответствующая пертурбативная теория, то при малых энергиях (и, соответственно, на больших расстояниях), используются ядерные теории, основанные на эффективных степенях свободы – в качестве которых выступают мезоны и нуклоны. Все точные нуклон-нуклонные потенциалы считаются феноменологическими, поскольку в основе их построения лежит концепция мезонного обмена между нуклонами. Двухнуклонные волновые функции, рассчитанные с разными потенциалами имеют близкую асимптотику и могут существенно различаться на малых расстояниях между нуклонами. Близкая асимптотика обусловлена тем, что свободные параметры потенциалов подгоняются с тем, что бы описать результаты фазового анализа данных нуклон-нуклонного рассеяния и свойства дейтрона. Поведение волновой функции на малых расстояниях не влияет на данные рассеяния и мало коррелирует со всеми свойствами дейтрона кроме, естественно, энергии связи. Таким образом, необходимы какие-то дополнительные методы для прояснения зависимости волновой функции от расстояния на малых расстояниях между нуклонами. В качестве такого метода мы в настоящей работе рассматриваем реакцию упругого рассеяния электрона на дейтроне.

В современных экспериментах eD -рассеяния достигается величина этой передачи до $Q \approx 1,5 \text{ ГэВ}/c$ и выше. При таких значения очевидно, необходимо учитывать релятивистские эффекты, поскольку энергия покоя нуклона имеет величину порядка 1 ГэВ. В нашем подходе эти эффекты учитываются использованием точечной формы (ТФ) релятивистской квантовой механики (РКМ). В основу РКМ положено предположение о том, что при не очень больших энергиях (порядка энергии покоя участвующих в реакции частиц)

релятивистские эффекты можно учесть, предполагая, что число частиц системы не меняется. В тоже время, при описании системы предполагается, что группой инвариантности является группа Пуанкаре. ТФ РКМ была предложена в работе Дирака [1], как и две другие используемые в литературе формы (динамики на световом фронте и мгновенная форма). Взаимодействие между частицами системы в ТФ присутствует лишь в генераторах трансляции пространства-времени (операторах энергии-импульса системы), в то время как генераторы однородной группы Лоренца – бустов и вращений не содержат взаимодействия. Таким образом, ТФ РКМ является явно релятивистски ковариантной. Наиболее общий способ введения взаимодействий в генераторы группы Пуанкаре (для всех форм РКМ) был предложен в работе Бакамджана и Томаса [2]. РКМ является релятивистским обобщением обычной нерелятивистской квантовой механики и допускает дальнейшее обобщение посредством вторичного квантования для описания систем с меняющимся числом частиц. В работе [3] можно найти подробный обзор подходов в рамках РКМ. Эти подходы при описании системы двух взаимодействующих частиц могут быть сведены к решению релятивистского квазипотенциального уравнения. Такое уравнение обычно приводится к форме обычного нерелятивистского уравнения Шредингера. В результате такого приведения, большинство результатов нерелятивистской теории квантового рассеяния применимо и в рамках РКМ. Естественно в этом случае требуется некоторое изменение (обобщение) интерпретации величин (энергии-импульса, координаты и др.). Подробное описание таких обобщений может быть найдены в [3,4]. В этой работе мы приведем только результаты ТФ РКМ существенные для настоящего исследования дейтрона [5].

Внутреннюю часть волновой функции дейтрона в импульсном представлении запишем в виде:

$$|x\rangle = \frac{1}{q} \sum_{l=0,2} u_l(q) |l,1;1M_J\rangle, \quad (1)$$

в этом выражении $u_l(q)$ радиальные волновые функции с орбитальным моментом l , $|l,1;1M_J\rangle$ - спин-угловая часть волновой функции, с проекцией полного момента M_J , \vec{q} – импульс одного из нуклонов в системе покоя дейтрона. Для определения формфакторов будем использовать спиральные состояния дейтрона. Для конечного состояния дейтрона, направив ось z по импульсу дейтрона, положим $M_J = \Lambda_f$, где Λ_f – спиральность дейтрона в конечном состоянии. Аналогично, для дейтрона в начальном состоянии $M_J = -\Lambda_i$, где Λ_i - спиральность начального дейтрона. Далее мы используем стандартную параметризацию матричных элементов оператора электромагнитного тока дейтрона [6]. Таким образом, мы получаем связь спиральных матричных элементов оператора электромагнитного тока $j^\mu(\vec{h})$, с электромагнитными формфакторами:

$$j_{00}^0(Q^2) = G_c(Q^2) + \frac{4}{3} \frac{h^2}{1-h^2} G_Q(Q^2) \quad (2)$$

$$j_{+-}^0(Q^2) = G_c(Q^2) - \frac{2}{3} \frac{h^2}{1-h^2} G_Q(Q^2) \quad (3)$$

$$\frac{j_{+0}^+(Q^2) + j_{0-}^+(Q^2)}{2} = -\frac{h}{\sqrt{1-h^2}} G_M(Q^2) \quad (4)$$

Таким образом, мы можем рассчитать зависимость, например, зарядового формфактора от Q как:

$$G_c(Q^2) = (j_{00}^0(Q^2) + 2j_{00}^0(Q^2))/2 \quad (5)$$

Аналогичные выражения легко получить для других формфакторов.

В настоящей работе, нами используется спектаторное приближение для оператора электромагнитного тока системы двух нуклонов $j^\mu(\vec{h}) \approx j_{C\Pi}^\mu(\vec{h})$. В этом выражении \vec{h} – это вектор-параметр, который в системе отсчета Брейта направлен в направлении импульса виртуального фотона и связанный с Q соотношением:

$$Q^2 = 4h^2 M_D^2 / (1 - h^2), \quad (6)$$

где M_D^2 – квадрат массы дейтрона.

В этой работе мы не приводим расчетное выражение для этого оператора, поскольку оно слишком громоздко, детали приведены в нашей работе [5]. Расчет матричных элементов (2-4) был проведен в импульсном пространстве с использованием сферической системы координат $\vec{q}(q, \vartheta, \varphi)$. Интегрирование по углу φ было выполнено аналитически, для расчета двойного интеграла по q, ϑ мы использовали повторное интегрирование методом квадратур Гаусса.

В результате расчетов, представленных на рис. 1-3, мы получили описание электромагнитных формфакторов дейтрона в рамках ТФ РКМ. Как нами было выяснено ранее, на результаты расчета оказывает сильное влияние зависимость формфакторов нуклонов от квадрата переданного индивидуальному нуклону 4-х импульса Q_i . Эти величины отличаются от Q . На самом деле, в расчетах матричных элементов (2-4) эти формфакторы являются операторами, поскольку Q_i это оператор, который в ТФ РКМ зависит от параметра \vec{h} и оператора \vec{q} [5].

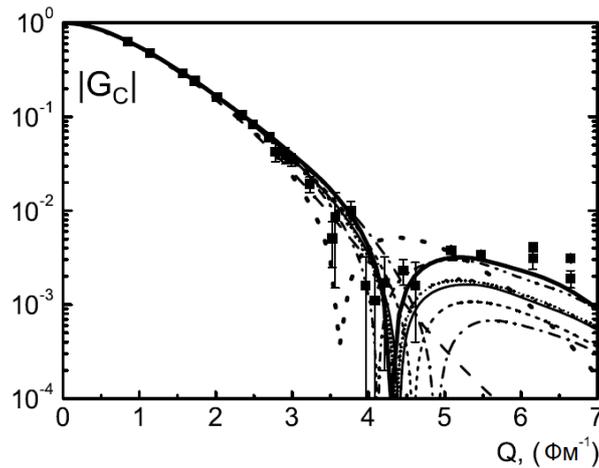


Рис. 1. Зависимость модуля зарядового формфактора $|G_C|$ дейтрона от переданного 4-х импульса Q для различных потенциалов нуклон-нуклонного взаимодействия. Штрих-пунктир – CD-Bonn, короткие штрихи – Paris, штрих-две точки – Московский, сплошная кривая – Argo 18, короткие жирные штрихи – Idaho, короткие штрихи – NijmI, пунктир – NijmII, длинные штрихи – JISP16

Результаты расчетов показывают успешность разрабатываемого нами формализма описания электродинамики двухнуклонных систем в рамках ТФ РКМ. Как видно из результатов расчетов представленных на рис. 1-3 имеется существенное различие между результатами расчетов с различными нуклон-нуклонными потенциалами. В тоже время, при $Q > 4 \text{ Фм}^{-1}$ все потенциальные модели дают плохое описание экспериментальных данных, что указывает на их очевидную неадекватность в этой области, которая соответствует малым расстояниям между нуклонами в конфигурационном пространстве. Отметим здесь, что Московский потенциал с запрещенными состояниями значительно лучше других потенциалов описывает зарядовый формфактор (рис. 1) – т.е. распределение заряда в

дейтроне. Магнитный формфактор всеми потенциалами описывается плохо. Наши результаты показывают, что возможно в этой области начинают существенно проявляться не нуклонные степени свободы.

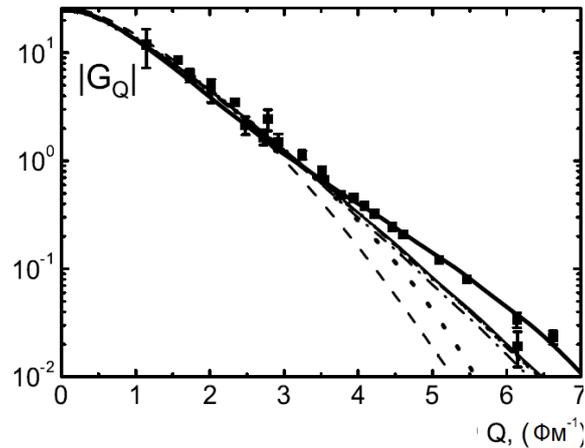


Рис. 2. Зависимость модуля зарядового формфактора $|G_C|$ дейтрона от переданного 4-х импульса Q для различных потенциалов нуклон-нуклонного взаимодействия. Легенда как на рис. 1.

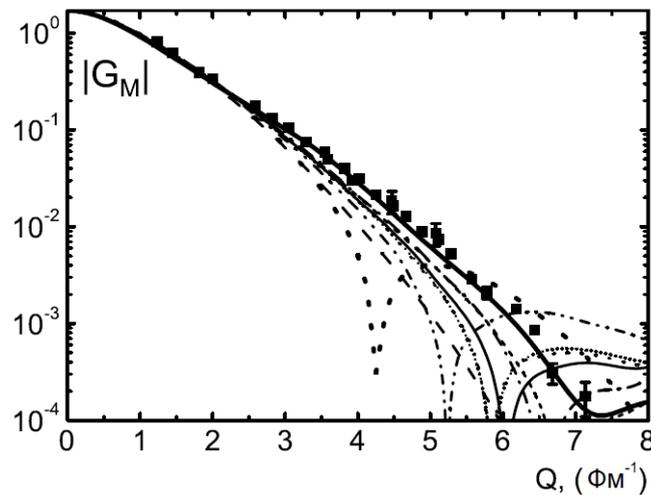


Рис. 3. Зависимость модуля зарядового формфактора $|G_M|$ дейтрона от переданного 4-х импульса Q для различных потенциалов нуклон-нуклонного взаимодействия. Легенда как на рис. 1.

В дальнейшем нами планируется описание других электромагнитных реакций с дейтроном – упругого рассеяния фотона на дейтроне, фоторасщепления дейтрона в рамках разрабатываемого нами формализма.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dirac P. A. M. Forms of Relativistic Dynamics// Rev. Mod. Phys., 1949, V. 21, – P. 392-396.
2. Bakamjian B. and Thomas L. H. Relativistic Particle Dynamics. II// Phys.Rev., 1953, V. 92, – P. 1300-1310.
3. Coester F. Scattering Theory for Relativistic Particles// Helv. Phys. Acta, 1965, V. 38, P. 7.
4. Coester F. Lecture Notes in Physics// 1982, V. 162,Argonne, 1990.
5. Хохлов Н. А. Электродинамика двухнуклонных систем в точечной форме релятивистской квантовой механики // Хабаровск, изд. ТОГУ. – 2011. 182 с.
6. R. Gilman and F. Gross// J. Phys. G, 2002, V. 28, P. R37-R102.

ТЕПЛОЕМКОСТЬ И МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ КВАДРАТНОГО СПИНОВОГО ЛЬДА В МОДЕЛИ ТОЧЕЧНЫХ ДИПОЛЕЙ

А. Г. Макаров, Ю. А. Шевченко, К. В. Нефедев

ФГАОУ ВО «Дальневосточный федеральный университет»
г. Владивосток, E-mail: makarov.ag@dvfu.ru

В данной работе независимыми методами были получены значения теплоемкости и магнитной восприимчивости в системе конечного числа точечных диполей Изинга в решетке квадратного спинового льда с учетом дальнедействующего диполь-дипольного взаимодействия. Метод прямого перебора подходит для исследования термодинамики малого числа спинов Изинга. Для систем большего размера использовался алгоритм Метрополиса, полученные результаты были согласованы с независимым методом Ванга-Ландау.

Системы искусственного спинового льда [1], сформированные из массивов однодоменных ферромагнитных наночастиц, магнитные моменты которых ведут себя как спины Изинга, привлекательны с точки зрения, как экспериментаторов, так и теоретиков. Интерес к созданию и исследованию таких спин-лед-образных систем обусловлен открытием фактически неограниченных возможностей в конструировании и настройке геометрии массивов.

Современная техника нанолитографии позволяет создавать массивы наночастиц макроскопических размеров. Изначально системы искусственного спинового льда создавались с целью моделирования поведения образцов пирохлора, но сегодня спиновый лед стал вполне самостоятельной платформой для проверки хорошо известных моделей статистической механики, таких, например, как модель Изинга [2], и даже моделей, не имеющих аналогов среди реальных материалов [3].

Авторами рассматривается модель точечных диполей с диполь-дипольным взаимодействием. Энергия взаимодействия ij -пары диполей:

$$E_{dip}^{ij} = \frac{(\bar{m}_i \bar{m}_j)}{|\bar{r}_{ij}|^3} - 3 \frac{(\bar{m}_i \bar{r}_{ij})(\bar{m}_j \bar{r}_{ij})}{|\bar{r}_{ij}|^5}. \quad (1)$$

В виду рассмотрения дальнедействующего взаимодействия между спинами системы, накладываются определенные ограничения на объемы численных операций и данных. Как следствие, строгое вычисление методом исчерпывающего перечисления доступно только для сравнительно небольших систем, и используется нами для оценки достоверности методов Монте-Карло. Поэтому решетки больших размеров исследовались одним из статистических методов Монте-Карло, а именно алгоритм Метрополиса, который основан на использовании случайно сгенерированных чисел, и впервые был представлен в работе [4].

Данный алгоритм описывается следующим образом:

- 1) Выбираем начальное состояние N спинов и рассчитываем его энергию.
- 2) Фиксируем температуру. Выбираем случайный спин в системе, переворачиваем его и вычисляем энергию. Если энергия системы уменьшилась после переворота, событие считается достоверным, переворот принимается. Если энергия системы увеличилась после переворота, то принимаем изменение с вероятностью $e^{-\Delta E/k_B T}$.
- 3) Повторяем шаг (2) до достижения равновесия.

4) Рассчитываем значения теплоемкости $C(T)$ и магнитной восприимчивости в нулевом поле $\chi(T)$ при фиксированной T следующим образом:

$$C(T) = \frac{\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2}{k_B^2 T^2}, \quad (2)$$

$$\chi(T)|_{h \rightarrow 0} = \frac{\langle M^2 \rangle - \langle M \rangle^2}{k_B T}, \quad (3)$$

где E – энергия системы, M – намагниченность.

Параллелизм используемого алгоритма Метрополиса заключается в том, что вычисления для каждого значения температуры проводятся одновременно на отдельных ядрах суперкомпьютерного кластера, поэтому время расчета не зависит от шага по температуре.

Вычисление свойств осложняется наличием больших флуктуаций в системе вблизи критической температуры T_c . Значения теплоемкости и магнитной восприимчивости с достаточной степенью точности могут быть получены методом оценки стандартного отклонения в статистической термодинамике. Путем численного моделирования были построены графики температурной зависимости теплоемкости C и магнитной восприимчивости χ с помощью алгоритмов полного перебора и Метрополиса (рис.1). Корректность полученных результатов моделирования была подтверждена тремя независимыми друг от друга способами (полным перебором для небольших N , а для относительно большого числа частиц - алгоритмом Метрополиса и методом Ванга-Ландау [5]).

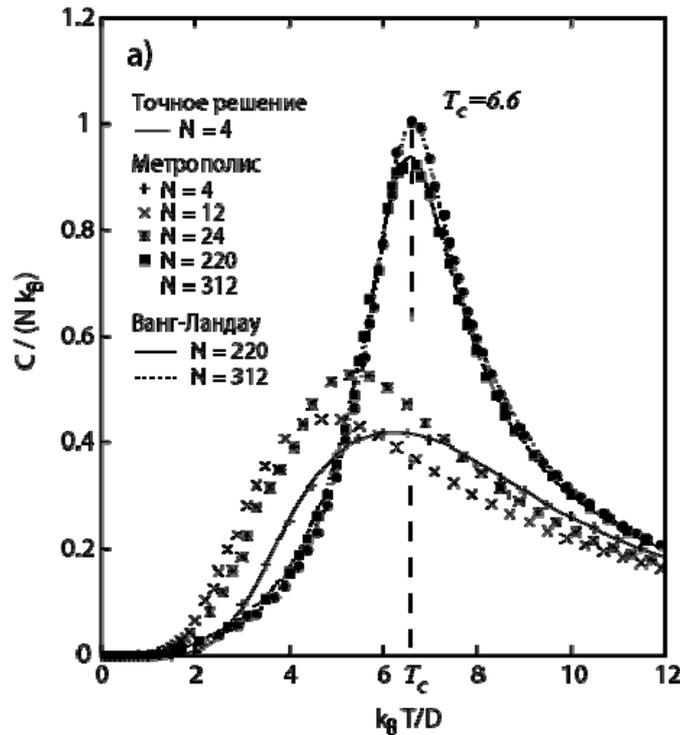
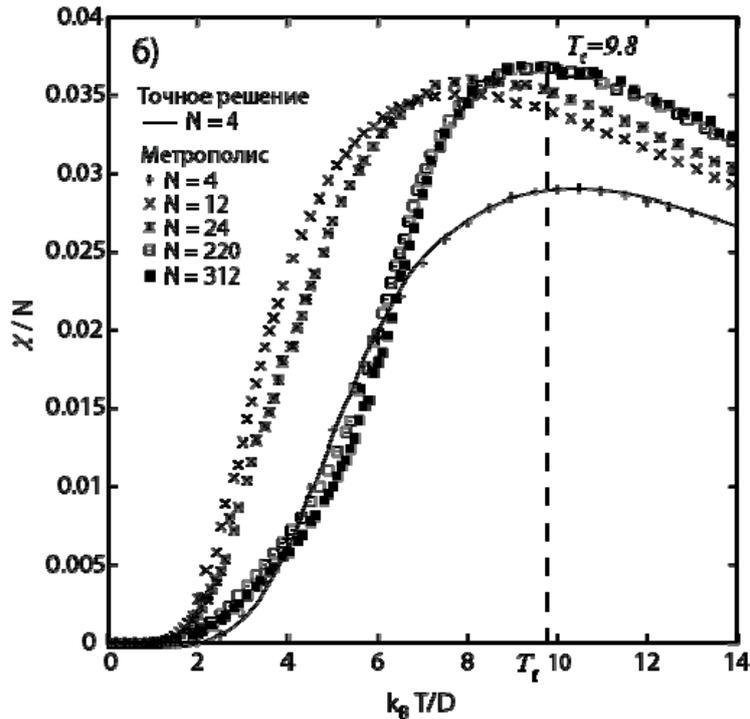


Рис. 1. а) Теплоемкость и б) магнитная восприимчивость для моделей квадратного спинового льда (4, 12, 24, 220 и 312 диполей)



Окончание рис. 1.

На рисунке показано, что увеличение размера системы с дальнедействующим диполь-дипольным взаимодействием приводит к повышению температуры максимума теплоемкости и магнитной восприимчивости. Показано, что температура максимума теплоемкости и температура максимума магнитной восприимчивости вдоль из одной осей массива не совпадают ($T_c \neq T_f$). Разница между температурами пиков восприимчивости и теплоемкости, по-видимому, обусловлена эффектом конечного размера и влиянием границ. Чтобы ответить на вопрос, какая из двух температур соответствует температуре замораживания спинов, необходимо более глубокое исследование микросостояний при этих температурах, а также разработка подходов к определению параметра порядка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wang R. F. et al. // Artificial 'spin ice' in a geometrically frustrated lattice of nanoscale ferromagnetic islands // Nature. – 2006. – Vol. 439. – №. 7074. – P. 303-306.
2. Arnalds U. B. et al. // A new look on the two-dimensional Ising model: thermal artificial spins // New Journal of Physics. – 2016. – Vol. 18. – №. 2. – P. 023008.
3. Mól L. A. S., Pereira A. R., Moura-Melo W. A. // Extending spin ice concepts to another geometry: The artificial triangular spin ice // Physical Review B. – 2012. – Vol. 85. – №. 18. – P. 184410.
4. Metropolis N., Rosenbluth A.W., Rosenbluth M.N., Teller A.H., Teller E. Equation of state calculations by fast computing machines // The journal of chemical physics. – 1953. – Vol. 21. – № 6. – P. 1087-1092.
5. Wang F., Landau D. P. Determining the density of states for classical statistical models: A random walk algorithm to produce a flat histogram // Physical Review E. – 2001. – Vol. 64. – № 5. – P. 056101.

МОДЕЛЬНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКОЙ ЗАРЯДКИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МИШЕНЕЙ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ

А. В. Павельчук, А. Г. Масловская

ФГБОУ ВО «Амурский государственный университет»
г. Благовещенск, E-mail: ap.9.04@mail.ru

Статья посвящена построению физико-математической модели динамики процесса зарядки диэлектрических материалов при диагностике методами растровой электронной микроскопии. Сконструирована серия последовательно усложняющихся моделей зарядки диэлектриков на основе диффузионно-дрейфового подхода. Общая постановка решения прикладной задачи включает систему детерминированных уравнений математической физики, результат расчета транспорта электронов в облученной мишени методом Монте-Карло и совокупность соотношений, описывающих координатные зависимости вектора напряженности и индуцируемой электронным зондом компоненты вектора поляризации.

В настоящее время одним из приоритетных направлений физики конденсированного состояния является задача изучения и обоснования основных законов и механизмов воздействия электронного облучения на диэлектрики в связи с применением аналитических возможностей растровой электронной микроскопии (РЭМ) для исследования и модификации материалов различного функционального предназначения. Специфические особенности полярных диэлектриков и сегнетоэлектриков, в частности, проявляющиеся в высокой чувствительности по отношению к электрическим и тепловым воздействиям электронного зонда РЭМ, позволяют не только создавать методики исследования потенциального контраста, но и использовать электронный луч РЭМ для исследования электрических свойств образцов и модификации их полярной структуры. В связи с чем, принципиально важным является изучение механизмов и законов, определяющих динамические процессы, протекающие в таких материалах в неравновесных условиях электронного облучения.

Одними из основных эффектов, подлежащих рассмотрению в данном аспекте, являются инжекционные, тепловые, зарядовые и поляризационные процессы. Инжекция электронного пучка инициирует накопление на поверхности и в объеме образца поглощенных электронов, которые, действуя как внутренний источник, приводят к зарядке объекта [1-2]. Применительно к экспериментальным методам исследования сегнетоэлектриков в РЭМ эффект зарядки долгое время считался паразитным и для снижения его роли исследователи прибегали к использованию пониженных ускоряющих напряжений (2-5 кВ). Тем не менее, явление зарядки лежит в основе ряда экспериментальных методик управляемого переключения поляризации в сегнетоэлектриках при воздействии электронного зонда РЭМ [3]. Для интерпретации и исследования механизмов и законов протекания зарядовых процессов при взаимодействии электронного зонда с поверхностью диэлектриков на практике часто прибегают к использованию средств и методов математического моделирования [4-8]. Основными классами моделей, применяемых для анализа процессов воздействия электронных пучков различных энергий на твердые тела, как правило, являются дискретно-стохастические модели, описывающие транспорт электронов в образце методом Монте-Карло, и непрерывно-детерминированные модели, позволяющие проводить расчет полевых эффектов инжектированных зарядов. В частности, к последнему классу относятся модели, развиваемые в авторских работах [7-8]. Цель настоящего исследования заключается в представлении и систематизации методических концепций

построения физико-математических моделей процесса электронно-индуцированной зарядки диэлектриков.

Конструирование обобщенной модели процесса зарядки диэлектриков в неравновесных условиях электронного облучения происходит в несколько этапов и требует задания системы детерминированных уравнений математической физики, схемы аппроксимации источника неравновесных носителей заряда (расчета электронных траекторий в облученной мишени) и совокупности соотношений, описывающих дополнительные характеристики процесса зарядки.

Этап I. Формулировка базовых соотношений математической физики предполагает введение в рассмотрение серии последовательно усложняющихся моделей. *Первая модель* основана на простейшем подходе, описывающем максвелловскую релаксацию заряда [9]. В локальной зоне инжекции электронный пучок создает объемный заряд; на носители заряда действует поле этого объемного заряда. Утечка набитого заряда приводит к появлению тока релаксации в образце с постоянной удельной электрической проводимостью $\sigma = \text{const}$. Для определения плотности релаксируемого заряда рассмотрим систему, включающую уравнение непрерывности, или уравнение сохранения заряда, и уравнение Пуассона:

$$\begin{cases} \text{div } \mathbf{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0, \\ \Delta \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0}, \end{cases} \quad (1)$$

где ρ – объемная плотность заряда, Кл/м³; \mathbf{j} – плотность тока, А/м²; ε – диэлектрическая проницаемость материала; ε_0 – электрическая постоянная, Ф/м.

Выразим $\text{div } \mathbf{j}$ при плотности тока $\mathbf{j} = \sigma \cdot \mathbf{E}$, где \mathbf{E} – поле, создаваемое системой зарядов. Получим $\text{div } \mathbf{j} = -\sigma \Delta \varphi$. Обозначая время релаксации заряда $\tau_m = \varepsilon \varepsilon_0 / \sigma$, система (1) сводится к решению обыкновенного дифференциального уравнения [9]:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{1}{\tau_m} \rho, \quad (2)$$

Предполагая наличие сферической симметрии пространственной задачи (2) и дополняя ее начальным условием $\rho(r, t_0) = \rho_0$, можно записать ее аналитическое решение:

$$\rho(r, t) = \rho_0 \exp(-t/\tau_m).$$

Вторая модель может быть построена на основе модели (1), с учетом следующего предположения: в образце отсутствует собственная проводимость и под действием электрического поля в диэлектрике дрейфуют инжектированные заряды. Так как $\mathbf{j}^{dr} = \rho \cdot \mathbf{v}^{dr} = \rho \cdot \mu_n \cdot \mathbf{E}$ и $\mathbf{j}^{dr} = \sigma \cdot \mathbf{E}$, то электрическая проводимость определяется выражением:

$$\sigma = \mu_n \cdot \rho, \quad (3)$$

где $\mu_n = \frac{v^{dr}}{E} = \frac{e\bar{l}}{m_e \bar{v}}$ – дрейфовая подвижность электронов, \bar{l} – средняя длина свободного

пробега, \bar{v} – средняя тепловая скорость, m_e – масса электрона, e – заряд электрона.

В результате преобразований получаем обыкновенное дифференциальное уравнение:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{\mu_n}{\varepsilon \varepsilon_0} \rho^2, \quad (4)$$

для решения которого также необходимо задать геометрию задачи и инициализировать начальные условия – начальную плотность распределения зарядов $\rho(r, t_0)$. Реализации модели в постановке (4) в общем случае уже требует привлечения численных процедур.

Третья модель строится на основе второй модели. Дополним систему базовых соотношений (1) выражением, формализующим связь между потенциалом и напряженно-

стью поля. Также введем в первое уравнение системы генерационное слагаемое G (Кл/(м³·с)), отвечающее за действие объемного источника в объекте:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} = G - \operatorname{div} \mathbf{j}, \\ \Delta \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad \mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi. \end{cases} \quad (5)$$

Пучок электронов, проникая на некоторую глубину в образец, создает отрицательный объемный заряд, вследствие чего возникает диффузионный ток: $\mathbf{j}^{dif} = -D \cdot \operatorname{grad} \rho$, где $D = \bar{v} \cdot \bar{l} = \mu_n \frac{kT}{e}$ – коэффициент диффузии электронов, м²/с, k – константа Больцмана, Дж/К; T – температура, К.

Если облучение поддерживается достаточно длительное время, то электроны, участвующие в диффузионном токе, создают объемные заряды, поле которых противодействует диффузии: $\mathbf{j}^{dr} = \sigma \mathbf{E}$. Таким образом, полный ток представляется суммой диффузионного и дрейфового токов: $\mathbf{j} = \mathbf{j}^{dif} + \mathbf{j}^{dr}$. Вычислим слагаемые, определяющие дивергенцию плотности тока. Для дрейфового тока будем иметь: $\operatorname{div} \mathbf{j}^{dr} = \sigma \operatorname{div} \mathbf{E} + (\mathbf{E}, \operatorname{grad} \sigma)$ при: $\sigma \operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\sigma \rho}{\varepsilon \varepsilon_0} = \frac{\mu_n \rho^2}{\varepsilon \varepsilon_0}$ с учетом (3) и $(\mathbf{E}, \operatorname{grad} \sigma) = (\mathbf{E}, \operatorname{grad}(\mu_n \rho)) = \mu_n (\mathbf{E}, \operatorname{grad} \rho)$. Диффузионная компонента представлена выражением: $\operatorname{div} \mathbf{j}^{dif} = -D \operatorname{div}(\operatorname{grad} \rho) = -D \Delta \rho$. Для пространственной конфигурации задачи с учетом цилиндрической симметрии (рис. 1) можно записать:

$$(\mathbf{E}, \operatorname{grad} \rho) = \left(E_r \frac{\partial \rho}{\partial r} + E_z \frac{\partial \rho}{\partial z} \right), \quad \Delta \rho = \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} \right).$$

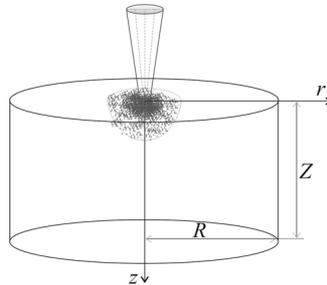


Рис. 1. Геометрическая схема образца и действующего сфокусированного электронного зонда

Итоговая система, формализующая математическую постановку задачи, описывается совокупностью соотношений:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} = G - \frac{\mu_n}{\varepsilon \varepsilon_0} \cdot \rho^2 - \mu_n \left(E_r \frac{\partial \rho}{\partial r} + E_z \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) + D \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} \right), \\ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad \mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi, \end{cases} \quad (6)$$

где $0 \leq r \leq R$, $0 \leq z \leq Z$, $0 \leq t \leq T$. Для замыкания математической формулировки диффузионное уравнение и уравнение Пуассона, выраженные системой (6), необходимо дополнить начальным $\rho(r, z, t_0) = \rho^0(r, z)$ и, соответственно, граничными условиями:

$$\left. \frac{\partial \rho}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial \rho}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad \rho|_{z=Z} = 0, \quad \rho|_{r=R} = 0, \quad \left. \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad \varphi|_{z=Z} = 0, \\ \varphi|_{r=R} = 0.$$

Модель в постановке начально-граничной задачи для системы уравнений с частными производными реализуется на основе сеточных методов [10].

Также можно ввести в рассмотрение модель, учитывающую задание условий на границе вакуум-среда и на расстоянии от объекта. Другой возможной модификацией модели (6) является учет эффекта запаздывания реакции системы на действие внутреннего источника.

Этап II. Спецификация инжекционных эффектов. Для моделирования транспорта электронов может быть эффективно применен метод Монте-Карло. В вычислительной схеме положим, что электрон с энергией старта E_0 падает перпендикулярно плоскости поверхности образца в некоторую точку P_0 под углом 90° . Позиция электрона в точке P_i задается с использованием значений углов рассеяния: ω_i – азимутальным углом и φ_i – углом отклонения. Значения углов и вид взаимодействия (упругое и неупругое) определяются с помощью генератора случайных чисел. Электрон между случайными событиями рассеяния проходит в образце путь длиной s_i с энергией E_i [11]:

$$s = -\lambda \ln(\xi), \quad \lambda = \frac{1}{N_0 \cdot \rho} \sum_{k=1}^M \frac{\omega_k \cdot A_k}{\sigma_k}, \quad (7)$$

где $\xi \in (0,1)$ – равномерно распределенная случайная величина; A_k – атомный вес, г/моль; σ_k – сечение рассеяния, см^2 , ω_k – массовая концентрация k -го элемента; M – число элементов, входящих в состав вещества; N_0 – число Авогадро, моль^{-1} ; ρ – плотность, г/см^3 .

Для полного сечения рассеяния σ_k можно использовать модельное сечение Мотта [12]. Расчет изменения энергии при неупругом рассеянии электронов проводился на основе модифицированного закона Бете для многокомпонентных материалов:

$$\frac{dE}{ds} = -75800 \frac{\rho}{E} \cdot \sum_{k=1}^M \omega_k \frac{Z_k}{A_k} \ln \left(\frac{1.166(E + 0.8J_k)}{J_k} \right), \quad \text{кэВ/см}, \quad (8)$$

где $J_k = (9.76Z_k + 58.5Z_k^{-0.19}) \cdot 10^{-3}$ – эффективный потенциал ионизации k -го элемента (соотношение Бергера-Слетзера), кэВ ; Z_k – атомный номер k -го элемента.

Для решения уравнения (8) (с начальным условием – энергией на предыдущем шаге) для каждой позиции электрона применим метод Рунге-Кутты. Изменение траектории и потерь энергии для каждого электрона рассчитывается до тех пор, пока величина энергии не уменьшится до порогового значения $E_{thr} \sim 0.5$ кэВ . Согласно концепции метода Монте-Карло для достижения статистической достоверности требуется моделирование для достаточно большого числа историй электронов $N \approx 1000-10000$. Моделирование транспорта электронов позволяет задать начальное распределение плотности зарядов в образце $\rho(r, z, t_0)$ при решении задачи о моделировании релаксационных процессов или функцию, определяющую генерационное слагаемое $G(r, z, t)$ для задачи моделирования динамики зарядки диэлектрика.

Этап III. Расчет координатных зависимостей вектора напряженности и индуцируемой электронным зондом компоненты вектора поляризации. В отличие от потенциала φ , напряженность электрического поля E является векторной функцией, которая в каждой точке пространства характеризуется величиной поля и направлением. Связь между напряженностью и потенциалом и применение соответствующей функции для вычисления градиента позволяют определить компоненты (E_r, E_z) и значение модуля вектора напряженности $|\mathbf{E}| = \sqrt{(E_r)^2 + (E_z)^2}$. В диэлектриках внешнее электрическое поле спо-

собно смещать связанные заряды, перераспределяя плотность зарядов в объеме и создавая поляризованное состояние образца. Для количественного описания степени поляризации диэлектрика, индуцируемой инжекцией электронного пучка, используется вектор поляризации \mathbf{P} , для вычисления которого используем связь между вектором напряженности и вектором поляризации: $\mathbf{P} = (\epsilon - 1)\epsilon_0 \mathbf{E}$.

Таким образом, обобщенная физико-математическая модель процесса электронно-стимулированной зарядки диэлектриков включает: систему детерминированных уравнений с частными производными, результат аппроксимации функции источника на основе расчета электронных траекторий и совокупность соотношений, описывающих координатные зависимости вектора напряженности и индуцируемой электронным зондом компоненты вектора поляризации. Реализация модели основывается на построении гибридных вычислительных схем, сочетающих сеточное решение стационарных и эволюционных задач математической физики и стохастическое моделирование транспорта электронов в облученной мишени.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Cazaux J. Mechanisms of charging in electron spectroscopy // Journal of electron spectroscopy. – 1999. – V. 105. – P. 155-185.
- 2 Sessler G. M., West J. E. Charging of polymer foils with monoenergetic low-energy electron beams // Appl. phys. lett. – 1970. – V. 17. – No. 12. – P. 507-509.
- 3 He J., Tang S. H., Qin Y. Q., Dong P., Zhang H. Z., Kang C. H., Sun W. X., Shen Z. X. Two-dimensional structures of ferroelectric domain inversion in LiNbO₃ by direct electron beam lithography // J. Appl. Phys. – 2003. – V. 93. – P. 9943-9947.
- 4 Suga H., Tadokoro H., Kotera M. A simulation of electron beam induced charging-up of insulators // Electron microscopy. – 1998. – V. 1. – P. 177-178.
- 5 Борисов С.С., Грачев Е.А., Негуляев Н.Н., Черемухин Е.А., Зайцев С.И. Моделирование поляризации диэлектрика в процессе облучения электронным пучком // Прикладная физика. – 2004. – № 1. – С. 113-121.
- 6 Raftari B., Budko N. V., Vuik C. Self-consistence drift-diffusion-reaction model for the electron beam interaction with dielectric samples // J. Appl. Phys. – 2015. – V. 118. – P. 204101 (17).
- 7 Maslovskaya A., Pavelchuk A. Simulation of heat conductivity and charging processes in polar dielectrics induced by electron beam exposure // In: Proc. of IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering, 2015. – V. 81. – P. 012119(6).
- 8 Pavelchuk A., Barabash T., Maslovskaya A. G. Electron injection and polarization reversal processes in ferroelectrics analyzed with SEM: modelling of electron beam-stimulated effects // In: IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering, 2016. – V. 110. – P. 012080 (6).
- 9 Орешкин П. Т. Физика полупроводников и диэлектриков – М.: Высшая школа, 1977. – 448 с.
- 10 Павельчук А. В., Масловская А. Г. Неявная схема расщепления для некоторого класса дифференциальных уравнений параболического типа с возмущением // Вестник АмГУ. Серия «Естественные и экономические науки», 2015. – Вып. 71. – С. 60-69.
- 11 Joy D.C. Monte-Carlo Modeling for Electron Microscopy and Microanalysis / New York – New York Oxford University Press. – 1995. – 216 p.
- 12 Czyzewski Z., MacCallum D. O., Roming A., Joy D. C. Calculations of Mott scattering cross section // J. Appl. Phys. – 1990. – V. 68. – P. 3066-3072.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА АССС В ОСЦИЛЛЯТОРНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ ТЕОРИИ РАССЕЯНИЯ

Е. А. Проскуряков, А. И. Мазур

ФГБОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет»
г. Хабаровск, egpro92@gmail.com

Исследуется возможность применения метода АССС для анализа резонансных состояний на основе расчетов, полученных в осциллятором представлении теории рассеяния. Проведен анализ результатов модельной задачи, имитирующей рассеяние нейтрона на альфа-частице.

В последние годы активно развиваются микроскопические методы описания состояний непрерывного спектра, ширин резонансных состояний в ядрах и ядерных реакций. К ним относятся метод интегрального преобразования Лоренца [1,2], реализованный в приближении гипersферических гармоник и обобщен [3] на использование совместно с моделью оболочек без инертного кора (NCSM, No-Core Shell Model); модель оболочек с непрерывным спектром [4]; квантовый метод Монте-Карло [5]; модель оболочек Гамова, включая и модель оболочек Гамова без инертного кора (NCGSM) [6]. Наиболее значительные результаты в современной микроскопической теории ядерных реакций получены при совместном использовании NCSM и метода резонирующих групп (RGM) (см. обзоры [2,7,8]).

Достаточно эффективным подходом зарекомендовал себя недавно разработанный метод SS HORSE (Single State Harmonic Oscillator Representation of Scattering Equations) [9], который позволяет расширить область применения микроскопической модели NCSM на задачи непрерывного спектра, в том числе – на исследование резонансных состояний.

Цель настоящей работы заключается в развитии формализма нового подхода к изучению резонансов, в основе которого лежит объединение HORSE и так называемого метода АССС (Analytical Continuation in the Coupling Constant) [10,11].

В методе АССС гамильтониан имеет вид

$$H^l = T^l + \lambda V^l, \quad (1)$$

где λ – так называемая константа связи. Исходной задаче соответствует значение $\lambda = 1$.

В случае притягивающего потенциала рост параметра $\lambda > 1$ приводит к росту глубины потенциальной ямы. Следовательно, если исходная система имеет связанное состояние, то его энергия E_b будет увеличиваться по абсолютной величине по мере роста λ . Более интересным для нас случаем является система, которая имеет резонансное состояние. В этом случае по мере роста λ сначала мы будем наблюдать уменьшение энергии E_r резонансного состояния, которая при некотором значении $\lambda = \lambda_0$ становится равной нулю, $E_r = 0$. При этом резонансное состояние исчезает, вместо него появляется связанное состояние с энергией связи E_b , увеличивающейся по абсолютной величине по мере дальнейшего роста λ .

Обозначим набор энергий связанных состояний, рассчитанных при конкретных значениях $\lambda_i > \lambda_0$ ($i = 1, 2, \dots, d$; d – число данных) как $E_i(\lambda_i)$. Этот набор при $\lambda > \lambda_0$ можно аппроксимировать рядом Тейлора по степеням $(\lambda - \lambda_0)^{1/2}$, при этом первый член разложения должен быть пропорционален первой степени $(\lambda - \lambda_0)$ [10,11]:

$$\varepsilon(\lambda) = a(\lambda - \lambda_0) + b(\lambda - \lambda_0)^{3/2} + c(\lambda - \lambda_0)^2 + \dots \quad (2)$$

Параметры разложения (a, b, \dots) можно определить минимизацией функционала

$$\Xi = \frac{1}{d} \sum_{i=1}^d (E_i(\lambda_i) - \mathcal{E}(\lambda_i))^2. \quad (3)$$

Используя аналитическое продолжение (2) в область аргументов $\lambda < \lambda_0$, мы получаем комплексные значения $\mathcal{E}(\lambda)$. В методе ACCC действительная часть $\mathcal{E}(\lambda)$ при $\lambda = 1$ ассоциируется с энергией резонанса $E_r = Re[\mathcal{E}(\lambda = 1)]$, а мнимая – с его шириной: $\Gamma = 2Im[\mathcal{E}(\lambda = 1)]$. В частности, если в разложении (2) ограничиться двумя первыми членами, для резонансных характеристик получаем следующие выражения:

$$E_r = -a(1 - \lambda), \quad \frac{\Gamma}{2} = -b(1 - \lambda)^{\frac{3}{2}}. \quad (4)$$

Метод HORSE [12] является одним из эффективных методов решения задач рассеяния. В HORSE парциальная волновая функция разлагается в бесконечный ряд по осцилляторным базисным функциям, которые характеризуются главным квантовым числом n , орбитальным моментом l , и осцилляторным параметром $\hbar\Omega$. В результате исходное радиальное уравнение

$$H^l u_l(k, r) = E u_l(k, r)$$

сводится к бесконечной системе линейных алгебраических уравнений. Элементы трехдиагональной матрицы оператора кинетической энергии $T_{nn'}$ растут (практически линейно) с ростом n, n' , тогда как элементы матрицы потенциала убывают. Это позволяет аппроксимировать потенциал взаимодействий матрицей конечного размера и разбить все модельное пространство на внутреннее с $n, n' \leq N$, в котором полностью учитывается взаимодействие, и внешнее $n > N$, отвечающее движению свободной частицы. В таком приближении задача допускает точное решение. Собственные векторы бесконечной матрицы гамильтониана могут быть найдены, если известны собственные энергии E_ν и собственные векторы $\langle n|v \rangle$ матрицы гамильтониана H^N во внутренней области $n, n' \leq N$. Величины E_ν и $\langle n|v \rangle$ удовлетворяют системе линейных уравнений

$$\sum_{n'=0}^N H_{nn'}^N \langle n'|v \rangle = E_\nu \langle n|v \rangle, \quad n \leq N, \quad \nu = 0, 1, \dots, N$$

В результате можно рассчитать сдвиги фаз, S -матрицу, определить положение ее полюсов и, следовательно, определить энергии и ширины резонансов. Необходимо добавить, что важным этапом в расчетах HORSE определение граничных значений модельных параметров N и $\hbar\Omega$, при которых достигается сходимость результатов.

С точки зрения применения ACCC нам важно, что вычислительная схема HORSE естественным образом включает процедуру диагонализации обрезанной матрицы гамильтониана. Отрицательные собственные значения с хорошей степенью точности совпадают с энергиями связанных состояний системы, причем точность воспроизведения тем больше, чем больше энергия связи данного состояния. Таким образом, если рассматриваемая квантовая система имеет одно связанное состояние, мы будем использовать собственную энергию E_0 в качестве хорошего приближения к энергии связи E_b . Отметим, что в SS HORSE [9] по зависимости $E_0(\hbar\Omega)$ при отсутствии связанных состояний можно рассчитать сдвиги фаз и определить энергии и ширины резонансных состояний, если они присутствуют.

Таким образом, комбинация методов HORSE и ACCC позволяет получить простой способ оценки резонансных параметров. На рисунках 1 и 2 представлены предварительные расчеты энергий и ширин резонанса $3/2^-$ в рассеянии нейтральной частицы на модельном потенциале [13]

$$V_{n\alpha} = \frac{V_0}{1 + \exp[(r - R_0)/\alpha_0]} + (\vec{l} \cdot \vec{s}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \frac{V_{ls}}{1 + \exp[(r - R_1)/\alpha_1]}$$

с параметрами:

$$V_0 = -43 \text{ МэВ}, \quad V_{ls} = -40 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^2,$$

$$R_0 = 2.0 \text{ фм}, \quad \alpha_0 = 0.7 \text{ фм},$$

$$R_1 = 1.5 \text{ фм}, \quad \alpha_1 = 0.35 \text{ фм}.$$

Рассеяние на этом потенциале частицы с приведенной массой $m = 4m_{nucl}/5$, где $m_{nucl} = (m_p + m_n)/2$ – масса нуклона, достаточно хорошо моделирует рассеяние нейтрона на α -частице.

В расчетах с помощью метода АССС мы исследовали зависимости $E_0(\lambda)$ только для тех значений модельных параметров N и $\hbar\Omega$, при которых обеспечена сходимость результатов. Отбор этих вариантов осуществлялся на основе скейлинга [9], согласно которому собственные энергии E_0 , рассчитанные с разными значениями модельных параметров N и $\hbar\Omega$, должны ложиться на одну плавную кривую. Все результаты, которые оказываются за пределами этой кривой не удовлетворяют условиям сходимости.

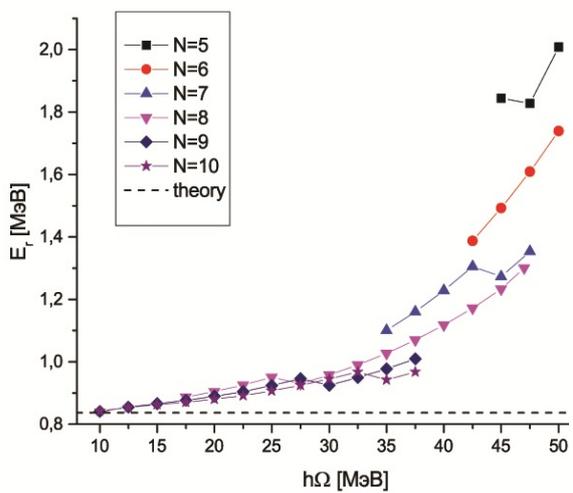


Рис. 1. Энергии резонанса $3/2^-$ E_r , рассчитанные для разных значений осцилляторного параметра $\hbar\Omega$ в разных модельных пространствах N . Пунктирная линия соответствует точному значению.

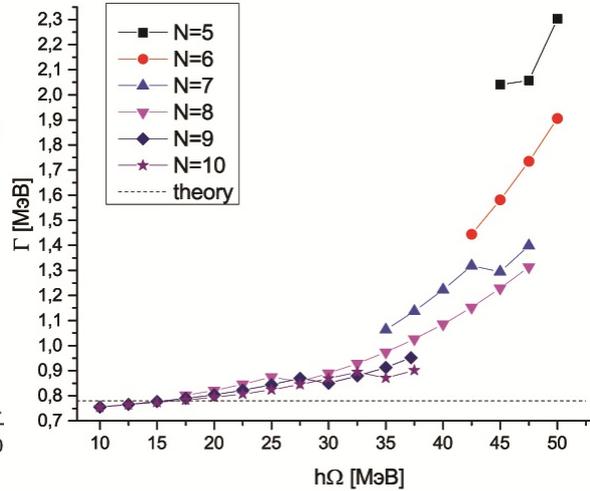


Рис. 2. Ширины резонанса $3/2^-$ Γ , рассчитанные для разных значений осцилляторного параметра $\hbar\Omega$ в разных модельных пространствах N . Пунктирная линия соответствует точному значению.

Как видно из рисунков, полученные значения хорошо согласуются с точными данными в интервале $\hbar\Omega \in [10 \text{ МэВ}; 25 \text{ МэВ}]$, за пределами этого интервала энергии и ширины начинают достаточно резко возрастать. Кроме этого, за пределами этого интервала наблюдается нерегулярность в поведении функций $E_r(\hbar\Omega)$ и $\Gamma(\hbar\Omega)$ в зависимости от осцилляторных энергий. Устойчивые результаты соответствуют достаточно большим модельным пространствам.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (проект 1722) и гранта РФФИ № 15-02-06604.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. D. Efros, W. Leidemann, G. Orlandini, N. Barnea. The Lorentz integral transform (LIT) method and its applications to perturbation-induced reactions // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 34, R459 – 2007.
2. W. Leidemann, G. Orlandini. Modern ab initio approaches and applications in few-nucleon physics with $A \geq 4$ // Progr. Part. Nucl. Phys. / 2013. – Vol. 68. – P.158-214.
3. Stetcu, S. Quaglioni, S. Bacca, B.R. Barrett, C.W. Johnson, P. Navratil, N. Barnea, W. Leidemann, G. Orlandini. Benchmark calculation of inclusive electromagnetic responses in the four-body nuclear system // Nuclear Physics. A / 2007. – Vol. 785. – P. 307-321.
4. Volya. Applications of Continuum Shell Model // Journal of Physics: Conference Series. / 2006. – Vol. 67.
5. K. M. Nollett, S.C. Pieper, R.B. Wiringa, J. Carlson, G.M. Hale. Quantum monte carlo calculations of neutron- α scattering. // Phys. Rev. Lett. / 2007. – Vol. 99. – 022502.
6. G. Papadimitriou, J. Rotureau, N. Michel, M. Poszajczak, B. R. Barrett. Ab initio no-core Gamow shell model calculations with realistic interactions // Phys. Rev. C. / 2013.– Vol. 88. – No. 4. – 044318.
7. P. Navratil, S. Quaglioni, I. Stetcu, B.R. Barrett. Recent developments in no-core shell-model calculations // J. Phys. G. 40 / 2009. – 083101.
8. B.R. Barrett, P. Navratil, J.P. Vary. *Ab initio* no core shell model // Prog. Part. Nucl. Phys. / 2013. – Vol. 69. – P.131-181.
9. Mazur, A.M. Shirokov, A.I. Mazur, J.P. Vary, Description of resonant states in the shell model // arXiv:1512.03983 [nucl-th] %p. 1-11 (2015); принято к публикации в ЭЧАЯ (2016).
10. V. M. Krasnopolsky, V. I. Kukulin. Theory of resonance states based on analytical continuation in the coupling constant // Phys. Lett. A 69. / 1978. – P. 251-254.
11. V. I. Kukulin, V.M. Krasnopolsky, J. Horáček. Theory of Resonances, Principles and Applications // Kluwer Publishers. – Dordrecht. The Netherlands. – 1989.
12. J.M. Bang, A.I. Mazur, A.M. Shirokov, Yu.F. Smirnov and S. A. Zaytsev. P-Matrix and J-Matrix Approaches: Coulomb Asymptotics in the Harmonic Oscillator Representation of Scattering Theory // Ann. Phys. (N.Y.) / 2000. – P. 280-299.
13. J. Bang, C. Gignoux. A realistic three-body model of ${}^6\text{Li}$ with local interactions Original Research Article // Nuclear Physic A. / 1979. – Vol. 313. – P.119-140.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НУКЛОН-НУКЛОННОГО РАССЕЙВАНИЯ МЕТОДОМ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Чжо Аунг Хеин, Н. А. Хохлов

ФГБОУ ВО «Комсомольский-на-Амуре государственный технический университет»
г. Комсомольск-на Амуре, E-mail: nikolakhokhlov@yandex.ru

Получены парциальные нуклон-нуклонные потенциалы для 3SD_1 волн методом решения обратной задачи, основанном на уравнении Марченко с использованием рациональной аппроксимации S-матрицы. Впервые, в подобном анализе была учтена явная связь с $\Delta(\Delta^3S_1)$ каналом. В моделировании были использованы современные данные фазового анализа нуклон-нуклонного рассеяния до лабораторной энергии $E_{\text{лаб}}=3$ ГэВ. В работе учтены релятивистские эффекты в рамках релятивистской квантовой механики в точечной форме динамики взаимодействия.

При описании процесса нуклон-нуклонного рассеяния до лабораторной энергии $E_{\text{лаб}}=3$ ГэВ необходимо учитывать релятивистские эффекты, поскольку энергия покоя нуклона (и Δ изобары) имеет величину порядка 1 ГэВ. В нашей работе эти эффекты учитываются использованием точечной формы (ТФ) релятивистской квантовой механики (РКМ). В РКМ предполагается, что при не очень больших энергиях релятивистские эффекты с достаточной точностью можно учесть, предполагая неизменным число частиц, но, полагая, что группой инвариантности для системы является группа Пуанкаре вместо группы Галилея. ТФ РКМ, как и две другие используемые в литературе формы, была предложена в работе Дирака [1]. В ТФ взаимодействие между частицами системы входит в генераторы трансляции пространства-времени, в то время как генераторы однородной группы Лоренца – вращений и бустов свободны от взаимодействия. Общий способ введения взаимодействий в генераторы группы Пуанкаре был предложен в работах Бакамджана и Томаса [2]. Подробный обзор РКМ дан в работе [3]. Результаты исследований в этой области показали, что, в конечном счете, описание системы двух взаимодействующих частиц может быть сведено к решению релятивистского квазипотенциального уравнения формально имеющего вид обычного уравнения Шредингера. Таким образом, для исследований в этом подходе может быть использовано большинство результатов нерелятивистской теории квантового рассеяния с некоторым изменением интерпретации используемых величин (приведенной массы, величин волнового вектора в каналах и др.). Детали этих изменений могут быть найдены в [3,4].

Одним из мощных методов нерелятивистской квантовой теории рассеяния является метод обратной задачи квантовой теории рассеяния, и в частности, методы Марченко [5] и Гельфанда-Левитана [6] для случая, когда известна зависимость S-матрицы от энергии для какого-то одного значения углового момента. В настоящей работе развивается предложенный нами ранее аналитический метод решения уравнения Марченко для рациональной аппроксимации S-матрицы [7] в случае двух связанных каналов. В [7] нами было показано, что разработанный метод может быть обобщен на случай произвольного числа связанных парциальных волн. В тоже время, для подобного обобщения требуется найти аппроксимацию Паде общего вида для унитарной симметричной матрицы произвольной размерности. В [7] использовалась аппроксимация Паде элементов симметричной унитарной матрицы для случая $L=2$. Нами был также указан способ такой аппроксимации для $L>2$ и явно представлена такая аппроксимация для случая трех связанных каналов [8]. Таким образом, был получен метод определения потенциала взаимодействия частиц из экспериментальных данных по рассеянию для случая трех связанных парциальных волн. В то же время, формализм работ [7, 8] предполагал, что массы всех частиц во всех

каналах одинаковы. Такое приближение очевидно оправдано в случае только нуклон-нуклонных каналов, поскольку массы протона и нейтрона примерно равны. В тоже время случай частиц с разной массой является, очевидно, более общим и представляет значительный интерес в частности при анализе данных нуклон-нуклонного рассеяния с учетом связи с изобарными каналами, где массы изобар Δ и N^* существенно отличаются от масс нуклонов. Именно эта задача решается в этой работе.

В работе [9] была получен способ общей параметризация унитарных симметричных матриц. Этот способ позволяет выразить элементы S-матрицы через тригонометрические функции вещественных параметров. Для описания связанных каналов $NN(^3SD_1) - \Delta\Delta(^3S_1)$ нам необходима такая параметризация для матрицы 3×3 :

$$S = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{12} & S_{22} & S_{23} \\ S_{13} & S_{23} & S_{33} \end{pmatrix} \quad (1)$$

для которой мы получаем используя результаты работы [5]:

$$\begin{aligned} S_{11} &= \cos \psi_1 e^{i\varphi_1}; S_{22} = -\cos \psi_1 \cos \psi_2 e^{i(2\varphi_2 - \varphi_1)}; \\ S_{33} &= -\sin \psi_2 e^{i(2\varphi_3 - \varphi_1)} + \cos \psi_2 e^{i(2\varphi_3 - 2\varphi_2 - \varphi_4)}; \\ S_{12} &= \cos \psi_2 \sin \psi_1 e^{i\varphi_2}; S_{13} = \sin \psi_2 \sin \psi_1 e^{i\varphi_3}; \\ S_{23} &= -\cos \psi_2 \sin \psi_2 e^{i(\varphi_2 + \varphi_3 - \varphi_4)} - \sin \psi_2 \cos \psi_2 e^{i(\varphi_3 + \varphi_4 - \varphi_2)} \end{aligned} \quad (2)$$

Теперь несложно получить аппроксимацию Паде элементов S-матрицы, используя следующие подстановки для элементарных функций:

$$e^{i\varphi_i} = \frac{f_2^{(i)}(q) + i f_1^{(i)}(q)}{f_2^{(i)}(q) - i f_1^{(i)}(q)}, \quad \cos \psi_i = \frac{(f_2^{(i)}(q))^2 - (f_1^{(i)}(q))^2}{(f_2^{(i)}(q))^2 + (f_1^{(i)}(q))^2}, \quad \sin \psi_i = \frac{2 f_2^{(i)}(q) f_1^{(i)}(q)}{(f_2^{(i)}(q))^2 + (f_1^{(i)}(q))^2} \quad (3)$$

В этих выражениях $f_1(q), f_2(q)$ – нечетный и четный полиномы q , которые не обращаются в ноль при одинаково q . Неизвестные коэффициенты полиномов рассчитываются по данным парциального фазового анализа данных рассеяния [7]. Поскольку подстановки (3) сохраняют унитарность S-матрицы, это позволяет использовать полученную аппроксимацию Паде S-матрицы для аналитического решения уравнения Марченко.

Радиальное уравнение Шредингера для случая трех связанных каналов рассеяния имеет вид

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + \begin{pmatrix} \frac{l_1(l_1+1)}{r^2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{l_2(l_2+1)}{r^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{l_3(l_3+1)}{r^2} \end{pmatrix} + V(r) \right) \begin{pmatrix} \chi_1(r) \\ \chi_2(r) \\ \chi_3(r) \end{pmatrix} = q^2 \begin{pmatrix} \chi_1(r) \\ \chi_2(r) \\ \chi_3(r) \end{pmatrix} \quad (4)$$

Потенциал в этом случае - матрица:

$$V(r) = \begin{pmatrix} V_{11} & V_{12} & V_{13} \\ V_{12} & V_{22} & V_{23} \\ V_{13} & V_{23} & V_{33} \end{pmatrix} \quad (5)$$

в которой $V_i(r)$ – потенциал в i -том канале; $V_{ij}(r)$ - потенциал, связывающий i и j каналы. В нашем случае частиц разной массы в каналах q^2 имеет вид матрицы:

$$q^2 = \begin{pmatrix} q_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & q_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & q_3^2 \end{pmatrix} \quad (6)$$

Относительные импульсы q_i^2 в каналах определяются по релятивистским формулам:

$$q_i^2 = \frac{S_{NN}}{4} - \frac{(m_i^{(1)})^2 + (m_i^{(2)})^2}{2} + \frac{1}{4S_{NN}} ((m_i^{(1)})^2 - (m_i^{(2)})^2)^2$$

где $S_{NN} = 2m_N(2m_N - E_{л.с.})$ – квадрат полной инвариантной массы системы двух нуклонов, $E_{л.с.}$ – кинетическая энергия рассеиваемого нуклона в лабораторной системе отсчета.

Уравнение Марченко имеет вид

$$F_{(x,y)} + L(x,y) + \int_x^{+\infty} L(x,y) F(x,y) dt = 0 \quad (7)$$

в нашем случае L и F -матрицы размерности 3×3 . Исходные данные для решения обратной задачи заданы в виде:

$$\{S(q), (0 < q < +\infty), \tilde{q}_j, M_j, j = 1, \dots, n_b\}, \quad (8)$$

здесь $S(q)$ - это матрица рассеяния, которая зависит от относительного импульса q ;

$\tilde{q}_j^2 = 2mE_j \leq 0$; E_j -энергия j -го связанного состояния, так что $i\tilde{q}_j \geq 0$ Матрица

M_j задает асимптотическое поведение j -го нормированного связанного состояния.

Ядро $F(x, y)$ задано выражением

$$F(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} H(qx)(I - S(q))H(qy)dq + \sum_{j=1}^{n_b} H(\beta_j x)M_j H(\beta_j y), \quad (9)$$

здесь I – единичная матрица.

$$H(qx) = \begin{pmatrix} h_1^+(q_1 x) & 0 & 0 \\ 0 & h_2^+(q_2 x) & 0 \\ 0 & 0 & h_3^+(q_3 x) \end{pmatrix} \quad (10)$$

и $h_i^+(x)$ – функция Ханкеля. Выражение для ядра $F(x, y)$ получается, подстановкой аппроксимацию S-матрицы (1) в (9).

$$F(x, y) = \sum_{i=1}^{n_{pos}^{(2)}} H(\beta_i x)Q_i^1 H(\beta_i y) + \sum_{i=1}^{n_{pos}^{(2)}} xH'(\beta_i x)Q_i^2(\beta_i y) + \sum_{i=1}^{n_{pos}^{(2)}} H(\beta_i x)Q_i^2 H'(\beta_i y) y, \quad (11)$$

β_i ($i = 1, \dots, n_{pos}$) - полюса S-матрицы с $lm[\beta_i] > 0$; β_i ($i = 1, \dots, n_{pos}^{(2)}$) - полюса второго порядка; $\beta = \{\beta_1, \beta_{n_{pos}^{(2)}}, \tilde{q}_1, \tilde{q}_{n_b}\}$, $n = n_{pos} + n_b$, H' определяется выражением:

$$H'(x) = \begin{pmatrix} dh_1^+(x_1)/dx_1 & 0 & 0 \\ 0 & dh_2^+(x_2)/dx_2 & 0 \\ 0 & 0 & dh_3^+(x_3)/dx_3 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Как нами было показано ранее [6], интегральное уравнение (7) решается подстановкой

$$L(x, y) = \sum_{i=1}^n P_i(x) H(\beta_i y) + \sum_{i=1}^n N_i(x) y H'(\beta_i y) \quad (13)$$

$P_i(x), N_i(x)$ - искомые функциональные матрицы, их можно найти из условия линейной независимости матриц $H(\beta_i y)$ и $y H'(\beta_i y)$. Как нам было показано расчет $P_i(x), N_i(x)$ может быть сведен к решению системы линейных уравнений.

После определения $L(x, y)$ можно рассчитать потенциал $V(r)$ по формуле:

$$V(r) = \frac{-2dL(x, y)}{dr} \quad (14)$$

Описанный метод мы применили для реконструкции парциальных потенциалов $NN(^3SD_1) - \Delta\Delta(^3S_1)$. В качестве исходных данных были использованы данные фазового анализа нуклон-нуклонного рассеяния. На рисунке 1. показаны результаты расчета для $NN(^3S_1)$ канала.

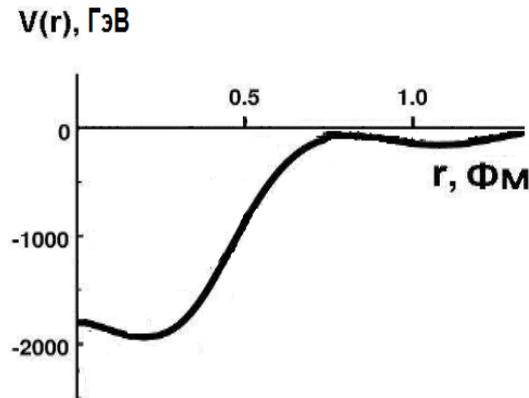


Рис. 1. Потенциал в $NN(^3S_1)$ канале

Таким образом, разработанный нами ранее аналитический метод решения обратной задачи квантовой теории рассеяния может быть обобщен на случай произвольного числа связанных каналов с различными значениями парциальных волновых векторов, для чего может быть использована параметризация S -матрицы в виде, предложенном в работе [9]. В дальнейшем разработанный метод будет использован для восстановления всех существенных парциальных потенциалов нуклон-нуклонного взаимодействия с явной связью с изобарными каналами. Эти потенциалы могут быть использованы для расчета соответствующих волновых функций и описания различных нуклонных систем и реакций с ними.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dirac P. A. M. Forms of Relativistic Dynamics// Rev. Mod. Phys., 1949, V. 21, – P. 392-396.
2. Bakamjian B. and Thomas L. H. Relativistic Particle Dynamics. II// Phys.Rev., 1953, V. 92, – P. 1300-1310.
3. Coester F. Scattering Theory for Relativistic Particles// Helv. Phys. Acta, 1965, V. 38, P. 7.
4. Coester F. Lecture Notes in Physics// 1982, V. 162, Argonne, 1990.
5. Агранович З.С., Марченко В.А. Обратная задача теории рассеяния// Харьков: изд. ХГУ, 1963.
6. Levitan B. M. Generalized Translation Operators and Some of the Applications// New York: Daley, 1964.
7. Khokhlov N.A. and Knyr V.A. Reconstruction of the optical potential from scattering data // Phys. Rev., 2006, V. 73, – p. 024004.
8. Хохлов Н. А., Калугина Н. А., Чжо Аунг Хеин. Решение обратной задачи квантовой теории рассеяния для произвольного числа связанных волн// Вестник КнАГТУ, 2016. №1 (25), – С. 22-27.
9. Diță P., Parametrisation of unitary matrices// J. Phys. A: Math. Gen., 1982, V. 15, - P. 3465-3473.

ТЕРМОДИНАМИКА СПИНОВ НА РЕШЕТКЕ SHAKTI

Ю. А. Шевченко¹, К. В. Нефедев^{1,2}

¹ФГАОУ ВО «Дальневосточный федеральный университет»

²ФГБУН «Институт прикладной математики» ДВО РАН

г. Владивосток, E-mail: shevchenko.ya@dvfu.ru

Методом Монте-карло и Ванг-Ландау рассчитана теплоемкость двумерной решетки Shakti, которая имеет два пика в области высоких и низких температур. Магнитные островки в модели рассматриваются как однодоменные макроспины – диполи Изинга. Показано, что поведение кривой теплоемкости изменяется незначительно при учете периодических граничных условий. Установлено влияние на термодинамику решетки Shakti при учете макроспинов как точечных диполей.

Решетка Shakti представляет собой двумерную модель квадратного спинового льда (КСЛ) с отсутствующими спинами в некоторых позициях, см. Рис. 1. Shakti является производной квадратного спинового льда и широко исследуется экспериментально [1], так как является более очевидным кандидатом сильно фрустрированной системы. Узлы решетки (окружности на Рис. 1) могут включать 2, 3 либо 4 диполя в отличие от КСЛ, где все узлы включают 4 диполя (узлы, расположенные на краях решетки не учитываются). Однако, узлы, включающие 2 диполя, не представляют практического интереса, так как окружающие диполи будут ферромагнитно упорядочены при $T < T_c$. Такие диполи могут рассматриваться как один большой диполь.

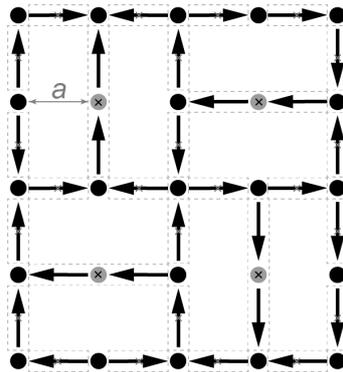


Рис. 1. Схема расположения диполей на решетке Shakti. Стрелками отмечены направления магнитных моментов, крестиками центры точечных диполей, пунктиром форма макроспина. Точками обозначены узлы решетки

Диполи в решетке являются изинг-подобными и могут принимать только 2 возможных состояния. Мы исследуем термодинамику системы с учетом диполь-дипольного взаимодействия, где энергия между i и j спинами определяется как:

$$E_{ij} = D \left(\frac{(\vec{m}_i \vec{m}_j)}{|\vec{r}_{ij}|^3} - 3 \frac{(\vec{m}_i \vec{r}_{ij})(\vec{m}_j \vec{r}_{ij})}{|\vec{r}_{ij}|^5} \right), \quad (1)$$

где \vec{m} - вектор магнитного момента диполя, \vec{r}_{ij} - радиус-вектор между ними, $D = \mu^2 / a^3$ - размерный коэффициент. Диполи взаимодействуют все-со-всеми.

Массив ферромагнитных островков располагается на немагнитной подложке, где островок имеет форму параллелепипеда. Ось намагниченности задается анизотропией формы, а сравнительно малые размеры (220*80*25нм короткий и 540*80*25нм длинный островки) делают их однородно намагниченным и препятствуют возникновению многодоменности. Эти характеристики делают поведение такого островка Изинг-подобным. Методом Монте-карло для решетки Shakti размером 6*6 элементарных ячеек (204 спина) рассчитана теплоемкость с учетом периодических граничных условий (ПГУ) и без, рис. 2. Так же, мы представили сравнение модели макроспинов и точечных диполей, Рис. 3. В дискретной модели мы представляли каждый диполь как плоский макроспин размером $0.6875a$ и $1.6875a$ для коротких и длинных макроспинов соответственно в длину и $0.25a$ в ширину. Макроспин делился на 20×5 и 50×5 спинов соответственно. Сумма всех магнитных моментов макроспина равнялась 1μ и 2.45455μ соответственно. Здесь a - параметр решетки, μ - намагниченность короткого диполя.

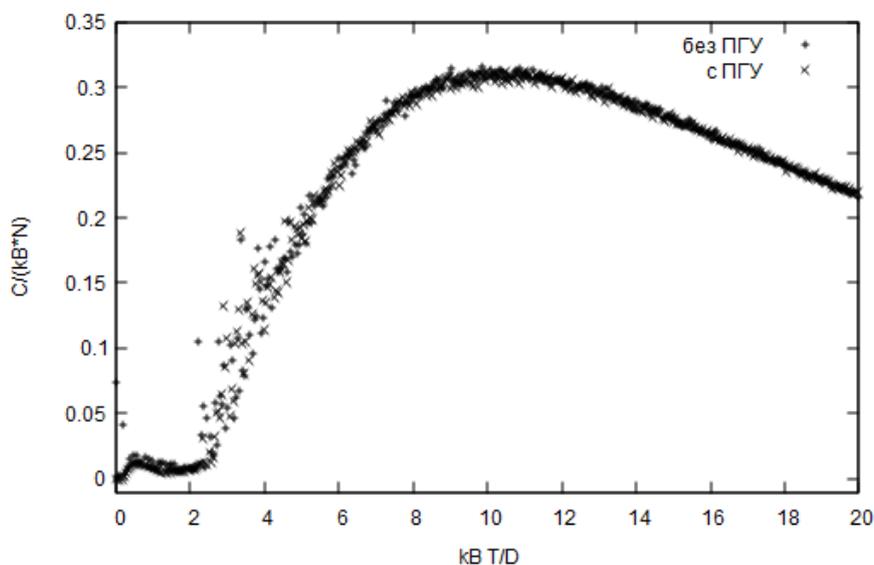


Рис. 2. Теплоемкость решетки Shakti в модели макроспинов. Сравнение решетки со свободными граничными условиями (ГУ) и периодическими ГУ (ПГУ)

Из рис. 2 видно, что ПГУ практически не влияют на теплоемкость даже в сравнительно небольшой системе, где соотношение числа спинов стоящих на краю решетки по сравнению с числом спинов стоящих в центре сравнительно велико.

Теплоемкость имеет два ярко выраженных пика. Детальный анализ конфигураций показал, что длинные диполи более подвержены термодинамическим флуктуациям. Низкотемпературный пик обусловлен тем, что при данной температуре длинные диполи уже флуктуируют, а короткие еще «заморожены».

На рис. 3 показано сравнение теплоемкости в модели точечных диполей и модели, где намагниченность островка (макроспина) представлена в виде массива диполей. В макроспиновой модели энергия взаимодействия вычислялось как сумма энергий взаимодействия всех пар спинов из макроспинов i и j . Причем, взаимодействие пары спинов внутри одного макроспина не учитывалось. Множитель температуры 0.37 подобран экспериментально и служит лишь для улучшения наглядности. Температуры пиков теплоемкости в макроспиновой модели выше чем в модели точечных диполей. Это связано с уменьшением межчастичного расстояния. Расстояние между ближайшими соседями в модели точечных диполей (крестики на Рис. 1) меньше чем расстояние между краями ближайших макроспинов.

нов в модели с дискретизацией. Следовательно, вклады в суммарную энергию здесь выше, что обуславливает более высокую температуру пиков теплоемкости.

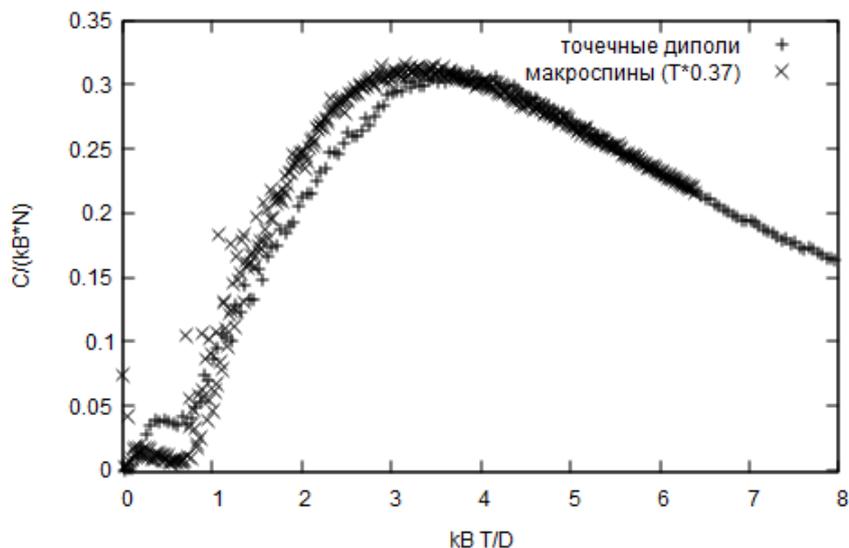


Рис. 3. Теплоемкость решетки Shakti. Сравнение модели точечных диполей с моделью макроспинов. Для модели макроспинов температура помножена на 0.37 для наглядности

Два пика теплоемкости наблюдались при любых условиях исследования системы и обусловлены именно геометрией решетки. Структуры Shakti являются сильно фрустрированными и имеют вырождения основного состояния, что отмечалось в работах [2-4]. Такое поведение приводит к наличию ненулевой энтропии при нулевой температуре и интересно как теоретической, так и экспериментальной точек зрения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gilbert I. et al. Emergent ice rule and magnetic charge screening from vertex frustration in artificial spin ice // Nature Physics. – 2014. – Т. 10. – №. 9. – С. 670-675.
2. Chern G. W., Morrison M. J., Nisoli C. Degeneracy and criticality from emergent frustration in artificial spin ice // Physical review letters. – 2013. – Т. 111. – №. 17. – С. 177201.
3. Li Y. et al. Thermodynamics and magnetization reversal in artificial brickwork spin ice // Physics Letters A. – 2016. – Т. 380. – №. 22. – С. 2013-2016.
4. Morrison M. J., Nelson T. R., Nisoli C. Unhappy vertices in artificial spin ice: new degeneracies from vertex frustration // New Journal of Physics. – 2013. – Т. 15. – №. 4. – С. 045009.

Секция «Физика конденсированных сред»

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИНТЕТИЧЕСКИХ ЦЕОЛИТОВ

О. А. Агапьятова, В. О. Волков

ФГБОУ ВО «Амурский государственный университет»
г. Благовещенск, E-mail: olgaalex05@mail.ru

Для успешного практического использования различного рода цеолитов необходимо изучение связи между составом, структурой и свойствами цеолитов. Актуальность работы заключается в том, что цеолиты характеризуются большим числом разновидностей кристаллической структуры, многие из которых до конца не исследованы и не нашли практического применения. Данная работа дополняет информацию о натриевых синтетических высококремнеземных цеолитах.

По своим электрофизическим свойствам цеолиты относятся к диэлектрикам. Проводимость, обусловленная движением электронов во внешнем электрическом поле, может быть обнаружена во всех классах диэлектриков. Однако в слабых диэлектрических полях вклад электронов в общее значение проводимости σ весьма мал. Электроны, появляющиеся в диэлектриках своим электрическим полем индуцируют поляризацию в окружающих их нейтральных частицах и задерживаются поляризацией. В твердых диэлектриках электроны захватываются дефектами структуры или переходят в малоподвижное поляронное состояние [4].

Ионную электропроводность кристаллов можно разделить на два типа. Первый тип – электропроводность, обусловленная движением основных ионов кристаллической решетки, так называемая собственная электропроводность. Эта электропроводность проявляется особенно заметно при высоких температурах и поэтому называется высокотемпературной. Второй тип – электропроводность, обусловленная движением относительно слабо закрепленных ионов. К таким ионам относятся, во-первых, ионы примеси и, во-вторых, ионы, находящиеся в дефектных местах кристаллической решетки. Электропроводность второго типа проявляется при сравнительно низких температурах [4, 5]. Иоффе [2] впервые сформулировал положение о том, что не все ионы участвуют в процессе электропроводности, а только те, которые под влиянием теплового движения сорваны со своих узлов и находятся в более свободном состоянии. Такие ионы должны преодолевать некоторый потенциальный барьер, удерживающий нормальный ион в узле решетки, поэтому число их невелико и зависит от интенсивности теплового движения. Таким образом, увеличение электропроводности с ростом температуры происходит за счет увеличения числа “активированных” ионов [4, 5].

Зависимость $\sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$ для ионных кристаллов характеризуется наличием заметно го изменения наклона прямой при некоторой температуре. При низких температурах наклон кривой значительно меньше, чем при высоких. Характеристикой кристалла является только высокотемпературная электропроводность, т.к. электропроводность при низких температурах резко зависит от всякого рода примесей. Изменение сорта и концентрации примесей резко влияет на низкотемпературную часть электропроводности и не влияет на электропроводность в области высоких температур [5].

Объектом исследования были выбраны синтетические Na-высококремнеземные (Na-BK) цеолиты представленные в таблице 1.

Были исследованы электрофизические свойства цеолита. На рисунке 1 представле-

ны температурные зависимости удельной проводимости гидратированных Na-ВКЦ и его модифицированных-Ga, -In форм.

С увеличением температуры увеличивается количество подвижных носителей заряда, в качестве которых, помимо катионов Na, выступают молекулы воды. Вследствие чего растет проводимость образца. Далее проводимость убывает в связи с уменьшением степени гидратации входящих катионов. После дегидратации образца проводимость вновь увеличивается и продолжает расти по мере увеличения температуры, т.к. увеличивается количество носителей заряда.

Таблица 1

Объекты исследования

№ образца	Описание	Содержание, масс %			Силикатный модуль М
		SiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	
1	Na-ВКЦ ГМДА	92.6	1.54	0.82	100-120
2	Na-ВКЦ ГМДА Ga-3.07% прок. М=60	91.1	2.79	0.54	49.4
3	Na-ВКЦ ГМДА In-1.82% прок. М=60	90.4	2.43	0.52	55.7
4	Na-ВКЦ ГМДА In-2.73% прок. М=60	89.0	2.08	0.55	62.2

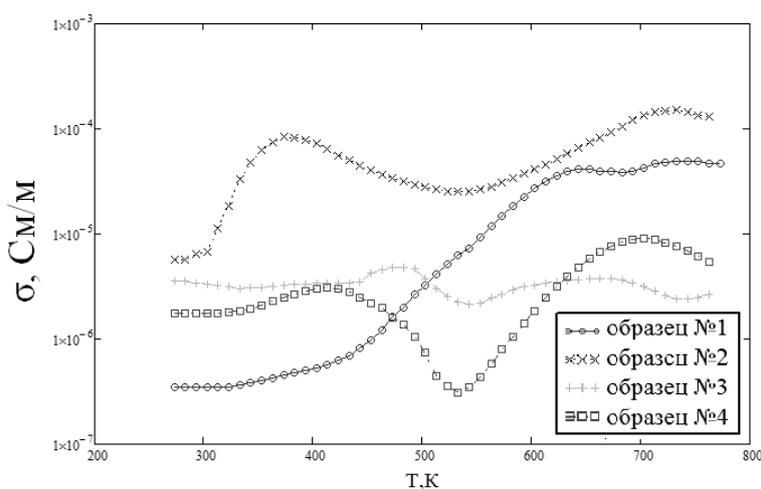


Рис. 1. Температурная зависимость удельной проводимости гидратированных цеолитов

Из анализа температурной зависимости удельной проводимости образца №1 можно установить что, молекулы воды в нем сильно связаны с кристаллической решеткой. Дегидратация образца протекает в температурном диапазоне от 350 до 600 К.

Проводимость зависит от входящих катионов. Из графика видно, что с увеличением процентного содержания индия в составе экстремум дегидратации смещается в область более высоких температур. При модифицировании Na-ВКЦ галлием экстремум смещается в область более низких температур.

Были получены температурные зависимости удельной проводимости дегидратированных Na-ВКЦ и его модифицированных -Ga, -In форм (рисунок 2).

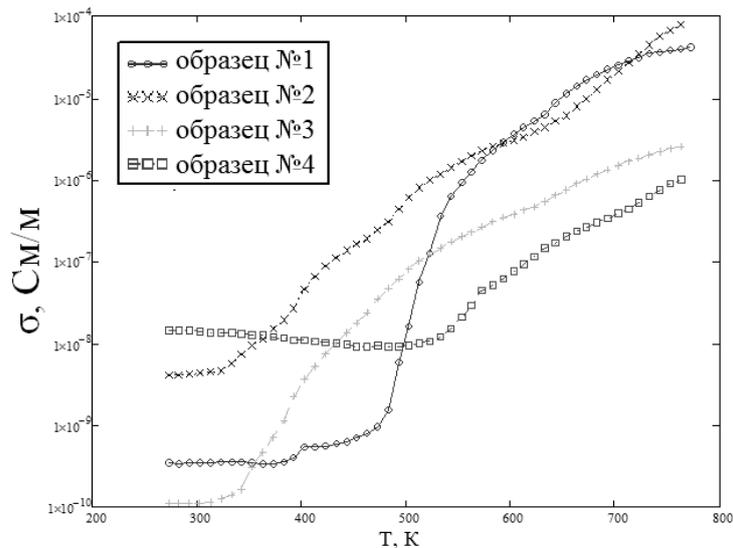


Рис. 2. Температурная зависимость удельной проводимости дегидратированных цеолитов

В проводимость цеолитов после дегидратации не вносит вклад наличие воды, поэтому изменился вид зависимости и численные значения удельной проводимости по сравнению с графиком для гидратированных цеолитов (рисунок 1).

В начальный момент времени проводимость имеет значение порядка 10^{-10} (Cм/м), что меньше значения проводимости для аналогичного момента времени гидратированного ВКЦ в 1000 раз. С повышением температуры проводимость увеличивается, что связано с ростом числа носителей заряда и достигает значения, которое совпадает с величиной проводимости для гидратированного цеолита при температуре порядка 700К. Это объясняется тем, что при нагревании гидратированного цеолита до 700К он становится дегидратированным. В низкотемпературной области замечен рост проводимости, данное явление связано с тем, что по мере охлаждения цеолит начинает впитывать молекулы воды, которые вновь начинают участвовать в процессе проводимости.

Были получены зависимости логарифма удельной проводимости от величины обратной температуре для дегидратированных Na-ВКЦ и его модифицированных -Ga, -In форм (рисунок 3).

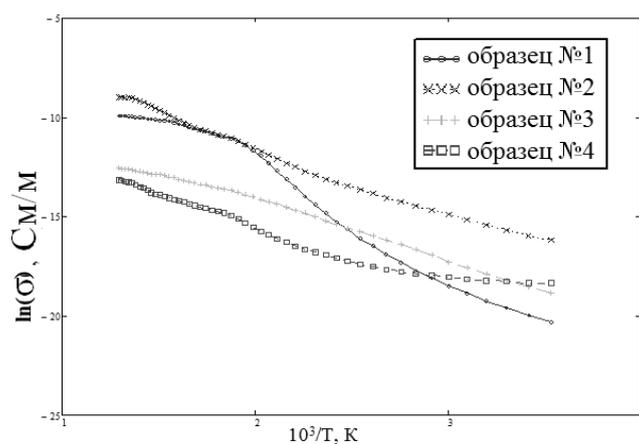


Рис. 3. Зависимости логарифма проводимости дегидратированных цеолитов от $1/T$

По полученным зависимостям определена энергия активации (таблица 2).

Таблица 2

Энергия активации цеолита

№ образца	Линейная зависимость, Е, эВ	Высокотемпературная область, Е, эВ	Низкотемпературная область, Е, эВ
1	-	0,24	0,82
2	0,52	-	-
3	0,71	-	-
4	-	0,45	0,73

Для образцов № 2 и 3 температурная зависимость логарифма проводимости носит линейный характер, что говорит о том, что в процессе проводимости участвуют носители заряда одного вида.

Для образцов № 1 и 4 на графиках наблюдается излом, что говорит о том, что проводимость обусловлена двумя типами носителей заряда. В низкотемпературной области в процессе проводимости участвуют слабо закрепленные ионы, находящиеся в дефектах структуры и каналах. В высокотемпературной области проводимость носит характер собственной проводимости.

С повышением температуры до некоторого значения для образцов № 1 и 4 наблюдается уменьшение ширины запрещенной зоны, что может быть связано с уменьшением величины потенциального барьера.

Были получены температурные зависимости действительной части диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь исследуемых образцов представленные на рисунках 4-6. С ростом температуры диэлектрическая проницаемость возрастает. Величина диэлектрических потерь также растет с температурой. Из анализа рисунка №4 установлено, что вид кривой тангенса угла диэлектрических потерь в зависимости от состава цеолита не изменяется в указанном интервале температур и при указанной частоте. Из анализа рисунков №5-6 установлено, что вид кривой диэлектрической проницаемости в зависимости от состава цеолита не изменяется в указанном интервале температур и при указанных частотах. Выяснено, что значения диэлектрической проницаемости всех образцов уменьшаются с ростом частоты поля. Данный факт объясняется тем, что время релаксации цеолита, представляющего собой сложную систему «алюмокремнекислородный каркас-ионообменные внекаркасные катионы», весьма велико из-за того, что основной вклад в механизмы поляризации вносят указанные катионы. Поляризация не успевает установиться за полупериод приложенного напряжения, следовательно, значения диэлектрической проницаемости невелики. Иными словами, поляризация будет отчетливо проявляться на более низких частотах.

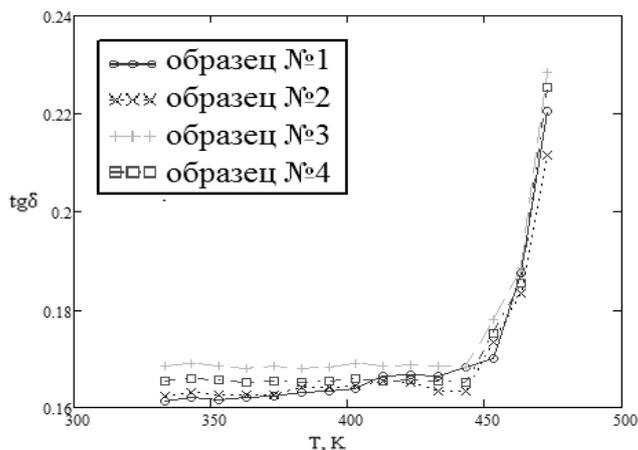


Рис. 4. Температурная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь цеолитов ($\nu=10$ кГц)

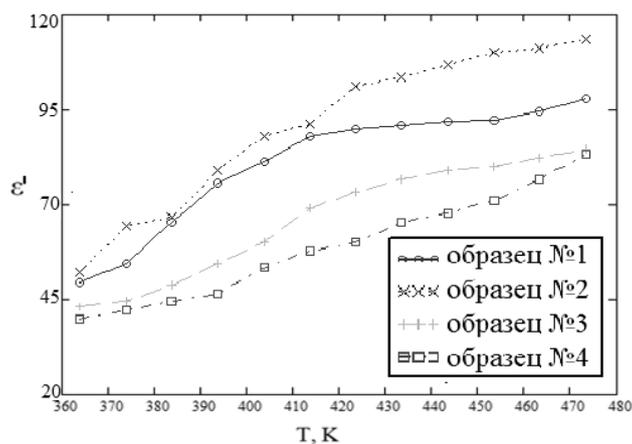


Рис. 5. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости цеолитов ($\nu=10$ кГц)

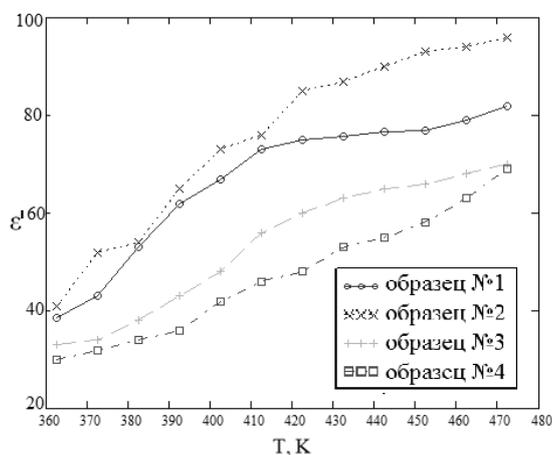


Рис. 6. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости цеолитов ($\nu=100$ кГц)

ЛИТЕРАТУРА

1. Агапцова О. А. Структурный аспект физико-химических свойств In-, Ga-ВК цеолитов : дис. канд. физико-мат. наук : 01.04.07; АмГУ. – Благовещенск, 2007. – 109 с.
2. Брек Д. Цеолитовые молекулярные сита – М.: Мир, 1967. – 781 с.
3. Горелов Б. М., Конин К. П., Морозовская Д.В. Динамическая проводимость, стимулированная кристаллизационной водой // Журнал техн. физики. – 2000. – №11. – С. 54-57.
4. Сканави, Г. И. Физика диэлектриков (область слабых полей) – М.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1949. – 500 с.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ С ДОМЕННЫМИ ГРАНИЦАМИ В БОРАТЕ ЖЕЛЕЗА

М. Е. Адамова, Е. А. Жуков, А. В. Каминский

ФГБОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет»
г. Хабаровск, E-mail: admaria@yandex.ru

В настоящей работе исследовано распространение волн Лэмба в кристалле слабого ферромагнетика бората железа ($FeVO_3$) и определена возможность генерации звуковых волн внешним источником, которым может выступать доменная граница. Экспериментально исследован обратный эффект – колебания ДГ в $FeVO_3$, возбуждаемые изгибными колебаниями образца, а также рассмотрено влияние постоянного магнитного поля, ориентированного перпендикулярно базисной плоскости образца на динамику ДГ.

Характерной особенностью всех слабых ферромагнетиков является нелинейная зависимость скорости движения доменных границ (ДГ) от магнитного поля. Для описания механизмов торможения ДГ выдвинут ряд предположений, связанных с генерацией различных типов волн и колебаний пластин, включая нормальные волны (волны Лэмба). Магнитоупругая связь в этих кристаллах обуславливает как возможность генерации упругих волн движущейся ДГ, так и обратный эффект – движение ДГ в поле упругой волны. Однако полное и последовательное объяснение взаимодействий ДГ с квазичастичными возбуждениями отсутствует. Анализ спектров волн Лэмба, спектров групповых и фазовых скоростей позволит определить закономерности в распространении волн, а также обнаружить характерные особенности дисперсии упругих волн для данного кристалла.

Выбор легкоплоскостного антиферромагнетика $FeVO_3$ в качестве объекта исследования обусловлен достаточно сильной магнитоупругой связью и характерной для слабых ферромагнетиков сверхбыстрой динамикой магнитной подсистемы [1]. Температура Нееля $T_N = 348$ К позволяет проводить исследования при комнатной температуре. А благодаря прозрачности в видимой области спектра становится возможным использование оптических методов исследования. Однако, из-за экспериментальных трудностей полный набор магнитоупругих констант B_{ij} для данного кристалла до сих пор не определен. Поэтому численное исследование магнитоупругого взаимодействия возможно лишь для задач определенной геометрии для известных коэффициентов B_{14} и $(B_{11}-B_{12})$. В данной работе для расчета спектров волн Лэмба достаточно ограничиться учетом только упругой энергии кристалла.

Исследование волн Лэмба в $FeVO_3$

Рассмотрим слабый $FeVO_3$, ограниченный плоскостями $z = h/2$ и $z = -h/2$. Выберем систему координат так, что ось z совпадает с главной осью кристалла, плоскость $xу$ – базисная плоскость кристалла, направления намагниченности соседних доменов лежат в плоскости $xу$. Будем рассматривать плоские монохроматические волны, поляризованные по x и z и распространяющиеся в направлении оси x . Частотный спектр нормальных волн в пластине образуют кривые $\omega(k)$, полученные из решения дисперсионных уравнений для данного кристалла. Дисперсионные уравнения были выведены согласно [1], с учетом ромбоэдрической симметрии кристалла и граничных условий, заключающихся в отсутствии механических напряжений на поверхностях $z = h/2$ и $z = -h/2$. Для антисимметричных (А) и для симметричных (S) волн Лэмба уравнения можно представить в виде (1), где положительная степень правой части соответствует симметричным волнам, отрицательная – антисимметричным.

$$\frac{\operatorname{th}\left(\frac{\kappa_l h}{2}\right)}{\operatorname{th}\left(\frac{\kappa_t h}{2}\right)} = \left[\frac{(\kappa_l^2 + k^2)(C_{33}\kappa_l^2 - C_{13}k^2)}{2(C_{33} - C_{13})k^2\kappa_l\kappa_t} \right]^{\pm 1}, \quad (1)$$

где C_{ij} – упругие константы, k – проекция волнового вектора на ось x , h – толщина пластины,

$$\kappa_l^2 = \frac{k^2 C_{11} - \rho \omega^2}{C_{13} + 4C_{44}}, \quad \kappa_t^2 = \frac{k^2(C_{11} - C_{13} - 2C_{44}) - \rho \omega^2}{2C_{44}}, \quad \omega - \text{угловая частота, } \rho - \text{плотность}$$

кристалла.

Данные дисперсионные уравнения имеют некоторое множество решений, причем количество решений относительно k зависит от толщины пластины h [2].

Далее введены обозначения:

$$s_l^2 = C_{11}/\rho, \quad s^2 = (C_{11} - C_{13} - 2C_{44})/\rho.$$

Частоты активации для волн Лэмба получены из условия $k = 0$. Численный расчет проводился для первых 50 симметричных и антисимметричных мод в диапазоне $k = 0 - 10^4 \text{ см}^{-1}$ для пластины толщиной 0.01 см.

На рис. 1 представлен фрагмент спектра симметричных и антисимметричных волн Лэмба. Здесь и далее пунктирные линии соответствуют симметричным волнам Лэмба, сплошные – антисимметричным. Прямые $\omega = ks_l$ и $\omega = ks$ соответствуют скоростям s_l и s .

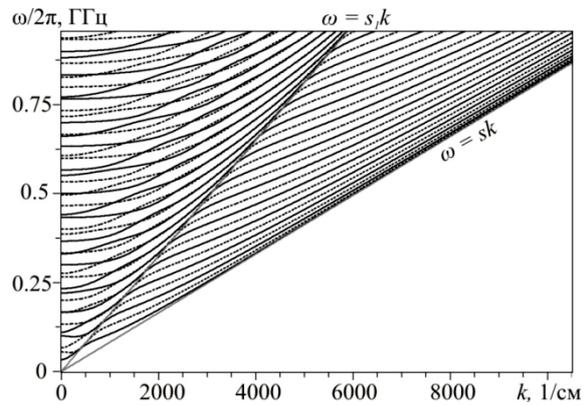


Рис. 1. Зависимость $\omega(k)$ в пластине FeBO_3

Для определения фазовой v и групповой v_{gp} скоростей воспользуемся известными соотношениями: $v = \omega/k$ и $v_{gp} = d\omega/dk$. Дисперсионные кривые $v(\omega)$ и $v_{gp}(\omega)$ для некоторых симметричных и антисимметричных мод представлены на рис. 2.

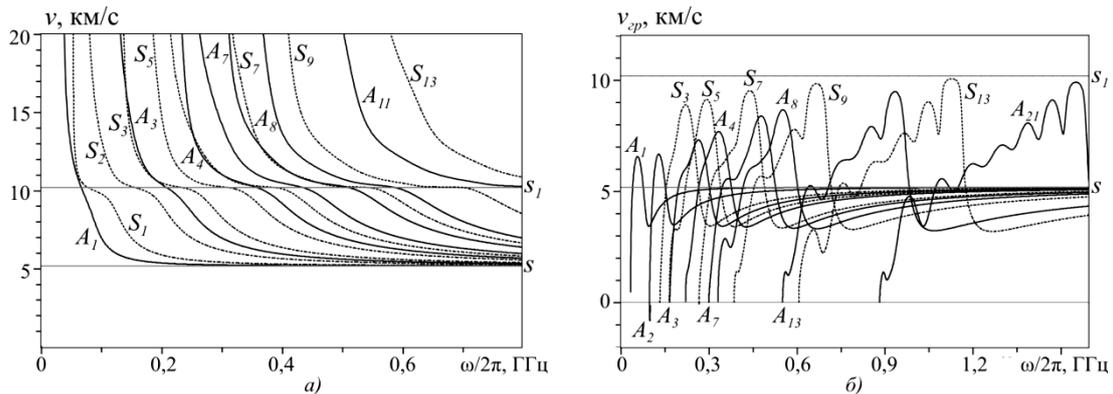


Рис. 2. Спектр фазовых (а) и групповых (б) скоростей в FeBO_3

Согласно [3] диссипативная функция, описывающая передачу энергии, обратно пропорциональна разности фазовой и групповой скоростей. Тогда максимальная передача энергии внешнего источника в акустическую подсистему должна соответствовать участкам с линейным законом дисперсии, то есть при $v_{gp} \approx v$. При больших частотах кривые групповой и фазовой скоростей асимптотически стремятся к прямой, соответствующей

щей скорости s . Также групповая скорость наиболее близка к фазовой в районе скорости s_l [3]. Это свидетельствует о магнитоупругом механизме торможения доменных границ и согласуется с экспериментальными исследованиями магнитодинамики в слабых ферромагнетиках [1].

Влияние изгибных колебаний образца бората железа на доменную структуру

Движение ДГ в слабых ферромагнетиках в поле упругих деформаций возможно за счет изменения энергии ДГ при взаимодействии с упругой волной [3]. Наиболее явно это проявляется в кристаллах с сильной магнитоупругой связью, к которым относится слабый легкоплоскостной ферромагнетик борат железа FeVO_3 . В результате следующего эксперимента в данном кристалле были обнаружены вынужденные колебания ДГ, возбуждаемые упругой волной.

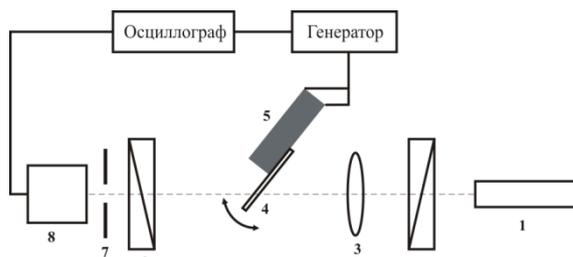


Рис. 3. Схема эксперимента: 1 – лазер, 2 – поляризатор, 3 – собирающая линза, 4 – образец FeVO_3 , 5 – пьезоэлемент, 6 – анализатор, 7 – диафрагма, 8 – приемник (фотодиод, цифровой фотоаппарат)

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 3. В эксперименте использовался образец FeVO_3 в виде плоскопараллельной пластины толщиной 40 мкм и размерами 1×0.5 мм, который закреплялся на поверхности пьезоэлемента таким образом, чтобы свободный край образца мог совершать изгибные колебания. На пьезокерамическую пластину от генератора гармонических колебаний подавалось напряжение с амплитудой U до 15 В и частотами до 100 кГц.

Доменная структура кристалла визуализировалась с помощью эффекта Фарадея «на просвет» [4]. В качестве источника монохроматического излучения использовался полупроводниковый лазер с длиной волны 532 нм, что соответствует области максимальной прозрачности FeVO_3 . Т.к. магнитные моменты доменов FeVO_3 лежат в базисной плоскости кристалла, то для получения наилучшего контраста образец повернут на некоторый угол, чтобы создать проекцию магнитного момента на направление распространения поляризованного света [4]. Изображение доменов фиксировалось цифровой фотокамерой с разрешением 1.3 Мпкс. Магнитное поле, приложенное перпендикулярно базисной плоскости кристалла, создавалось постоянным магнитом и регулировалось изменением расстояния до него.

Доменная структура для образца FeVO_3 в свободном состоянии представляет собой совокупность доменов в нескольких слоях, параллельных базисной плоскости кристалла [4]. В образце, совершающем изгибные колебания, происходит характерное расплывание доменной структуры, которое свидетельствует о ее колебательном движении. Изображение динамической доменной структуры при частоте изгибных колебаний $f = 34.3$ кГц приведено на рис. 4, б.

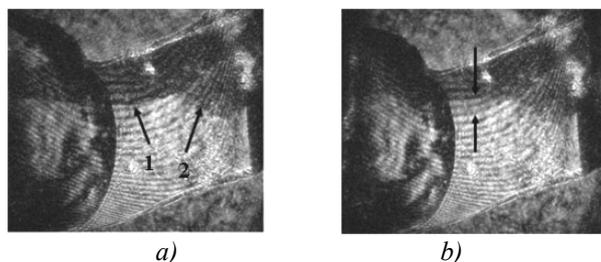


Рис. 4. Доменная структура кристалла FeVO_3 а) в свободном состоянии, 1 и 2 – границы доменов в разных слоях, б) смещение доменной структуры в образце на частоте $f = 34.3$ кГц

По приведенным выше фотографиям можно примерно оценить максимальную ско-

рость движения ДГ. Расплывание ДГ на рис. 4, б соответствует амплитуде её колебаний в 0.03 мм. Амплитуда скорости движения ДГ V_m оценивалась по формуле $V_m = \omega A$, где A – амплитуда смещения ДГ, ω – угловая частота колебаний. Для данных параметров скорость ДГ достигает 6 м/с.

Было замечено, что доменные границы разных слоев проявляют неодинаковую подвижность под действием упругой волны. Для получения двухдоменного состояния недостаточно приложения градиентных полей, как это возможно для слабых ферромагнетиков с анизотропией «легкая ось». Дополнительный эффект стабилизации на доменную структуру может оказывать наведенная приложением сжимающего напряжения плоскостная анизотропия [8, 9] и постоянное магнитное поле [10]. В настоящей работе исследовалось влияние постоянного магнитного поля, ориентированного перпендикулярно базисной плоскости. Диафрагма, помещенная на пути хода лазерного луча, позволяет выделять двухдоменные области и рассматривать участки ДГ с наибольшей подвижностью.

Кроме визуального наблюдения доменной структуры кристалла в поле упругих деформаций экспериментально исследовалась зависимость амплитуды колебания доменных границ от амплитуды изгибных колебаний, совершаемых образцом. Колебания ДГ регистрировались с помощью фотодиода по изменению интенсивности светового потока, проходящего через образец. Амплитуда колебания ДГ пропорциональна амплитуде сигнала с фотодиода. На рис. 5 представлена зависимость амплитуды колебания ДГ A_m от амплитуды изгибных колебаний образца U , пропорциональных амплитуде напряжения, подаваемого на пьезоэлемент, на частотах 34.3, 49.2, 50.2 и 68 кГц, соответствующих резонансным частотам изгибных колебаний.

На рис. 6 а, б представлено влияние постоянного магнитного поля, приложенного перпендикулярно базисной плоскости образца.

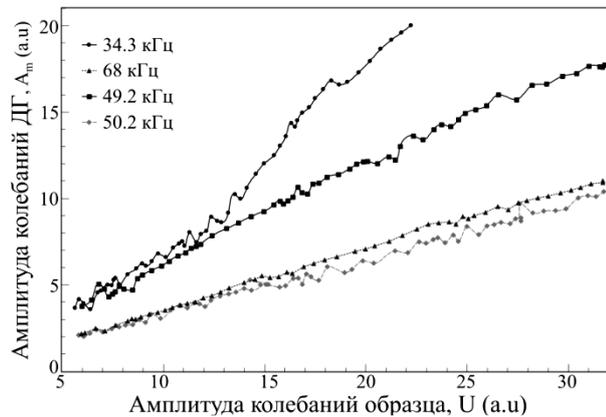


Рис. 5. Зависимость амплитуды колебаний ДГ от амплитуды колебаний образца на различных резонансных частотах

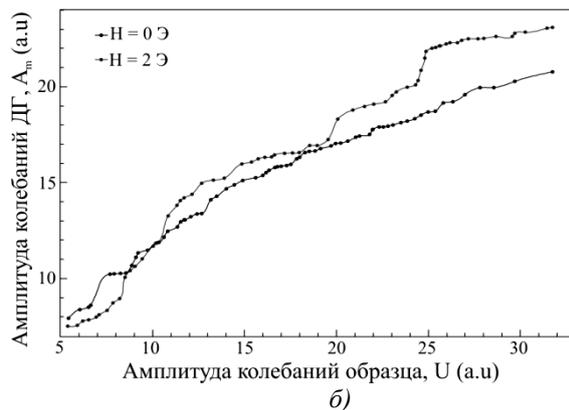
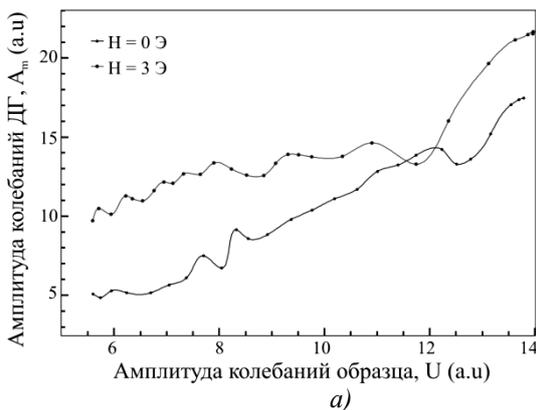


Рис. 6. Зависимость амплитуды колебаний ДГ от амплитуды колебаний образца на резонансных частотах 34.3 кГц (а) и 49.2 кГц (б) в присутствии постоянного магнитного поля

Приложенное поле не изменяет конфигурацию доменной структуры, однако влияет на динамику ДГ. По представленным графикам можно наблюдать увеличение амплитуды колебания ДГ, а, соответственно, и максимальной скорости ДГ.

Заключение

В данной работе были рассчитаны дисперсионные зависимости волн Лэмба в пластине бората железа, определены скорости и частоты, на которых может происходить перекачка энергии внешнего источника (доменной границы) в упругую подсистему. Проведенные исследования позволяют утверждать, что на их основе возможно создание переизлучаемого источника гиперзвуковых волн терагерцового диапазона.

В кристаллах FeBO_3 экспериментально обнаружены вынужденные колебания доменных границ в поле упругой волны, проведена численная оценка скорости и смещения ДГ. Исследовано влияние постоянного магнитного поля, приложенного перпендикулярно базисной плоскости кристалла, на динамику доменных границ при изгибных колебаниях образца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bar'yakhtar V. G., Chetkin M. V., Ivanov B. A., Gadetskii S. N. Dynamics of Topological Magnetic Solitons. Experiment and Theory // Berlin.: Springer Verlag, Springer Tracts in Modern Physics. 1994. 129. 179 p.
2. Красильников В. А., Крылов В. В. Введение в физическую акустику. – М.: Издательство МГУ. – 1992. – С. 152.
3. Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Четкин М.В. Динамика доменных границ в слабых ферромагнетиках // УФН. – 1985. – Т. 146. – № 3. – С. 417–458.
4. Zhukov E.A., Adamova M. E., Kaminsky A. V., Kuz'menko A. ., Zhukova V. I. Interaction of Lamb waves with domain walls in an iron borate plate // Journal of Nano- and Electronic Physics. – 2015. – V. 7. – No 4. – Part 2. – P. 04092-1 – 04092-4.
5. Герасимчук В. С., Шитов А. А. Динамика доменных границ в легкоплоскостном магнетике в поле звуковой волны // Физика твердого тела. – 2003. – Т. 45. – №. 1. – с.119-123.
6. Адамова М. Е., Жуков Е. А., Каминский А. В., Щербаков Ю. И. Измерение скорости движения доменных границ в монокристалле бората железа во внешнем магнитном поле // Вестник ТОГУ. – 2013. - №4. – С. 25-30.
7. Kurtzig A. J. Faraday rotation in birefringent crystals // J. Appl. Phys. – 1971. – 42(9). – pp. 3494-3498.
8. Соколов Б. Ю. Влияние низкосимметричных механических напряжений на магнитные свойства бората железа // Журнал технической физики. – 2006. – Т. 76. – №. 5. – С. 56-61.
9. Strugatsky M. B., Yagupov S.V. Effect of pressure on magnetic state of iron borate // Functional materials. – 2002. –vol. 9(1). – pp. 72-74.
10. Четкин М. В., Курбатова Ю.Н., Шапаева Т.Б. Динамика доменных границ в пленках ферритов-гранатов в больших плоскостных магнитных полях//Физика твердого тела. Т.50. В. 9. 2010. С. 1795-1797.

**КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОМПОЗИТОВ $(1-x)\text{NaNO}_2+(x)\text{BaTiO}_3$
и $(1-x)\text{KNO}_3+(x)\text{BaTiO}_3$**

О. А. Алексеева¹, А. А. Набережнов^{1,2}, Е. В. Стукова³, С. А. Борисов², В. Г. Симкин⁴

¹ ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»

²ФГБУН «Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе» РАН, г. Санкт-Петербург

³ФГБОУ ВО «Амурский государственный университет», г. Благовещенск

⁴Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна

E-mail: alekseevaolga0@gmail.com

Проведены структурные исследования композитов $(1-x)\text{NaNO}_2+(x)\text{BaTiO}_3$ составов $x=0.05$ и 0.1 , получены температурные зависимости параметра порядка NaNO_2 . Анализ частотных зависимостей диэлектрической проницаемости композитов показал, что при $T \approx 420$ К при нагреве наблюдаются максимумы диэлектрической силы низкочастотных релаксационных процессов и DC-проводимости, отсутствующие в чистом NaNO_2 . Структурные исследования композитов $(1-x)\text{KNO}_3+(x)\text{BaTiO}_3$ при $x=0.25, 0.43, 0.5$ выявили увеличение температурного диапазона существования сегнетоэлектрической фазы KNO_3 в композитах.

Сегнетоэлектрические композиты относятся к гетерогенным структурам, состоящим из компонент с различными диэлектрическими свойствами. Интерес к изучению таких систем вызван потенциальной возможностью получения материалов с требуемым набором свойств, которые можно варьировать путем изменения состава, процентного содержания компонент, степени дисперсности частиц. Структура сегнетоэлектрических композитов может быть нескольких типов, например структуры с вкраплениями в полярную, слабо или сильно поляризуемую матрицу, или структуры с взаимопроникающими компонентами. Диэлектрические исследования поликристаллических смесей сегнетоэлектриков показывают, что добавление примеси приводит к изменению температуры фазовых переходов, величины температурного гистерезиса [1-6].

В данной работе приведено исследование композитов на основе порошковых смесей NaNO_2 и BaTiO_3 , а также KNO_3 и BaTiO_3 , различающихся размером и процентным содержанием частиц BaTiO_3 . Нитрит натрия является классическим сегнетоэлектриком типа порядок – беспорядок, в котором обнаружено существование несоответствующей фазы в узком температурном интервале 1-1,5 К вблизи температуры Кюри $T_c=437$ К. Титанат бария относится к сегнетоэлектрикам типа смещения, в параэлектрической фазе имеет структуру перовскита, при температуре $T_c=393$ К происходит фазовый переход в сегнетоэлектрическое состояние с тетрагональной структурой.

Исследования диэлектрических свойств композитов $(1-x)\text{NaNO}_2+(x)\text{BaTiO}_3$, различающихся процентным содержанием ($x=0.05$ и 0.1) и средним размером частиц титаната бария (3-5 и 5-30 мкм), выявили аномалий диэлектрического отклика [7]. Так, при нагреве на температурной зависимости диэлектрической проницаемости $\epsilon'(T)$ и тангенса диэлектрических потерь, помимо максимума при температуре Кюри чистого NaNO_2 $T_c=437$ К, на низких частотах порядка 1-10 Гц был обнаружен максимум при температуре ≈ 420 К, причем значение этой температуры не зависит от состава и размера частиц BaTiO_3 композита. Было сделано предположение [7], что существование максимума при нагреве связано с фазовым переходом сегнетоэлектрической фазы - несоответствующая фаза в нитрите натрия, и, таким образом, введение примеси BaTiO_3 в поликристаллический образец NaNO_2 вызывает существенное расширение температурного диапазона существования несоответствующей фазы. Для установления особенностей фазового состояния NaNO_2 в композитах были проведены исследования температурной эволюции структуры композитов $(1-x)\text{NaNO}_2+(x)\text{BaTiO}_3$ составов $x=0.05$ и 0.1 методом дифракции нейтронов. При

этом информацию о переходе в несоизмерную фазу можно получить по появлению сверхструктурных рефлексов и уменьшению параметра порядка NaNO_2 в композитах по сравнению с чистым NaNO_2 из-за перехода некоторого количества NaNO_2 в несоизмерную фазу. Измерения проводились на дифрактометре высокого разрешения HRFD, ОИЯИ, г. Дубна в температурном диапазоне 360-450 К при нагреве и охлаждении.

В результате исследования были получены следующие результаты:

- изменения температуры перехода, значительного увеличения температурного гистерезиса фазового перехода (ФП) частиц BaTiO_3 в композитах обоих составов не обнаружено, что позволяет исключить взаимосвязь максимума диэлектрической проницаемости композитов, наблюдающегося при температуре 420 К с фазовым переходом в частицах BaTiO_3 .

- зависимости параметра порядка $\eta(T)$ для композитов составов $x=0.9$ и 0.95 не отличаются в пределах погрешности.

- наблюдается (рис. 1) некоторое уменьшение параметра порядка в композитах по сравнению с чистым NaNO_2 в температурном интервале, в котором проводились измерения. Однако особенностей температурного поведения параметра порядка в композитах вблизи температуры $T=420$ К, соответствующей максимуму диэлектрической проницаемости, не обнаружено, что не согласуется с предположением о переходе NaNO_2 в несоизмерную фазу при $T=420$ К в композитах.

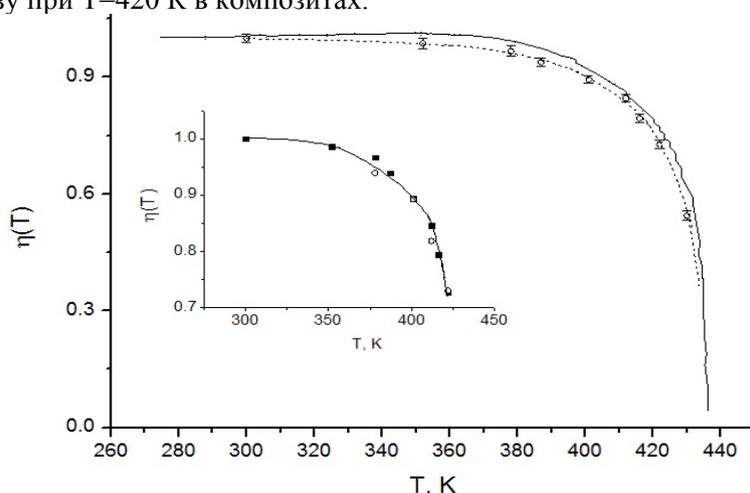


Рис. 1. Температурная зависимость параметра порядка $\eta(T)$ в чистом NaNO_2 (сплошная линия) и в композите $(1-x)\text{NaNO}_2+(x)\text{BaTiO}_3$ $x=0.9$ (штриховая линия). На вставке зависимость $\eta(T)$ для композита при нагреве (черные символы) и охлаждении (белые символы)

Также был проведен анализ частотных зависимостей диэлектрической проницаемости $\epsilon'(\omega)$, $\epsilon''(\omega)$ композитов указанных выше составов и чистого NaNO_2 . Частотные спектры диэлектрического отклика были измерены на широкополосном спектрометре Novocontrol в широком температурном интервале 300-460 К с шагом 1 К, диапазон частот – 0.1 Гц -10 МГц. Аппроксимация частотных зависимостей комплексной проницаемости проводилась методом Левенберга-Маркварта функцией, включающей вклады релаксационных процессов вида Коул-Коул и DC-проводимости:

$$\dot{\epsilon}(\omega) = \epsilon_s + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + (i\omega\tau)^\alpha} + j \frac{\sigma}{\omega\epsilon_0} \quad (1)$$

где ϵ_s - проницаемость при $\omega=0$, ϵ_∞ - вклад фононных мод и электронной поляризуемости, $\epsilon_s - \epsilon_\infty = \Delta\epsilon$ – диэлектрическая сила, τ -среднее время релаксации, α – параметр, характеризующий ширину функции распределения времен релаксации, σ - DC проводимость.

Оказалось, что наилучшее качество описания частотных зависимостей чистого NaNO_2 достигается при аппроксимации 3 релаксационными вкладками с частотами релак-

сацией $f \sim 0,1-1$ Гц (процесс 1), $f \sim 1-10$ Гц (процесс 2) и $f \sim 10-100$ кГц (процесс 3), в композитах также выделяется вклад релаксационного процесса с частотой $f \sim 0,1-1$ кГц, относящийся к частицам BaTiO₃. Обнаружено, что в композитах в отличие от чистого NaNO₂ на температурной зависимости диэлектрической силы $\Delta\epsilon$ низкочастотных релаксационных процессов 1 и 2 (рис. 2), а также DC-проводимости (рис.3) при нагреве существует максимум при $T=420$ К, отсутствующий при охлаждении. Для процесса 3 максимум $\Delta\epsilon$ наблюдается только при температуре близкой к точке Кюри NaNO₂ $T_c \approx 437$ К, при 420 К максимум не отсутствует (рис. 2).

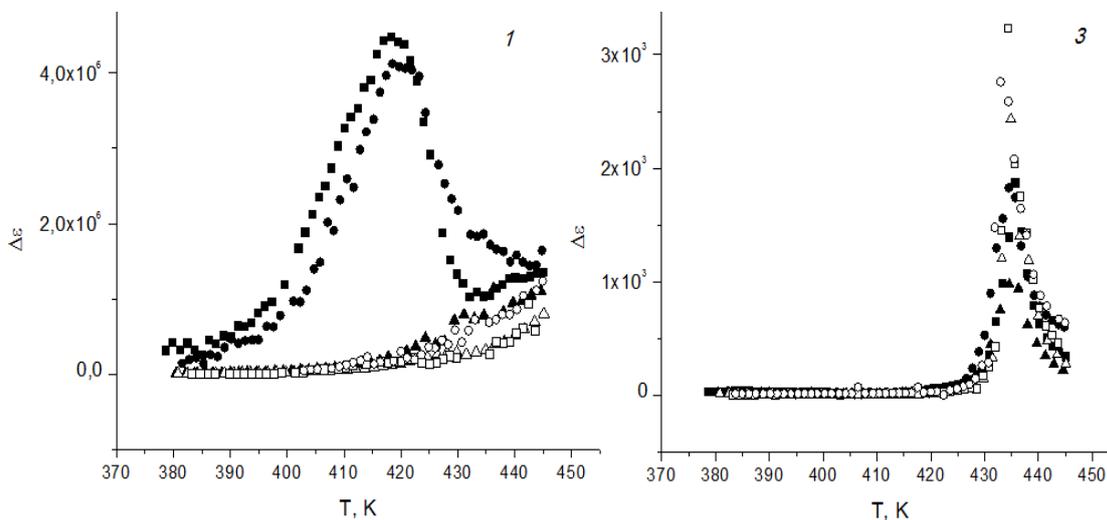


Рис. 2. Температурные зависимости диэлектрической силы $\Delta\epsilon$ релаксационных процессов 1 и 3 для композитов $(1-x)\text{NaNO}_2 + x\text{BaTiO}_3$ двух составов $x=0.05$ (квадраты), 0.1 (кружки) и чистого NaNO₂ (треугольники) при нагреве (черные значки) и охлаждении (белые значки)

Особенности температурного поведения в композитах DC-проводимости и низкочастотных релаксационных процессов могут быть связаны с процессами накопления и рассасывания пространственного заряда на границах зерен BaTiO₃. В композитах, включающих области с различной диэлектрической проницаемостью и проводимостью, заряды также могут накапливаться на границах разделах этих областей (поляризация Максвелла-Вагнера). Образовавшийся таким образом пространственный заряд обуславливает появление макроскопической поляризации (объемно-зарядовая, или миграционная поляризация). Уменьшение спонтанной поляризации в сегнетоэлектрике при нагревании в области температур ниже точки Кюри сопровождается появлением нескомпенсированных зарядов на границах на границах частиц BaTiO₃, находящихся в локальном эффективном электрическом поле поляризованных доменов NaNO₂, что приводит к росту объемно-зарядовой поляризации. Уменьшение проницаемости выше $T \sim 420$ К может быть связано с «рассасыванием» заряда на границах в результате активации процесса проводимости в частицах BaTiO₃ при этой температуре. При охлаждении вклад этого заряда в поляризацию композита незначителен в виду того, что охлаждение начинается из области температур, при которых NaNO₂ находится в параэлектрической фазе, в которой спонтанная поляризация отсутствует. Этим можно объяснить отсутствие максимума диэлектрической проницаемости при $T \sim 420$ К при охлаждении.

Нитрат калия при комнатной температуре и атмосферном давлении имеет орторомбическую структуру (пространственная группа *Pm3n*). Эту фазу обозначают как фаза II или α -фаза. При нагреве до температуры примерно 401 К происходит переход в параэлектрическую тригональную фазу *R-3m* (β -фаза, фаза I). При охлаждении между α - и β - фазами в температурном диапазоне 397 – 378 К существует сегнетоэлектрическая фаза, имеющая тригональную структуру *R3m* (γ -фаза, фаза III).

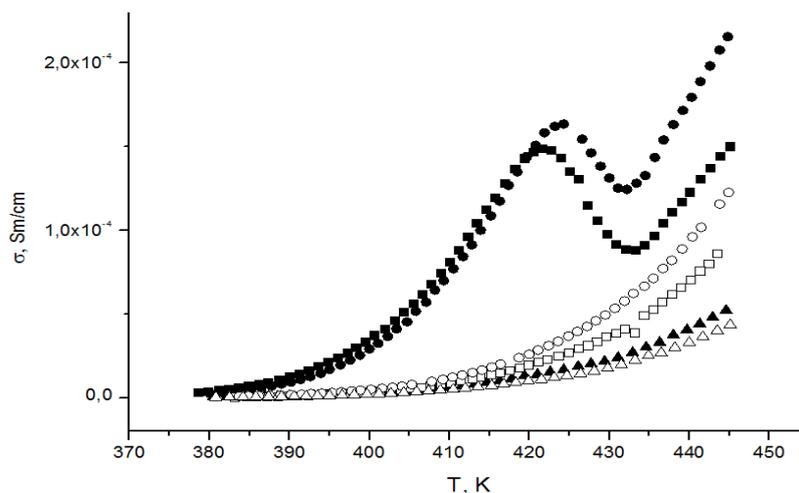


Рис. 3. Температурные зависимости DC проводимости для композитов $(1-x)\text{NaNO}_2+(x)\text{BaTiO}_3$ составов $x=0,05$ (квадраты), $0,1$ (кружки) и чистого NaNO_2 (треугольники) при нагреве (черные значки) и охлаждении (белые значки)

Диэлектрические исследования композитов $(1-x)\text{KNO}_3+(x)\text{BaTiO}_3$ при нескольких значениях x в диапазоне от 0 до 0.5 [8] выявили зависимость температурного интервала ΔT существования сегнетоэлектрической фазы KNO_3 от содержания BaTiO_3 в композите. При этом температура перехода из β -фазы в сегнетоэлектрическую γ -фазу не зависит от x , и ее значение составляет примерно 400 К, температура перехода из γ -фазы в α -фазу уменьшается при увеличении x . Таким образом ΔT увеличивается при увеличении x в интервале от 0 до 0.4. Нами были проведены дифракционные исследования композитов составов $x=0,25, 0,43, 0,5$ в температурном диапазоне 410-350 К с шагом 10 К при охлаждении. Измерения проводились на порошковом рентгеновском дифрактометре. Было установлено, что температура перехода β -фаза- γ -фаза находится в промежутке 405-395 К. Во всех случаях переход KNO_3 из сегнетоэлектрической фазы в α -фазу не наблюдался.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стукова Е. В., Барышников С. В. Диэлектрические исследования сегнетоэлектрических композитов на основе $(\text{KNO}_3)_{1-x}(\text{KNbO}_3)_x$ // Перспективные материалы. - 2011. - №13. - С. 801-805.
2. Stukova E. V., Baryshnikov S. V. Stabilization of the ferroelectric phase in $(\text{KNO}_3)_{1-x}(\text{BaTiO}_3)_x$ Composites // Inorganic Materials: Applied Research. - 2011. - № 2 (5). - С. 434-438.
3. Стукова Е. В., Маслов В. В., Барышников С.В. Диэлектрические свойства сегнетоэлектрических композитов на основе $\text{KNO}_3\text{-BaTiO}_3$ и $\text{KNO}_3\text{-LiNbO}_3$ // Известия Российского государственного педагогического университета имени А. И. Герцена. - 2011. - № 138. - С. 58-65.
4. Шацкая Ю. А. Исследования сегнетоэлектрических композитов методом нелинейной диэлектрической спектроскопии // Известия Самарского научного центра РАН. - 2011. - №13 (4). - С. 141-144.
5. Шацкая Ю. А., Стукова Е. В., Барышников С. В. Роль диполь-дипольного взаимодействия в сегнетоэлектрических композитах // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. - 2011. - №1 (94). - С. 36 - 41.
6. Стукова Е. В., Барышников С. В., Королева Е. Ю., Милинский А. Ю. Диэлектрические исследования композитов на основе титановой // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. - 2015. - №1 (213). С. 21.
7. Стукова, Е. В., Королева Е. Ю., Трюхан Т. А., Барышников С. В. Изменение области существования несоответствующей фазы в сегнетоэлектрическом композите $(\text{NaNO}_2)_{1-x}(\text{BaTiO}_3)_x$ // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. - 2012. - Т. 146(№2) - С. 22-27.
8. Стукова Е. В., Маслова В. В., Барышников С. В. Диэлектрические свойства сегнетоэлектрических композитов на основе $\text{KNO}_3\text{-BaTiO}_3$ и $\text{KNO}_3\text{-LiNbO}_3$ // Известия Российского государственного педагогического университета им. А.И. Герцена. - 2011. - № 138. - С. 58-65.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ФАЗЫ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ЦИРКОНАТА-ТИТАНАТА СВИНЦА С МАЛОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ТИТАНА МЕТОДОМ РАССЕЯНИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Д. А. Андроникова^{1,2}, Ю. А. Бронвальд^{1,2}, Н. Г. Леонтьев³, И. Н. Леонтьев⁴, Р. Г. Бурковский¹, Д. Ю. Чернышов⁵, А. В. Филимонов¹, С. Б. Вахрушев^{1,2,6}

¹ ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»

² ФГБУН «Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе», г. Санкт-Петербург

³ ФГБОУ ВО «Азово-Черноморский инженерный институт», г. Зерноград

⁴ ФГАОУ ВО «Южный федеральный университет», г. Ростов-на-Дону

⁵ Swiss–Norwegian Beamline at the ESRF, г. Гренобль, Франция

⁶ ФГБОУ ВО «Санкт-Петербургский государственный университет», г. Санкт-Петербург

E-mail: andronikova.daria@gmail.com

Цирконат-титанат свинца (ЦТС), представляющий собой твердый раствор модельного антисегнетоэлектрика цирконата свинца и сегнетоэлектрика титаната свинца, – сегнетоэлектрический материал, нашедший распространение в различных областях электротехники. В высокотемпературной параэлектрической фазе цирконат свинца – PbZrO_3 – имеет структуру кубического перовскита, при комнатной температуре является антисегнетоэлектриком с орторомбической симметрией [1]. Сообщалось [2–5] о существовании промежуточной фазы между антисегнетоэлектрической и параэлектрической фазами. При допировании цирконата свинца титаном область существования данной фазы расширяется [6]. Переход из параэлектрической фазы в промежуточную фазу сопровождается возникновением сверхструктурных рефлексов М-типа ($\frac{1}{2} \pm h \frac{1}{2} \pm k l$) [7,8], что указывает на то, что перестройка структуры при фазовом переходе происходит с удвоением элементарной ячейки в двух направлениях. Было предложено [7], что за возникновение сверхструктурных рефлексов ответственны повороты кислородных октаэдров. Однако позднее было показано [9], что М-сверхструктуры могут иметь иной механизм возникновения, а именно – антипараллельные смещения ионов свинца. В работах [7,9,10] методом дифракции электронов было обнаружено, что в окрестности М-рефлекса существуют дополнительные пики, видимые как расщепление М-рефлекса. Данные расщепления наблюдаются в ЦТС с концентрациями титана до 5%. В работе [9] предполагается, что наблюдаемые расщепления вызваны наличием антифазных границ в антипараллельных смещениях ионов свинца.

С целью уточнения структурных особенностей промежуточной фазы, а также определения микроскопических механизмов ее формирования, нами была проведена серия экспериментов с использованием методик дифракции синхротронного излучения и неупругого рассеяния синхротронного излучения. Эксперимент по рассеянию синхротронного излучения был проведен на оборудовании линии SNBL 01A синхротронного источника ESRF. Исследование динамики решетки методом неупругого рассеяния синхротронного излучения было проведено на спектрометрах обратного рассеяния ID28 (ESRF, Франция) и BL43LXU (Spring-8, Япония). Измерения проводились на монокристаллах ЦТС с концентрацией титана 0.7% и 1.5%.

В промежуточной фазе ЦТС в окрестности М-точки нами были обнаружены дополнительные рефлексы-сателлиты, наблюдаемые ранее только с помощью электронной дифракции. Построение трехмерного распределения интенсивности рассеянного излучения в координатах обратного пространства показало, что данные сателлиты смещены относительно М-точки в направлениях $\langle 111 \rangle$ и находятся на расстоянии $\delta \approx 0.016$ г.л.у. В некоторых направлениях наблюдаются сателлитные рефлексы, смещенные относительно

М-точки на расстояние 2δ . Дополнительные сателлитные рефлексы были обнаружены также в окрестности Г-точки зоны Бриллюэна, расстояние от Г-точки до данных сателлитов равно 2δ . На рисунке 1, а показано сечение обратного пространства плоскостью (НКН), иллюстрирующее распределение сателлитных рефлексов в окрестности М и Г-точек. Такая картина распределения сателлитных рефлексов указывает на более сложный механизм формирования сателлитных рефлексов в промежуточной фазе ЦТС, чем обсуждалось в ранних работах. Методом неупругого рассеяния синхротронного излучения было выявлено, что в ЦТС в направлении $\langle 110 \rangle$ наблюдается низкоэнергетический, анизотропный поперечный in plane поляризованный акустический (ТА) фонон. Энергия данного фонона понижается при приближении к температуре перехода в промежуточную фазу, в промежуточной фазе энергия ТА фонона резко возрастает (см. рисунок 1,б). В спектрах неупругого рассеяния было обнаружено два температурно зависимых центральных пика, соотношенных с двумя различными критическими процессами.

Д. А. Андроникова, Ю. А. Бронвальд и Р. Г. Бурковский благодарят поддержку в рамках Гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых МК-5685.2016.2.

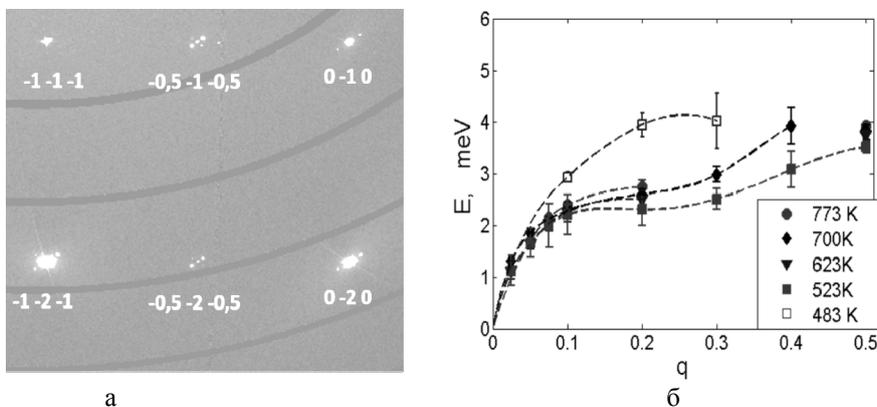


Рис. 1. а) Распределение интенсивности рассеянного излучения в координатах обратного пространства, плоскость (НКН), для монокристалла ЦТС с 1.5% титана, температура 473 К; б) дисперсионная зависимость энергии ТА in plane фонона в направлении $[-1-10]$ для нескольких температур

ЛИТЕРАТУРА

1. Roleder K, Dec J, Glazer, A. M. Structure and disorder in single-crystal lead zirconate, PbZrO_3 // Acta Cryst. B. – 1993. – 49. – С.846–852.
2. Tanaka M, Saito R and Tsuzuki K Electron microscopic studies on domain structure of PbZrO_3 // Japanese Journal of Applied Physics. – 1982. – 21. – С.291
3. Fujishita H and Hoshino S A study of structural phase transitions in antiferroelectric PbZrO_3 by neutron diffraction// J. Phys. Soc. Jpn. – 1984. – 53. – С.226-234
4. Dec J and Kwapulinski J Crystallogeometry of phase transitions in PbZrO_3 , single crystals// J. Phys.:Condens. Matter. – 1989. – 1. – С.3389-3396
5. Xu Z, Dai X, Viehland D, Payne D, Li Z and Jiang Y Ferroelectric domains and incommensuration in the intermediate phase region of lead zirconate // Journal of the American Ceramic Society. – 1995. – 78. – С.2220-2224.
6. Shirane G, Sawaguchi E and Takagi Y Dielectric properties of lead zirconate// Phys. Rev. – 1951. – 84. – С.476-481.
7. Viehland D//Phys. Rev.B –1995. –С. 52778–91.
8. S. Watanabe and Y. Koyama. Roles of ferroelectricity, antiferroelectricity, and rotational displacement in the ferroelectric incommensurate phase of $\text{Pb}(\text{Zr}_{1-x}\text{Ti}_x)\text{O}_3$ // Phys. Rev. B. – 2001. –63. – С.134103.
9. J. Ricote, D. L. Corker, R. W. Whatmore, S. A. Impey, A M Glazer, J Dec, K Roleder. A tem and neutron diffraction study of the local structure in the rhombohedral phase of lead zirconate titanate// Journal of Physics:Condensed Matter. – 1998. – 10(8). – С.767.
10. S. Watanabe, Y. Koyama, Features of the incommensurate phase in $\text{Pb}(\text{Zr}_{1-x}\text{Ti}_x)\text{O}_3$ // PRB. – 2002. – 66. – С.134102.

ГЕНЕРАЦИЯ ГАРМОНИК В СИСТЕМАХ С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ И МАГНИТНЫМ УПОРЯДОЧЕНИЕМ

А. А. Антонов, С. В. Барышников, Ю. А. Долгова, А. Ю. Милинский

ФГБОУ ВО «Благовещенский государственный педагогический университет»
г. Благовещенск, E-mail: antonov.lit@bgpu.ru

Проведена теоретическая оценка применимости метода нелинейной диэлектрической спектроскопии (НДС) для исследования мультиферроиков. Показано, что теоретический подход, развитый для сегнетоэлектриков на основе теории Ландау-Гинзбурга, неприменим. Для мультиферроиков необходимо учитывать одновременно диэлектрическую и магнитную нелинейности.

Известно, что одним из наиболее чувствительных методов исследования фазовых переходов в сегнетоэлектриках является метод нелинейной диэлектрической спектроскопии (НДС), суть которого заключается в генерации высших гармоник. Анализируя амплитуду и фазу гармоник, можно определить тип фазового перехода и рассчитать коэффициенты разложения Ландау-Гинзбурга, а при больших амплитудах – определить температурный ход спонтанной поляризации [1].

В настоящее время существует значительный интерес к изучению свойств материалов называемых мультиферроиками, в которых одновременно сосуществуют хотя бы два из трех типов упорядочения: ферромагнитный, сегнетоэлектрический и сегнетоэластичный. Их свойствами можно управлять одновременным воздействием нескольких внешних полей, что может расширить возможности нелинейных систем и привести к возникновению новых свойств. Нелинейные свойства мультиферроиков рассматривались в работах [2,3]. В [2] было показано что, в мультиферроике второго типа CuO в районе фазового перехода коэффициенты второй и третьей гармоник соизмеримы с соответствующими коэффициентами классических сегнетоэлектриков типа титаната бария, а вторая гармоника больше третьей. Данная работа посвящена теоретической оценке метода НДС для исследования мультиферроиков.

Согласно феноменологической теории Ландау-Гинзбурга плотность термодинамического потенциала объемного одноосного сегнетоэлектрического кристалла представляется в виде разложения в ряд по некоторому малому параметру, в качестве которого выбрана поляризация P [4]

$$\Phi = F_0 + \frac{1}{2}\alpha P^2 + \frac{1}{4}\beta P^4 + \frac{1}{6}\gamma P^6 + (\text{grad}(P))^2 - EP, \quad (1)$$

$$\alpha = \alpha_0(T - T_{c0}),$$

где E – напряженность электрического поля, P – поляризация решетки, имеющая смысл параметра упорядочения, коэффициент α зависит от температуры T . Слагаемое $(\text{grad}P)^2$ описывает флуктуации поляризации, которые должны играть наиболее существенную роль в области температуры Кюри. Разложение (1) справедливо вблизи от точки перехода T_{c0} , причём при $\beta > 0$ и $\gamma \geq 0$ оно описывает фазовый переход второго рода, а при $\beta < 0$ и $\gamma > 0$ – переход первого рода.

Рассмотрим соотношение (1) для одноосного мультиферроика в случае сегнетоэлектрического фазового перехода второго рода. Термодинамический потенциал при воздействии электрического и магнитного полей будет представлен в виде:

$$\Phi = \frac{1}{2}aM^2 + \frac{1}{2}\alpha P^2 + \frac{1}{4}\beta P^4 + \frac{1}{4}bM^4 + \frac{1}{2}\kappa P^2 M^2 - EP - MH, \quad (2)$$

$$a = a_0(T - T_{c1}),$$

где H – напряженность магнитного поля, M – намагниченность, a – магнитная постоянная, κ – константа магнитоэлектрического взаимодействия, T_{c1} – температура точки Кюри ферромагнетика. В разложении (2) рассмотрен случай, когда связь между параметрами порядка принимает биквадратную форму $1/2 \kappa P^2 M^2$.

Минимизируя свободную энергию (1) найдем уравнение состояния в электрическом поле при условии, что поле $H = 0$:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial P} = \alpha P + \beta P^3 + \kappa P M^2 - E,$$

$$\text{при } \frac{\partial \Phi}{\partial P} = 0$$

$$E = \alpha P + \beta P^3 + \kappa P M^2. \quad (3)$$

Диэлектрическая восприимчивость χ определяется из (3) дифференцированием по поляризации:

$$\chi = \frac{1}{\alpha P + \beta P^3 + \kappa P M^2}. \quad (4)$$

Для получения нелинейного вклада найдем производную по полю от диэлектрической восприимчивости:

$$\chi_2 = \frac{\partial \chi}{\partial E} = \frac{\partial \chi}{\partial P} \frac{\partial P}{\partial E} = -\frac{1}{\alpha P + \beta P^3 + \kappa P M^2} \cdot 6\beta P \frac{\partial P}{\partial E} = -6\beta P \chi^3. \quad (5)$$

Дальнейшее дифференцирование приведет к нелинейной диэлектрической проницаемости 3-го порядка:

$$\chi_3 = \frac{\partial \chi_2}{\partial E} = \frac{\partial \chi_2}{\partial P} \frac{\partial P}{\partial E} = 6\beta \left[\frac{18\beta P^2}{(\alpha P + \beta P^3 + \kappa P M^2)^4} - \frac{1}{(\alpha P + \beta P^3 + \kappa P M^2)^3} \right] \frac{\partial P}{\partial E},$$

$$\chi_3 = 6\beta \chi^4 (18\beta P^2 \chi - 1). \quad (6)$$

Подставив (4) в (6) получим:

$$\chi_3 = -6\beta \frac{\alpha - 15\beta P^2 + \kappa M^2}{(\alpha + 3\beta P^2 + \kappa M^2)^5}. \quad (7)$$

При нагревании поляризация P исчезает в точке фазового перехода и равна нулю в парафазе, в которой уравнение (6) примет вид:

$$\chi_3 = -6\beta \chi^4. \quad (8)$$

Рассмотрим модель зависимость $\chi_3(T)$ для мультиферроика, у которого совпадают точки Кюри сегнетоэлектрического и магнитного фазового перехода при температуре $T = 210\text{K}$.

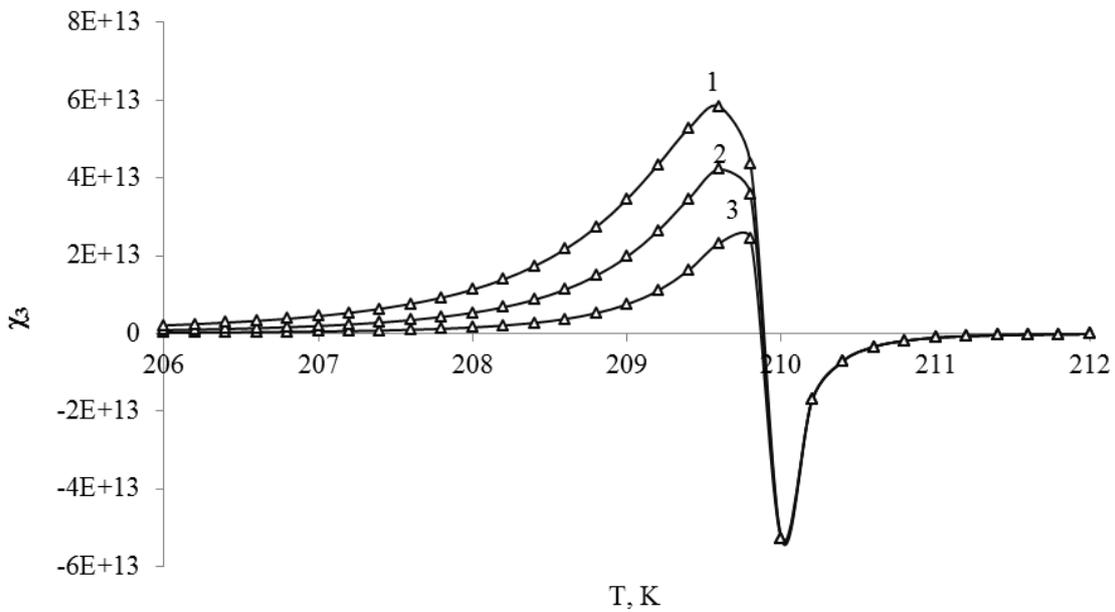


Рис. 1. Температурная зависимость χ_3 для модельного мультиферроика:
1 – $\kappa = 0$; 2 – $\kappa = 1 \cdot 10^4$; 3 – $\kappa = 3 \cdot 10^4$

Из графика $\chi_3(T)$ следует, что с возрастанием коэффициента электромагнитного взаимодействия k теоретический подход развитый для сегнетоэлектриков дает уменьшение коэффициента гармоник. Экспериментальные результаты, полученные в [2] свидетельствует о том, что для CuO , коэффициенты гармоник больше чем для классических сегнетоэлектриков с той же спонтанной поляризацией. В связи с чем, эквивалентная схема для мультиферроиков должна представляться не как конденсатор с потерями, а как колебательный контур с нелинейной емкостью и индуктивностью одновременно (рис. 2).

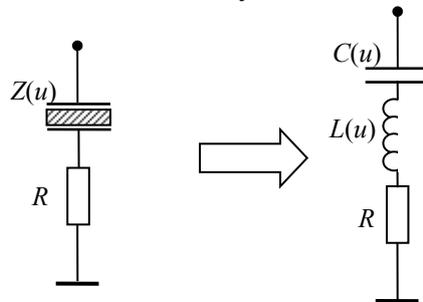


Рис. 2. Эквивалентная схема образца мультиферроика для переменного тока

Ток через образец для такой схемы будет определяться, как: $I = u / Z(u)$, а нелинейность будет характеризоваться производной тока по напряжению.

$$\frac{dI}{du} = \frac{d}{du} \left\{ u \left(R^2 + \left[\omega L(u) - \frac{1}{\omega C(u)} \right]^2 \right)^{-1/2} \right\} = \left(R^2 + \left[\omega L(u) - \frac{1}{\omega C(u)} \right]^2 \right)^{-1/2} +$$

$$+ u \left(R^2 + \left[\omega L(u) - \frac{1}{\omega C(u)} \right]^2 \right)^{-3/2} \left\{ \omega L(u) - \frac{1}{\omega C(u)} \right\} \left[\omega \left(\frac{dL(u)}{du} \right) + \frac{1}{\omega C^2(u)} \left(\frac{dC(u)}{du} \right) \right] \quad (9)$$

Предполагая, что активное сопротивление много меньше реактивного соотношение (13) можно переписать в виде:

$$\frac{dI}{du} \approx u \left(R^2 + \left[\omega L(u) - \frac{1}{\omega C(u)} \right]^2 \right)^{-1/2} \left[\omega \left(\frac{dL(u)}{du} \right) + \frac{1}{\omega C^2(u)} \left(\frac{dC(u)}{du} \right) \right] \quad (10)$$

Как следует из соотношения (14), в этом случае диэлектрическая и магнитная нелинейности будут складываться, а амплитуды генерируемых гармоник будет возрастать. Из соотношения (14) также следует, что амплитуды гармоник будут зависеть от соотношения индуктивного и емкостного сопротивления (т. е. от близости к резонансу).

Как показали теоретические исследования при генерации высших гармоник в мультиферроиках, особенно при конечной проводимости образца магнитную нелинейность следует учитывать отдельно. При этом амплитуды гармоник будут зависеть не только от нелинейностей ϵ и μ , (т.е. близости фазовых переходов) но и от соотношения индуктивного и емкостного сопротивлений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Милинский А. Ю., Шацкая Ю. А., Антонов А. А., Барышников С. В. Метод нелинейной диэлектрической спектроскопии для исследования сегнетоэлектриков в случае сильных полей // Известия Самарского научного центра РАН. – 2014 – Т 16. № 4. – С. 83-89.
2. Барышников С. В. Антонов А. А., Шацкая Ю. А., Исследование нелинейных диэлектрических свойств мультиферроика CuO // Известия Самарского научного центра РАН. – 2015 – Т 17. № 2. – С. 37-42.
3. S. V. Baryshnikov, E. V. Charnaya, A.Yu. Milinskii, A. A. Antonov, A. S. Bugaev. Phase transitions in the $(\text{BaTiO}_3)_x/(\text{BiFeO}_3)_{1-x}$ composite ceramics: Dielectric studies. Composites Part B: Engineering. – V. 80 – October 2015. – P. 15-19.
4. Гинзбург В. Л. Фазовые переходы в сегнетоэлектриках (несколько исторических замечаний) // УФН. – 2001. Т.171. №10. – С. 1091-1097.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ В НЕРАВНОВЕСНЫХ УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

Т. К. Барабаш, А. Г. Масловская

ФГБОУ ВО «Амурский государственный университет»
г. Благовещенск, E-mail: barabash-tatyana@mail.ru

Предложена модифицированная модель, позволяющая описать процесс формирования тока переключения сегнетоэлектрических кристаллов в режиме инжекции электронного зонда РЭМ. Модель основана на клинообразном фрактальном характере роста доменов и учитывает специфику формирования полей в необлученной части кристалла, индуцирующих переключение ориентированных против поля доменов. Установлены закономерности динамики изменения полярного состояния сегнетоэлектриков в режиме инжекции электронного пучка при вариации параметров моделирования, соответствующих различным условиям экспериментального наблюдения.

Анализ эффектов в сегнетоэлектрических материалах, возникающих в неравновесных условиях и влияющих на кинетику доменной структуры и переключение поляризации, представляет интерес, как с точки зрения фундаментальной науки, так и с точки зрения практических приложений. В последние годы в качестве теоретического базиса для модельного описания токов переключения поляризации в сегнетоэлектриках используют статистическую теорию кристаллизации Колмогорова-Аврами. Первоначально основные концепции данной теории были сформулированы для описания фазовых переходов в бесконечном объеме в предположении, что размеры зародышей новой фазы малы по сравнению с основным объемом образца, а количество таких зародышей достаточно велико и характеризуется случайным распределением в пространстве и времени [1]. Основные положения данной теории находили неоднократное применение для описания процессов роста кристаллов и явлений кристаллизации в металлических и аморфных системах. Одними из первых теорию Колмогорова-Аврами для процесса переключения поляризации в сегнетоэлектриках применили Fatuzzo, Ishibashi и Takagi [2-4]. В рамках описания процесса переключения сегнетоэлектриков ток переключения поляризации определяется изменением с течением времени отношения переключенного объема к полному объему образца. Модель Колмогорова-Аврами применяется для описания процесса переключения поляризации, как объемных кристаллов, так и тонких пленок. Следует отметить, что классическая модель часто требует модификации для теоретического обоснования наблюдаемых явлений и удовлетворительного описания динамики доменов.

Применение аналитических методик растровой электронной микроскопии (РЭМ) позволяет визуализировать потенциальный контраст, исследовать и модифицировать доменную структуру сегнетоэлектриков. В частности, использование повышенных ускоряющих напряжений (10-40 кВ) в режиме токов электронно-стимулированной поляризации (ТЭСП) [5] представляет методику одновременного наблюдения и регистрации процесса реориентации доменной структуры под действием электронного зонда. Ранее, в [6], сформулированы теоретические концепции, позволяющие описать процесс динамики доменной структуры и формирование токов переключения поляризации сегнетоэлектриков в режиме ТЭСП. Было показано, что подход, основанный на модификации модели Колмогорова-Аврами, обладает рядом недостатков применительно к решению задачи моделирования токов переключения поляризации в режиме инжекции. Метод, в силу введения эмпирической зависимости для переключенного объема, не учитывает специфику динамики доменной структуры, индуцированной электронным зондом,

также модель не включает управляющие параметры экспериментальных режимов РЭМ, что, в свою очередь, не приводит к удовлетворительному согласованию с формой регистрируемых токовых кривых. Поэтому на следующем этапе разработана модель, описывающая формирование тока переключения поляризации в режиме инжекции электронного пучка. Настоящая работа направлена на развитие теоретической модели, описывающей процесс переключения поляризации облученного электронами образца, а также на исследование динамических характеристик сегнетоэлектрика в зависимости от условий электронного зондирования на основе данных модельного эксперимента.

Модель динамики 180° доменной структуры и формирования тока переключения поляризации строится на следующих положениях [6-7]. Инжекция электронов в образец на глубину l приводит к накоплению зарядов в облученном слое с поверхностной плотностью σ , на верхнем и нижнем электродах – σ_1 и σ_2 соответственно. Это вызывает появление электрических полей E_1 и E_2 в облученной и необлученной частях кристалла. Поле E_2 способно инициировать переключение поляризации доменов, ориентированных «хвост-к-лучу», и, напротив, стабилизировать доменную структуру с ориентацией вектора P_s «голова-к-лучу» (рис. 1 а).

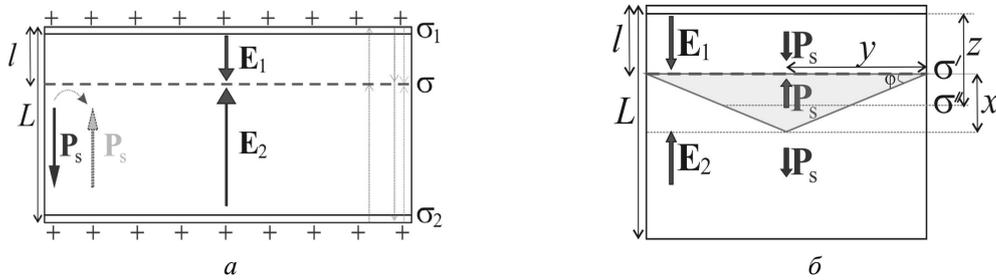


Рис. 1. Схема распределения зарядов и полей в образце – а; схема прорастания доменов – б

В модифицированной концепции модели Колмогорова-Аврами ток переключения поляризации определяется скоростью движения доменной стенки:

$$I(t) = \frac{2P_s S}{L} \cdot \frac{dx}{dt}, \quad v = v_\infty \exp(-\delta/E_2), \quad (1)$$

где L – толщина кристалла, м; v_∞ – максимальная скорость движения стенки при $E \rightarrow \infty$, м/с; δ – поле активации, В/м.

Принимая во внимание особенности переключения поляризации в режиме ТЭСР, в модель введен механизм клинообразного роста доменов: расширение области переключения осуществляется путем роста клиньев с фиксированной шириной основания $2y$ и меняющимся углом наклона доменной границы φ (рис. 1 б). Процесс переключения поляризации заканчивается при переходе серединой клина $z(t) = l + x(t)/2$ границы L . Для описания переключения как самоподобного процесса со степенной памятью использован оператор дробного дифференцирования по времени:

$$\frac{d^\alpha s}{dw^\alpha} = \exp\left(-\frac{\tau_2}{\tau_1 w + \frac{\tau_3}{2l}(1 + \cos^2 \varphi) \frac{Ls}{2}}\right), \quad s(w_0) = 0, \quad 0 \leq s(w) \leq 2(1 - l/L), \quad (2)$$

где $s = x/L$ – безразмерное расстояние; $w = t/\tau_1$ – безразмерное время; α – динамическая фрактальная размерность, $\alpha \in (0.5, 0.99)$; $\cos^2 \varphi = y^2/(x^2 + y^2)$; $\tau_1 = L/v_\infty$ – характерное время пробега толщины кристалла доменной стенкой со скоростью v_∞ ; $\tau_2 = (\delta \epsilon \epsilon_0 L)/(j l)$ – характерный параметр – «время» накопления заряда, создающего поле $E_2 = \delta$ при данной плотности тока j ; ϵ – диэлектрическая проницаемость образца; $\tau_3 = 2P_s/j$ – харак-

терный параметр – «время», в течение которого ток с плотностью j инициирует появление зарядов с поверхностной плотностью $\sigma = 2P_S$.

В уравнении (2) использовано выражение для поля в необлученной части кристалла E_2 , полученное с учетом влияния искривления профиля границы на поле, формируемое в области движущегося клина:

$$E_2(w) = \frac{j l \tau_1 w}{\varepsilon \varepsilon_0 L} + \frac{P_S}{\varepsilon \varepsilon_0 L} \cdot \frac{L s}{2} (1 + \cos^2 \varphi). \quad (3)$$

Выражение для вычисления поляризационного тока может быть записано в виде:

$$I(w) = \begin{cases} \frac{4 \cdot P_S \cdot d \cdot y}{\tau_1} \cdot \frac{d^\alpha s}{dw^\alpha}, & \text{при } 0 \leq s \leq 1 - \frac{l}{L}, \\ \frac{4 \cdot P_S \cdot d \cdot y}{s^2 \cdot \tau_1} \cdot L^2 \cdot \left[1 - \frac{k}{M} \right] \cdot \frac{d^\alpha s}{dw^\alpha}, & \text{при } 1 - \frac{l}{L} < s \leq 2 \left(1 - \frac{l}{L} \right), \end{cases} \quad (4)$$

где M – число дискретных интервалов, на которые разбивается основание клина y , $k = \overline{0, M}$.

Процесс переключения осуществляется путем прорастания n клиньев с одинаковой скоростью и шириной основания $2y/n$. Ток переключения представляет собой суперпозицию вкладов, которые дают отдельные области переключения. Предложена схема реализации модели (4). Процесс решения дробно-дифференциального уравнения строится с использованием численной аппроксимации производной по формуле Грюнвальда-Летникова:

$$s_{i+1} = \Gamma(1) \left[h^\alpha f(s_i, w_i) - \sum_{j=1}^{i+1} \Lambda_j^\alpha s_{i-j+1} \right], \quad \Lambda_j^\alpha = \frac{\Gamma(j-\alpha)}{\Gamma(-\alpha) \cdot \Gamma(j+1)}, \quad i = \overline{0, N}, \quad (5)$$

где $f(s, w)$ – правая часть дифференциального уравнения (2).

Таким образом, модель формирования тока переключения поляризации в режиме инжекции включает начальную задачу для дробно-дифференциального уравнения (2), выражение для вычисления поля (3), выражение для тока переключения (4), а также численную схему (5).

Для проведения вычислительного эксперимента требуется инициализировать набор параметров, соответствующих данным физического эксперимента: параметры зонда (ток инжекции и ускоряющее напряжение), геометрические размеры кристалла и облучаемой зоны, характерные времена τ_1, τ_2, τ_3 , определяющие процесс переключения, физические характеристики кристалла (значения спонтанной поляризации и диэлектрической проницаемости кристалла). Толщина слоя инжекции l определялась с помощью моделирования транспорта электронов методом Монте-Карло [8]. Моделирование проводилось по отношению к сегнетоэлектрическому кристаллу ТГС. Форма тока переключения (рис. 2 а) характеризуется наличием максимума, характерного для импульсной методики и повторяет особенности экспериментальных данных. От момента включения зонда до начала переключения поляризации проходит некоторое время t_{st} , необходимое для накопления в слое инжекции стартового заряда, создающего в необлученной части кристалла поле, равное коэрцитивному. После некоторой задержки, требуемой для накопления стартового заряда, ток характеризуется резким возрастанием, после чего следует фаза спада тока. Резкое увеличение поляризационного тока вызвано дрейфом доменной границы и соответствующим усилением поля. Завершение процесса переключения соответствует спаду тока переключения до нулевого уровня. Процесс переключения поляризации кристалла ТГС при облучении электронным лучом протекает в режиме не постоянного поля, а постоянного тока инжекции. В рассматриваемом диапазоне параметров модели значение поверхностной плотности инжектированных зарядов $\sigma = jt$ сравнимо со значением спонтанной поляризации $2P_S$, при этом поле в зоне инжекции достигает значений деполя-

ризирующего поля в монокристаллах ТГС ($\sim 10^8$ В/м при $\epsilon=50$), а поле в необлученной части кристалла превышает значение коэрцитивного поля.

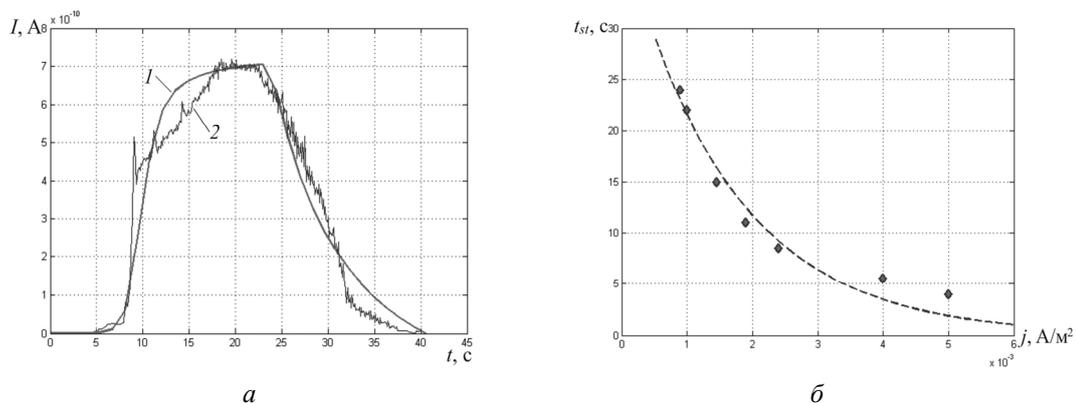


Рис. 2. Модельное представление тока переключения поляризации кристалла ТГС в режиме инжекции (1) в сравнении с данными эксперимента [2] (2) – а ($\tau_1=13.5$ с, $\tau_2=37$ с, $\tau_3=16.5$ с, $L=1$ мм, $l=3$ мкм, $S=0.25$ мм², $\alpha=0.7$); зависимость времени старта переключения поляризации от плотности тока инжекции – б

Зависимость времени старта процесса переключения поляризации t_{st} кристалла ТГС от значения плотности инжекционного тока j отвечает экспериментально наблюдаемым закономерностям процесса (рис. 2 б): t_{st} уменьшается экспоненциально при увеличении параметра j . Расчет нормированной на величину тока зонда I_{pr} зависимости уровня максимального значения поляризационного тока I_{max} от плотности тока инжекции j показал, что при значительном значении плотности инжекционного тока ($j > 0.8 \cdot 10^{-3}$ А/м²) поляризационный отклик кристалла способен превышать значение тока инжекции.

Для исследования кинетики накопления инжектированных зарядов рассмотрим зависимость времени старта процесса переключения поляризации от толщины слоя инжекции. Глубина залегания инжектированных зарядов l определяется величиной стартовой энергии электронного пучка (и, соответственно, значением энергии ускоряющих напряжений электронов). Для установления численных значений l при различных значениях ускоряющих напряжений U проведем моделирование геометрии области взаимодействия пучка с облученной мишенью методом Монте-Карло [8]. Результаты представлены в таблице 1. Принимая во внимание степенную связь между l и U : $q_{st}U^n = \text{const}$, можно исследовать кинетику накопления инжектированных зарядов, проводя расчет зависимости времени старта t_{st} процесса переключения поляризации от значений ускоряющих напряжений: $t_{st}U^n = \text{const}$ или $\lg(t_{st}) = -n \lg(U) + \text{const}$.

Таблица 1

Характеристики модельного представления области взаимодействия пучка с облученной мишенью

Значение ускоряющих напряжений U , кВ	Параметры аппроксимации
10	$y = 10 \cdot 10^{-6}$ м, $l = 1.4 \cdot 10^{-6}$ м
15	$y = 10 \cdot 10^{-6}$ м, $l = 3 \cdot 10^{-6}$ м
25	$y = 10 \cdot 10^{-6}$ м, $l = 7 \cdot 10^{-6}$ м
40	$y = 12 \cdot 10^{-6}$ м, $l = 16 \cdot 10^{-6}$ м

На рис. 3 представлена зависимость времени накопления стартового заряда от значений ускоряющего напряжения в двойном логарифмическом масштабе. Обработка данных позволяет оценить $n=1.7$, что находится в согласовании с оценками, приведенными в [5], [9].

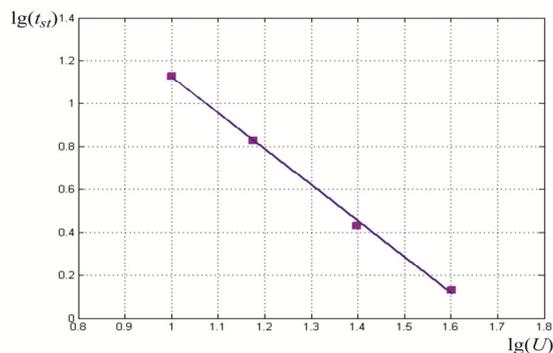


Рис. 3. Зависимость времени накопления стартового заряда t_{st} от значений ускоряющих напряжений U при постоянном токе зонда (в двойном логарифмическом масштабе)

Таким образом, предложенная модель адекватно описывает процесс переключения поляризации сегнетоэлектрических кристаллов в режиме ТЭСИ. В основу модели положены фундаментальные соотношения, позволяющие теоретически описать механизм перестройки доменной структуры в режиме инжекции электронного пучка, а также рассчитать основную динамическую характеристику процесса переключения – ток переключения. Реализованная модель позволяет исследовать динамические характеристики индуцированного электронным зондом процесса переключения поляризации в сегнетоэлектрических материалах, при вариации параметров моделирования, соответствующих различным условиям экспериментального наблюдения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Avrami M. Kinetics of phase change. I: general theory // J. Chem. Phys., 1939. – V. 7. – P. 1103-1112.
2. Fatuzzo E. Theoretical considerations on the switching transient in ferroelectrics // Physical Review, 1962. – V. 127. – P. 1999-2005.
3. Ishibashi Y. A Theory of polarization reversals in finite systems // Integrated Ferroelectrics, 1993. – V. 3. – P. 351-354.
4. Orihara H., Ishibashi Y. A Statistical theory of nucleation and growth in finite systems // J. Phys. Soc. Jpn., 1992. – V. 61. – P. 1919-1925.
5. Sogr A.A., Maslovskaya A.G., Kopylova I.B. Advanced modes of imaging of ferroelectric domains in the SEM // Ferroelectrics. – 2006. – V. 341. – P. 29-37.
6. Maslovskaya A.G., Barabash T.K. Dynamic simulation of polarization reversal processes in ferroelectric crystals under electron beam irradiation // Ferroelectrics, 2013. – V. 442. – P. 18-26.
7. Maslovskaya A.G., Barabash T., Veselova E. Polarization switching response and domain structure dynamics induced in ferroelectrics by incident electron beams // Solid State Phenomena, 2016. – V. 247. – P. 131-137.
8. Сивунов А. В., Масловская А. Г. Компьютерное моделирование методом Монте-Карло электронных траекторий в полярных диэлектриках при воздействии электронными пучками средних энергий // Вестник Саратовского государственного технического университета. – 2012. – № 2. – С. 53-58.
9. Филиппов М. Н. Количественный микрозондовый анализ фазово-неустойчивых объектов: автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. – М.: МИТХТ, 1992. – 48 с.

РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ В КОМПОЗИТАХ $(\text{BaTiO}_3)_x/(\text{CuO})_{1-x}$

С. В. Барышников, А. А. Антонов

ФГБОУ ВО «Благовещенский государственный педагогический университет»

г. Благовещенск, E-mail: svbar2003@list.ru

Исследованы электрические свойства композита $(\text{BaTiO}_3)_x/(\text{CuO})_{1-x}$ в температурном диапазоне 80 – 300 К. Показано, что при определенных размерах образцов и частных интервалах наблюдается резонанс, соответствующий условию равенства емкостной и индуктивной проводимостей. Данное явление может быть использовано для создания твердотельных фильтров.

В настоящее время проявляется значительный интерес к изучению мультиферроиков, в которых одновременно сосуществуют два типа упорядочения: ферромагнитное и сегнетоэлектрическое. Интерес к исследованию таких веществ связан с их возможным практическим применением, например, при разработке запоминающих устройств с множественными состояниями, в которых данные хранятся в виде электрической и магнитной поляризации [1-3]. Многие работы по мультиферроикам посвящены изучению классического магнитоэлектрического механизма, который обусловлен взаимодействием сегнетоэлектрического и магнитного параметров порядка [4, 5]. Кроме того, имеются публикации по исследованию механизма неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия [6], учет которого является важным при наличии магнитной неоднородности. Эти механизмы приводят к новым физическим эффектам в мультиферроиках, например, к возможности электрического управления магнитными доменными границами и др. [7-9].

В данной работе приводятся результаты исследования электрических свойств композита на основе мультиферроика CuO и сегнетоэлектрика BaTiO₃ в температурном диапазоне от 80 до 300 К.

Титанат бария имеет три фазовых перехода, которые относятся к переходам типа смещения. Выше точки Кюри (393 К) BaTiO₃ имеет кубическую кристаллическую структуру типа перовскита. Эта параэлектрическая модификация относится к пространственной группе Pm3m. При температуре 393 К скачком происходит искажение формы ячейки и возникает спонтанная поляризация, величина которой плавно нарастает от P_s = 18 мкКл/см² в точке Кюри до ~26 мкКл/см² при комнатной температуре. При понижении температуры ниже 278 К BaTiO₃ испытывает второй фазовый переход и кристалл переходит из тетрагональной симметрии класса P4mm в ромбическую. При дальнейшем охлаждении титанат бария испытывает еще один фазовый переход (~176 К), где симметрия кристаллической решетки меняется с ромбической на ромбоэдрическую [11].

Оксид меди является мультиферроиком II типа, где появление сегнетоэлектрического упорядочения является следствием существования магнитного упорядочения. Оксид меди имеет моноклинную кристаллическую структуру (пространственная группа C2/c). Каждый атом меди находится в центре симметрии и окружен четырьмя атомами кислорода, в результате чего формируется плоскость CuO₄. В интервале между T_{N1}=213 К и T_{N2}=230 К существует сегнетоэлектрическое состояние со спонтанной поляризацией P_s, направленной вдоль кристаллографической оси b [10]. Величина P_s, оцененная по различным методикам, составляет порядка 10⁻² мкКл/см², что сопоставимо с наиболее известными индуцированными мультиферроиками. Кроме этого CuO является полупроводником, ширина запрещенной зоны составляет E_g=1.45 эВ (при T=290 К).

Для получения композитов $(\text{BaTiO}_3)_x/(\text{CuO})_{1-x}$ (под x для композитов понимаются объемные доли) использовались порошки химически чистых BaTiO₃ и CuO, которые тщательно смешивались в определенных пропорциях и прессовались при давлении 6000-

7000 кг/см², после чего спекались при температуре 1250 °С. Образцы имели форму таблеток диаметром 12 мм и толщиной 1-2 мм. В качестве электродов использовалась индий-галлиевая эвтектика.

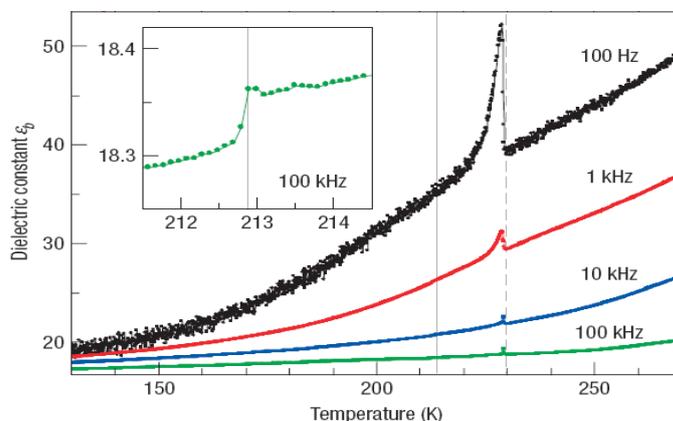


Рис. 1. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости для монокристалла CuO [10]

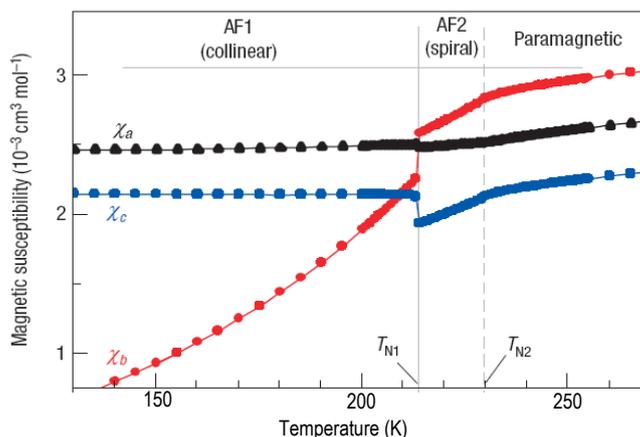


Рис. 2. Температурные зависимости магнитной восприимчивости χ для монокристалла CuO [10]

Для измерения электрических свойств применялся цифровой измеритель иммитанса E7-25 с частотным диапазоном от 25 Гц до 1 МГц. Измерения проводились в режиме непрерывного охлаждения и нагрева в диапазоне от 80 до 300 К со скоростью 1 К/мин. Амплитуда измерительного напряжения составляла 0.7 В. Для измерения температуры использовался медный термометр-сопротивление ($R = 100$ Ом), при этом точность определения температуры составляла около 0.1 К. Данные с измерителя иммитанса и термометра подавались на компьютер и обрабатывались в автоматическом режиме.

Как показали результаты по измерению диэлектрических свойств $(\text{BaTiO}_3)_x/(\text{CuO})_{1-x}$, абсолютное значение емкости при определенных температурах вблизи фазового перехода для CuO обращается в ноль. Эта точка с изменением частоты смещается по температуре (рис.3). Обращение емкости образца на основе мультиферроика CuO сегнетоэлектрика BaTiO₃ в ноль свидетельствует о том, что такой образец обладает емкостным и индуктивным сопротивлением. При определенных частотах измерительного поля и температуры образца сопротивления становятся равными и наблюдаются резонансные явления. На рис. 3 представлены температурные зависимости емкости этого же образца с учетом фазы и тангенса диэлектрических потерь на частоте 10 kHz.

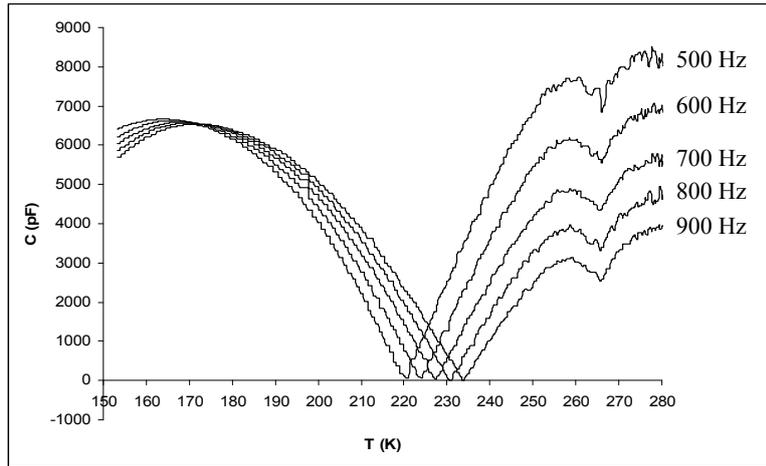


Рис. 3. Температурные зависимости емкости образца $(\text{BaTiO}_3)_{0.1}/(\text{CuO})_{0.9}$ на разных частотах

Как следует из графика $C(T)$ (рис. 4), в данном случае условие равенства емкостной и индуктивной составляющих выполняется дважды: в районе фазового перехода для CuO и фазового перехода BaTiO_3 . При этом в момент резонанса $\text{tg}\delta$ увеличивается на несколько порядков.

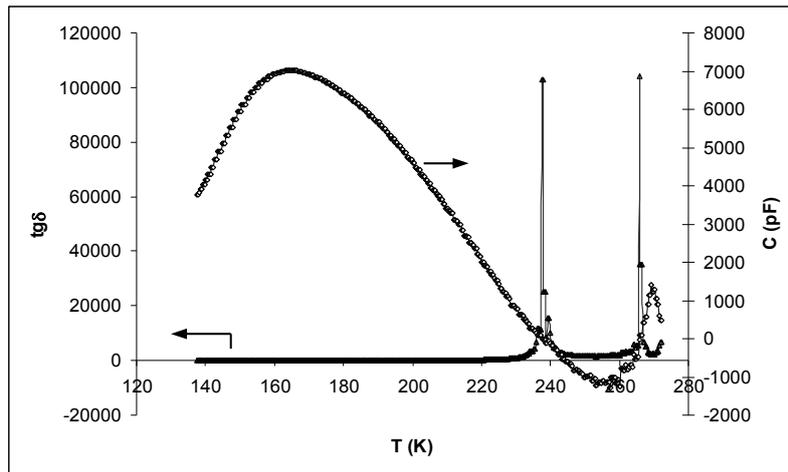


Рис. 4. Температурные зависимости емкости образца $(\text{BaTiO}_3)_{0.1}/(\text{CuO})_{0.9}$ и $\text{tg}\delta$ на частоте 10 kHz

Учитывая, что в момент резонанса импеданс достигает минимума, можно построить эквивалентную схему образца (рис. 4):

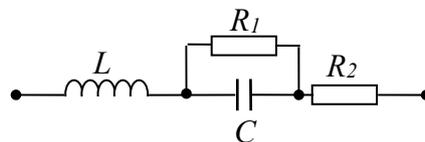


Рис. 5. Эквивалентная схема образца $(\text{BaTiO}_3)_{0.1}/(\text{CuO})_{0.9}$ для переменного тока

Таким образом, основные результаты исследования сводятся к следующему. Композиты на основе мультиферроиков и сегнетоэлектриков в зависимости от температуры могут менять тип проводимости с емкостной на индуктивный. Это позволяет использовать такие составы при изготовлении резонаторов или фильтров для твердотельной электроники.

ЛИТЕРАТУРА

1. Струков Б. А., Лебедев А. И. Физика сегнетоэлектриков: современный взгляд [под ред. К.М. Рабе, Ч. Г. Ана, Ж.-М. Трискона; пер. с англ.]. М.: Бинوم. Лаборатория знаний, 2011. 440 с.
2. Wang K. F., Liu J. M., Ren Z.F. Multiferroicity: the coupling between magnetic and polarization orders // *Adv. Phys.* – 2009. – V.58. – P.321-448.
3. Ma J., Hu J., Li Z., Nan C.-W. Recent progress in multiferroic magnetoelectric composites: from bulk to thin films // *Adv. Mater.* – 2011. – V.23. – P. 1062-1087.
4. Смоленский Г. А., Чупис И. Е. Сегнетомагнетики // *УФН.* – 1982. –Т.137. – №3. – С. 415-448.
5. Белоус А. Г., Вьюнов О. И. Мультиферроики: синтез, структура и свойства // *Укр. хим. журн.* – 2012. – Т.78. №7. – С. 41-70.
6. Звездин А.К., Пятаков А.П. Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие в мультиферроиках и вызванные им новые физические эффекты // *УФН.* – 2009.– Т.179.– С. 897–904.
7. Логгинов А. С., Мешков Г. А., Николаев А. В., Пятаков А. П. Магнитоэлектрическое управление доменными стенками в пленках феррит–гранатов // *Письма в ЖЭТФ.* – 2007. – Т.86. – С. 153-162.
8. Logginov A. S., Meshkov G. A., Nikolaev A. V., Nikolaeva E. P., Pyatakov A. P., Zvezdin A. K. Room temperature magnetoelectric control of micromagnetic structure in iron garnet films// *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – V.93. – P. 182510-182513.
9. Pyatakov A. P., Sechin D. A., Sergeev A. S., Nikolaev A. V., Nikolaeva E. P., Logginov A. S., Zvezdin A. K. Magnetically switched electric polarity of domain walls in iron garnet films // *EPL.* – 2011. –V.931. – P. 17001-17011.
10. Kimura T., Sekio Y., Nakamura H., Siegrist T., and Ramirez A. P. Cupric oxide as an induced-multiferroic with high- T_C // *Nature Mater.* – 2008. – V.7. – P. 291-293.
11. Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы /Перевод с английского под редакцией В. В. Леманова, Г. А. Смоленского – М.: Мир, 1981.– 736 с.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МУЛЬТИФЕРРОИКОВ
La_{0.875}Sr_{0.125}MnO₃ И La_{0.93}Sr_{0.07}MnO₃
ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

П. Ю. Ванина¹, А. А. Набережнов^{1,2}, В. И. Нижанковский³, Р. Ф. Мамин⁴

¹ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»

²ФГБУН «Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе», г. Санкт-Петербург

³International laboratory of high magnetic fields and low temperatures, Wroclaw

⁴ФГБУН «Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского» КазНЦ РАН
E-mail: p.yu.vanina@gmail.com

Получены температурные зависимости намагниченности $M(T)$ для монокристаллов $La_{0.875}Sr_{0.125}MnO_3$ (LSMO-0,125) и $La_{0.93}Sr_{0.07}MnO_3$ (LSMO-0,07). Определены температуры фазовых переходов, которые составили для LSMO-0,07 $T_C = 125,8$ (1,5) К, а для LSMO-0,125: $T_{C1} = 181,2$ (1,5) К и $T_{C2} = 157,6$ (1,5) К. Из зависимостей $M(T)$ определены значения магнитных моментов: $\mu_1 = 2,47(1)$ μ_B/Mn и $\mu_2 = 2,82(1)$ μ_B/Mn для LSMO-0,125 и LSMO-0,07 соответственно.

Кубический перовскит $LaMnO_3$ [1, 2] состоит из октаэдров MnO_3 , соединенных кислородными вершинами в куб с ионом La^{3+} в центре. Структура $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ (LSMO- x), согласно результатам, описанным в работе [3], имеет два типа искажений, из-за чего сильно отличается от кубической: 1) искажения, обусловленные несоответствием размеров катионов размерам соответствующего пространства; 2) искажения, обусловленные эффектом Яна-Теллера (ЯТ) [2, 4], который заключается в уменьшении энергии подобной вырожденной системы, благодаря понижению симметрии, снимающей вырождение с электронных уровней. Исследования свойств лантан-стронциевого манганита в зависимости от температуры авторами работы [5] обнаружили несколько магнитных и структурных переходов: появление антиферромагнитного и ферромагнитного упорядочения, структурные переходы между сильно- и слабо-искаженной орторомбическими фазами, переход в ромбоэдрическую фазу, а также переход в состояние поляронного упорядочения [6] (когда один из двух чередующихся атомных слоев плоскости (001) содержит только ионы Mn^{3+} , а другой – оба типа ионов).

Данные о структурных переходах в соединениях LSMO- x сильно различаются. К примеру, согласно результатам, представленными в работах [5, 7, 8] в соединении LSMO-0,125 высокотемпературный структурный переход происходит при $T = 270$ К из одной орторомбической структуры в другую с появлением кооперативных ЯТ-искажений, а при дальнейшем понижении температуры при $T = 150$ К происходит обратный переход (с подавлением данных искажений). В то же время из результатов работ [6, 9, 10] следует, что первый переход происходит из орторомбической фазы ($Pbnm$) в моноклинную ($P2_1/c$); а второй – из моноклинной в триклинную ($P1$) [11].

Целью данной работы было получение информации о величинах магнитных моментов, роде фазовых переходов и их температурах для составов LSMO-0,07 и LSMO-0,125. Нами были исследованы монокристаллические образцы весом 121,95 мг – LSMO-0,125 и 152,8 мг – LSMO-0,07 соответственно. Эксперимент проводился на вибрационном магнетометре в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Вроцлав, Польша). На рис. 1а представлена зависимость намагниченности образца состава LSMO-0,07 от температуры. Стоит отметить изменение хода кривой около 130 К, что по данным фазовой диаграммы в работе [5], соответствует температуре магнитного фазового перехода из парамагнитной фазы в неколлинеарную с появлением спонтанной и остаточной

намагниченности, что, согласно этой же работе [5], свидетельствует о слабоферромагнитности низкотемпературной фазы. Для более точного определения температуры фазового перехода зависимость была аппроксимирована различными функциями в низкотемпературной и высокотемпературной областях: парамагнитная фаза аппроксимировалась прямой, а низкотемпературная – функцией $(T_C - T)^\beta$ (*), где β – критический индекс, значение которого из аппроксимации $\beta = 0,280 \pm 0,0084$. Точка пересечения, принятая за температуру фазового перехода составила $T = 125,8$ (1,5) К, которая с точностью 0,5 К совпадает со значением, полученным из аппроксимации.

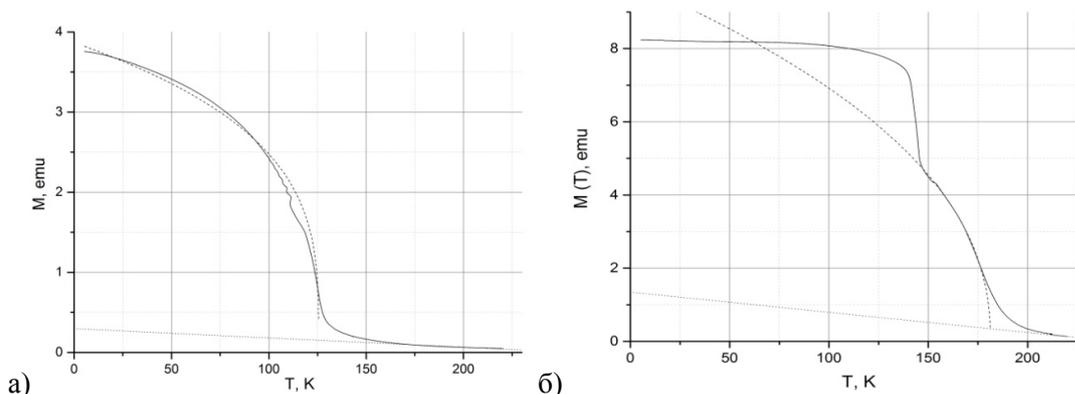


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности для образцов состава LSMO-0.07 (а) и LSMO-0.125 (б) при охлаждении. Пунктирные и точечные линии соответствуют аппроксимациям зависимостей

На рис. 1а представлена зависимость намагниченности образца состава LSMO-0.07 от температуры. Стоит отметить изменение хода кривой около 130 К, что по данным фазовой диаграммы в работе [5], соответствует температуре магнитного фазового перехода из парамагнитной фазы в неколлинеарную с появлением спонтанной и остаточной намагниченности, что, согласно этой же работе [5], свидетельствует о слабоферромагнитности низкотемпературной фазы. Для более точного определения температуры фазового перехода зависимость была аппроксимирована различными функциями в низкотемпературной и высокотемпературной областях: парамагнитная фаза аппроксимировалась прямой, а низкотемпературная – функцией $(T_C - T)^\beta$ (*), где β – критический индекс, значение которого из аппроксимации $\beta = 0,280 \pm 0,0084$. Точка пересечения, принятая за температуру фазового перехода составила $T = 125,8$ (1,5) К, которая с точностью 0,5 К совпадает со значением, полученным из аппроксимации.

На рис. 1б изображена зависимость намагниченности от температуры для состава LSMO-0.125. На представленной зависимости наблюдаются два фазовых перехода. Для определения температур фазового перехода кривая аппроксимировалась аналогичным образом, однако низкотемпературная фаза разделена на две: аппроксимация первой (до T_1) – ступенчатая функция, характерная для ФП первого рода, вторая – указанной выше функцией (*). Величина критического индекса $\beta = 0,440 \pm 0,0132$.

Первый фазовый переход из них ($T_1 = 181,2$ (1,5) К) согласуется с примерными значениями, полученными в работе [5] и согласно которым соответствует температуре Кюри.

Второй ($T_2 = 157,6$ (1,5) К) соответствует переходу в так называемую поляронную или фазу поляронного упорядочения [5, 6]. Для оценки величин магнитных моментов обоих составов использовалась следующая формула:

$$\frac{1}{M} = \frac{k_B T}{N \mu^2 B},$$

где μ – магнитный момент, M – намагниченность, B – прикладываемое магнитное поле в эрстедах, k_B – постоянная Больцмана, N – количество магнитных атомов в единице объема.

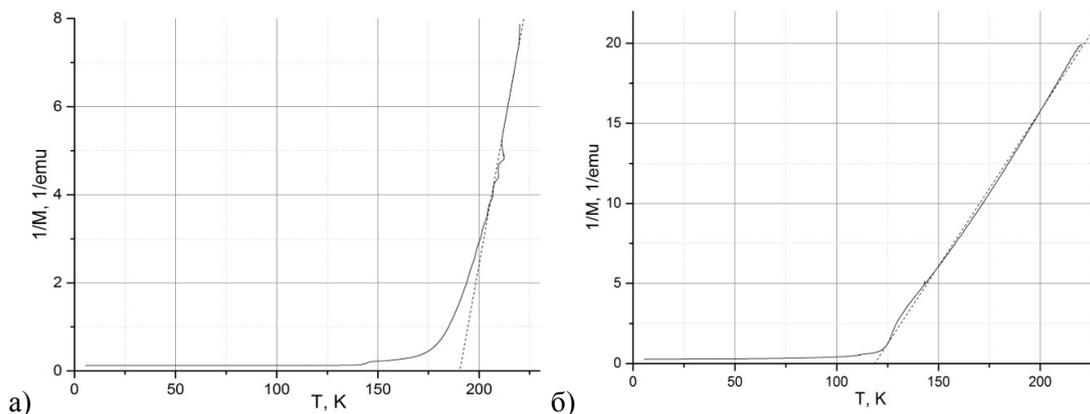


Рис. 2. Температурная зависимость обратной намагниченности для образцов LSMO-0.0125 (а) и LSMO-0,07 (б). Пунктирные линии соответствуют аппроксимациям зависимостей

Таким образом, оценочные значения магнитных моментов для обоих соединений: $\mu_1 = 2,47(1) \mu_B/\text{Mn}$ и $\mu_2 = 2,82(1) \mu_B/\text{Mn}$, для LSMO-0,125 и LSMO-0,07 соответственно. Для сравнения с результатами, полученными авторами работы [12], для соединения $\text{La}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{Mn}_{0,91}\text{Fe}_{0,09}\text{O}_3$ магнитный момент при температуре $T_{FM} = 1,5$ К составил $\mu = 3,27(3) \mu_B/\text{Mn}$. Полученная информация поможет прояснить микроскопические механизмы процессов, происходящих при приближении к фазовым переходам, а также процессов, определяющих чрезвычайно высокие значения диэлектрической проницаемости, колоссальное магнитосопротивление и магнитоёмкостной эффект. Полученные результаты имеют фундаментальное значение: построение адекватных теоретических моделей, описывающих процессы, происходящие в мультиферроиках с колоссальным магнитосопротивлением, диэлектрической проницаемостью и магнитоёмкостным эффектом; а также практическое применение: понимание указанных процессов даст возможность управлять данными свойствами, что открывает еще большие возможности применения LSMO, не считая применений в качестве материала для топливных ячеек, катализаторов химических процессов, магнитных датчиков, устройств магнитной записи и др.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wollan E. O., Koehler W. C. Neutron Diffraction Study of the Magnetic Properties of the Series of Perovskite-Type Compounds $[(1-x)\text{La}, x\text{Ca}]\text{MnO}_3$ // *Physical Review*. 1955. Vol. 100. Pp. 545.
2. Фесенко Е.Г. Семейство перовскита и сегнетоэлектричество // М.: Атомиздат. 1972. 248 с.
3. Нагаев Э. Л. Манганиты лантана и другие магнитные проводники с гигантским магнитным сопротивлением // *Успехи физических наук*. 1996. Т. 166. № 8. С. 833-858.
4. Кугель К. И., Хомский Д. И. Эффект Яна — Теллера и магнетизм: соединения переходных металлов // *УФН*. 1982. Т.136. С. 621-664.
5. Мухин А. А., Иванов В.Ю., Травкин В.Д. и др. Магнитные и структурные переходы в $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$: фазовая $T-x$ диаграмма // *Письма в ЖЭТФ*. 1998. Т. 68. Вып. 4. С. 331-336.
6. Yamada Y., Himo O., Nohdo S. et al. Polaron Ordering in Low-Doping $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ // *Phys. Rev. Letters*. 1996. Vol. 77. No. 5. Pp. 904.
7. Kawano H., Kajimoto R., Kubota M. et al. Ferromagnetism-induced reentrant structural transition and phase diagram of the lightly doped insulator $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x \leq 0.17$) // *Physical Review B*. 1996. Vol. 53. Issue. 22. Pp. R14709.
8. Nojiri H., Keneko K., Motokawa M. et al. Two ferromagnetic phases in $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x \sim 1/8$) // *Physical Review B*. 1999. Vol. 60. Issue. 6. Pp. 4142.
9. Geck J., Wochner P., Bruns D. et al. Rearrangement of the orbital-ordered state at the metal insulator transition $\text{La}_{7/8}\text{Sr}_{1/8}\text{MnO}_3$ // *Physical Review B*. 2004. Vol. 69. Pp. 104413.
10. Cox D. E., Iglesias T., Moshopoulou E. Vertical boundary at $x \approx 0.11$ in the structural phase diagram of the $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ system ($0.08 \leq x \leq 0.125$) // *Physical Review B*. 2001. Vol. 64. Pp. 024431.
11. Богданова Х. Г., Булатов А. Р., Голенищев-Кутузов В. А. и др. Высокочастотные ультразвуковые исследования структурного фазового перехода в монокристалле $\text{La}_{0,875}\text{Sr}_{0,125}\text{MnO}_3$ // *Физика твердого тела*. 2007. Т. 49. Вып.3. С. 496-498.

К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НАНОСТРУКТУР ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

Н. Г. Галкин¹, Д. Т. Ян²

¹ ФГБУН «Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН», г. Владивосток

² ФГБОУ ВО «Дальневосточный государственный университет путей сообщения»
г. Хабаровск, E-mail: dmitry_yan@mail.ru

Обнаружено сильное нелинейное возрастание фотолюминесценции под действием лазерного возбуждения при комнатной температуре в пористом кремнии, полученном в результате анодного окисления. Показано, что максимальная интенсивность фотолюминесценции соответствует образцам анодно окисленного пористого кремния со средней степенью окисления. Установлено, что лазерное возбуждение приводит к росту интенсивности колебательных мод в конфигурациях O_3-SiH , $Si-O-Si$ и $Si-O-H$ по отношению к интенсивности мод $Si-H_n$ в инфракрасных спектрах поглощения. Экспериментально подтверждено, что структура окисла на поверхности кремниевых кристаллитов, а также структура интерфейса Si/SiO_2 вносят большой вклад в процесс фотолюминесценции.

Введение. Несмотря на интенсивное изучение фотолюминесценции (ФЛ) на поверхности пористого кремния (ПК) в видимой области спектра [1], механизм этого явления до конца не ясен. К настоящему времени существуют две основные теории: квантового ограничения и силоксена. Известно, что в результате анодного травления при малых плотностях тока (менее 20 mA/cm^2) на поверхности кристаллического кремния образуется массив кремниевых кристаллитов с размерами менее 10 нм – нанокристаллитов, разделенных порами [2–6]. В полученном материале могут наблюдаться размерное квантование и увеличение ширины запрещенной зоны полупроводника. Образующийся материал представляет собой структуру, отличную от подложки, имеет собственные электрические и оптические характеристики и проявляет ФЛ в видимом диапазоне. В результате анодного окисления ПК происходит рост интенсивности и наблюдается сдвиг максимума ФЛ. Этот сдвиг, согласно теории квантового ограничения, связан с уменьшением размеров кристаллитов. Таким образом, с фундаментальной точки зрения, теория квантового ограничения на квантовых нитях правильно описывает природу коротковолнового сдвига ФЛ ПК [7]. В соответствии с другой теорией, получившей название теории силоксена [8], явление сильной ФЛ ПК обусловлено химической модификацией поверхности ПК и не зависит от размеров кристаллитов. На поверхности кристаллического кремния всегда присутствуют водородные связи Si–H, которые легко замещаются на более устойчивые связи Si–O в результате анодного окисления. В зависимости от параметров процесса (длительность, плотность тока) на поверхности образуются соединения нестехиометрического состава SiO_xH_y , получившие название силоксен. Численное соотношение между коэффициентами x и y зависит от параметров анодного травления и является определяющим фактором, влияющим на интенсивность ФЛ ПК [9–11].

Существует также так называемая улучшенная (*smart*) квантовая модель [12]. Причиной видимой ФЛ в ней, как и в квантовой модели, является увеличение ширины запрещенной зоны в малых частицах кремния, но адсорбированные на поверхности ПК тоже играют в ней важную роль. Именно адсорбированные водорода, кислорода, водородсодержащих соединений, которые осаждаются на поверхности ПК в результате электрохимического травления или после дополнительной обработки, пассивируют поверхность ПК и тем самым увеличивают вероятность излучательной рекомбинации. Результаты проведенного экспериментального исследования обсуждаются в рамках этой модели.

Образцы слоев пористого кремния были получены путем анодного травления пластин кристаллического кремния, легированного бором, с удельным сопротивлением 10 Ом·см и кристаллографической ориентацией подложки (100) [8]. Для получения омического контакта кремниевой пластины с электродом на тыльную сторону пластины был нанесен слой алюминия при температуре 450 °С. Процесс анодного травления проводился в спиртовом растворе плавиковой кислоты с равным соотношением реагентов. Плотность тока в течение процесса составляла 10 мА/см², процесс протекал в течение 6 мин. После окончания анодного травления образцы ПК промывались в деионизованной воде. Затем их подвергали анодному окислению в спиртовом 3,6 М растворе соляной кислоты при плотности тока $j = 2,5$ мА/см². Продолжительность анодного окисления была различной для всех образцов ПК. Были приготовлены образцы анодно-окисленного пористого кремния (АОПК) со следующими значениями поверхностных потенциалов: 0,9, 1,1, 1,2, 1,3 и 1,5 В. Номера образцов, соответственно, 1, 2, 3, 4 и 5. При значениях поверхностного потенциала, больших $U = 1,5$ В, происходит быстрый рост сопротивления слоя АОПК, что соответствует значительному увеличению отношения числа связей Si–O/Si–H на поверхности [9]. Образцы слоев АОПК с поверхностным потенциалом выше 1,5 В не исследовались. Спектры ФЛ измерялись при комнатной температуре с помощью монохроматора МДР-23 и фотоумножителя ФЭУ-62. В качестве источника возбуждения был использован Ag⁺-лазер ($\lambda = 488$ нм) с интенсивностью излучения 1 Вт/см². Все полученные спектры ФЛ корректировались с учетом аппаратной функции установки. Спектры инфракрасного (ИК) поглощения были получены при комнатной температуре в диапазоне 450–4000 см⁻¹ на ИК спектрометре Фурье Bruker IFS-113v с разрешением 8 см⁻¹ и усреднением по 600 сканам. Перед регистрацией ИК спектров слой Al с тыльной стороны пластины был удален.

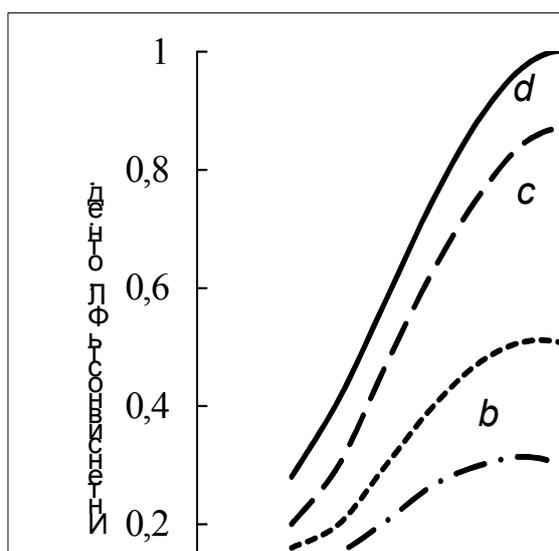


Рис. 1. Спектры ФЛ свежеприготовленных слоев АОПК при различной продолжительности лазерного возбуждения: а) 3 мин.; б) 8 мин.; в) 23 мин.; д) после хранения на воздухе в течение 1 месяца

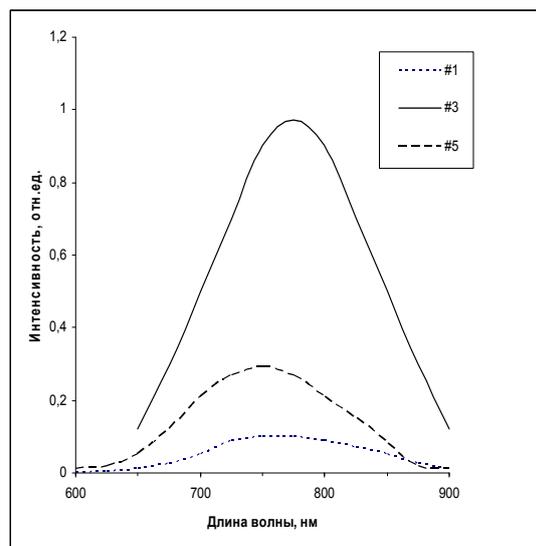


Рис. 2. Спектры ФЛ свежеприготовленных слоев АОПК для образцов с различной степенью окисления после 20 мин. лазерного возбуждения. Номера кривых соответствуют номерам образцов

Результаты и обсуждение. Параметры анодного травления выбирались таким образом, чтобы получить слои ПК с пористостью 50–60%. Необходимо отметить, что на свежеприготовленных слоях ПК видимая ФЛ не наблюдалась. В отличие от слоев ПК слои АОПК проявляли значительную ФЛ в диапазоне длин волн $\lambda = 720$ –755 нм. На рис.

1 показан рост ФЛ слоев АОПК под действием лазерного облучения. Измерение спектров ФЛ проводилось на воздухе в одной и той же точке образца 3 при различной продолжительности лазерной экспозиции. Как видно из рисунка, наблюдается последовательный рост интенсивности ФЛ под действием лазерного возбуждения, сопровождающийся сужением формы спектров. Это осложняет определение максимумов спектров и их ширины. На рис. 2 показаны спектры ФЛ четырех образцов АОПК с различной степенью окисления после 20 мин лазерного возбуждения. Интенсивность ФЛ для образца 1 в максимуме достигает 0,1 отн. ед. Максимальная интенсивность (1,0 отн. ед.) наблюдается для образца 3 и уменьшается для образца 5. Максимумы интенсивности спектров ФЛ демонстрируют монотонный сдвиг с 755 (образец 1) до 720 нм (образец 5). Максимальная интенсивность ФЛ наблюдается у образца 3 с промежуточной степенью окисления, поверхность которого покрыта оксидом нестехиометрического состава, который играет важную роль в процессе излучательной рекомбинации. Структура поверхностных связей и их влияние на излучательные свойства слоев ПК исследовалась методом ИК спектроскопии. Характеристические частоты колебательных групп, обуславливающих вклад в поглощение исследуемых структур, определялись с учетом их ближайшего окружения.

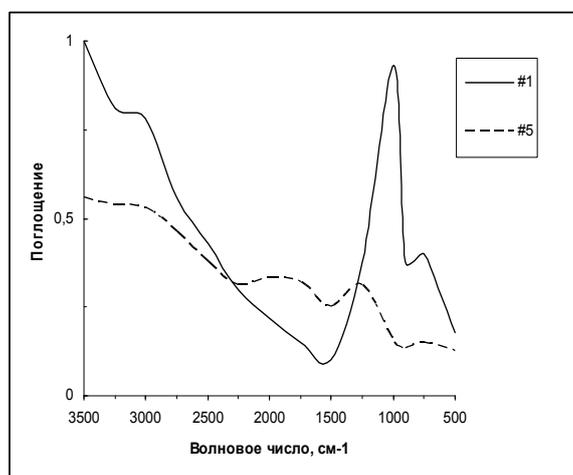


Рис. 3. Спектры ИК поглощения образцов 1 и 5. Номера кривых соответствуют номерам образцов

На рис. 3 приведены спектры ИК поглощения для образцов 1 и 5, имеющих минимальную и максимальную продолжительности анодного окисления. Представленные спектры поглощения рассчитаны из спектров пропускания в соответствии с соотношением $A = -\lg(T/T_0)$, где T – пропускание слоя АОПК, T_0 – пропускания пластины кристаллического кремния. Для удобства сравнения шкала спектра образца 1 увеличена в 3 раза. Увеличение поглощения для связи Si–O–Si в области 1100 см^{-1} указывает на то, что в процессе хранения происходит окисление кремниевых кристаллитов. При окислении слоев ПК происходит изменение соотношения между количеством поверхностных связей Si–H, Si–O–H и Si–O–Si. Необходимо отметить, что точная идентификация полосы поглощения слоя АОПК представляет определенную трудность. Это связано с тем, что рассматриваемая полоса содержит вклады нескольких колебаний, каждое из которых характеризуется собственной частотой и амплитудой [1]. Для точной идентификации необходимо также учитывать напряжения в слоях АОПК [2, 3]. В результате влияния этих факторов частоты колебаний, исследуемых связей в слоях АОПК имеют более высокие значения по сравнению с соответствующими частотами ПК. Анализ спектров показывает, что большинство характеристических колебаний регистрируются для всех 5 исследуемых образцов. С ростом степени окисления поверхности наблюдается увеличение интенсивности

ности полос поглощения связей, содержащих кислород. Наибольший рост поглощения наблюдается для колебаний Si-O-Si (1100 см^{-1} и 1190 см^{-1}), соответствующих продольным колебаниям. Расщепление полосы, вероятно, связано с образованием силоксена и его производных и с 2 типами связи, которые существуют в Si-O-Si [13]. Кислород на поверхности может входить в состав субокислов и поверхностных преципитатов. Колебания групп атомов, содержащих Si-H связи $\text{Si}_3\text{-SiH}$, $\text{Si}_2\text{H-SiH}$, $\text{Si}_2\text{O-SiH}$, $\text{SiO}_2\text{-SiH}$ и $\text{O}_3\text{-SiH}$, где первые 3 атома обозначают трех ближайших соседей Si или Si-H-группы, соответствует спектральный диапазон 2075–2300 см. В свежеприготовленных слоях АОПК наблюдается широкая линия поглощения в диапазоне $3100\text{--}3800\text{ см}^{-1}$. Эта полоса является суперпозицией двух полос, соответствующих колебаниям O-H в H_2O и Si-OH на поверхности АОПК.

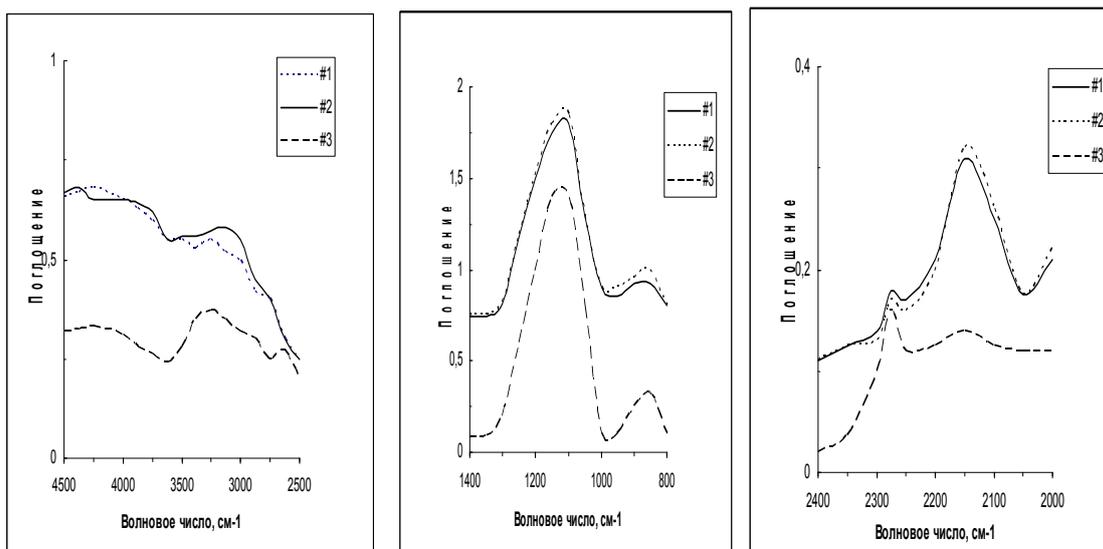


Рис. 4. Спектры ИК-поглощения образца 5 в различных диапазонах волновых чисел: а – $2000 - 4500\text{ см}^{-1}$; б – $2000 - 2400\text{ см}^{-1}$; в – $800 - 1400\text{ см}^{-1}$. Кривая 1 соответствует спектру поглощения образца пористого кремния без лазерного облучения; кривая 2 – после 10-минутного лазерного облучения; кривая 3 – после хранения на воздухе в течение 1 месяца

На рис. 4 показаны ИК спектры, записанные до и после 10 мин лазерного облучения и после хранения на воздухе в течение 1 месяца. В результате лазерного возбуждения наблюдается рост поглощения линий, соответствующих продольным колебаниям Si-OH (спектры 1 и 2 на рис. 6а). Интенсивность поглощения этих колебаний растет при хранении образцов на воздухе. Интенсивность продольных колебаний $\text{Si}_3\text{-SiH}$ (2135 см^{-1}) и $\text{Si}_2\text{H-SiH}$ (2095 см^{-1}) уменьшается, а интенсивность продольных колебаний $\text{O}_3\text{-SiH}$ (2257 см^{-1}) растет (спектры 1 и 2 на рис. 6б). Сильное перекрытие линий, соответствующих колебаниям связей $\text{SiO}_2\text{-SiH}$ (2200 см^{-1}) и $\text{Si}_2\text{O-SiH}$ (2155 см^{-1}), затрудняет обнаружение возможных изменений их интенсивности после лазерного возбуждения. В результате хранения образцов АОПК в течение 1 месяца колебания связей $\text{Si}_3\text{-SiH}$ и $\text{Si}_2\text{H-SiH}$ полностью исчезают. Это доказывает, что происходит замещение нестойких связей Si-H на более стабильные связи Si-O-Si. Интенсивность поглощения связей Si-O-Si (1100 и 1190 см^{-1}), Si-OH (934 см^{-1}) и $\text{O}_3\text{-SiH}$ (884 см^{-1}) (спектры 1 и 2 на рис. 6в) также возрастает при лазерном возбуждении. Необходимо отметить, что поглощение, соответствующее этим колебаниям, значительно увеличивается в результате хранения на воздухе. Полосы поглощения, соответствующие колебаниям Si-H₂ (907 см^{-1}), полностью исчезают. Сравнение спектров фотолюминесценции и ИК-поглощения позволяет сделать вывод о том, что сильный рост ФЛ слоев АОПК обусловлен фотостимулированной перестройкой структуры соединений на поверхности АОПК и на интерфейсе SiO_2 -кристаллит. Это вызывает

изменения в процессах рекомбинации кислородсодержащих соединений и дефектов на поверхности, а также процессы рекомбинации, связанные с электронной структурой кристаллитов АОПК и электронных состояний интерфейса SiO₂- кристаллит.

ЛИТЕРАТУРА

1. Canham L. T. Visible photoluminescence of porous Si // *Appl. Phys. Lett.* 1990. V. 57. P. 1046–1049.
2. Uhlir A. Formation of porous silicon // *Bell Syst. Tech.* 1956. V. 35. P. 333–336.
3. Theib W. Optical properties of porous silicon // *Surf. Sci. Rep.* 1997. V. 29. № 5. P. 92–192.
4. Cantin J. L., Schoisswohl M., Grosman A., Lebib S., Ortega C., Von Bardeleben H.J., Jalsovszky G., Erostyak J. Anodic oxidation of p- and p+-type porous silicon // *Thin Solid Films.* 1996. V. 276. № 3. P. 76–79.
5. Belmont O., Faivre C., Bellt D., Brechet Y. About the origin and the mechanisms involved in the cracking of highly porous silicon layers under capillary stresses // *Thin Solid Films.* 1996. V. 276. № 3. P. 219–222.
6. Горячев Д. Н., Беляков Л. В., Сресели О. М. О механизме образования пористого кремния // *Физ. и техн. полупроводн.* 2000. Т. 34. В. 5. С. 1130–1134.
7. Sawada S., Hamada N., Ookubo N. Mechanism of visible photoluminescence of porous silicon // *Phys. Rev. B.* 1994. V. 49. № 8. P. 5236–5245.
8. Dimova-Malinovska D., Sendova-Vasileva K., Marinova, T., Krastev V., Kamenova M., Tzenov N. Correlation between the photoluminescence and chemical bonding in porous silicon // *Thin Solid Films.* 1996. V. 276. P. 290–292.
9. Petrova-Koch V., Muschik T. The relation between the visible and the infrared luminescence bands in porous silicon // *Thin Solid Films.* 1995. V. 255. № 5. P. 246–249.
10. Кашкаров П. К., Константинова Е.А., Петрова С.А., Тимошенко В.Ю., Юнович А.Э. К вопросу о температурной зависимости фотолуминесценции пористого кремния // *Физ. и техн. полупроводн.* 1997. Т. 31. В. 6. С. 745–748.
11. Лисаченко М. Г., Константинова Е. А., Тимошенко В. Ю., Кашкаров П. К. Особенности рекомбинации неравновесных носителей заряда в образцах пористого кремния с различной морфологией наноструктур // *Физ. и техн. полупроводн.* 2002. Т. 36. В. 3. С. 334–348.
12. M. Koch. *MRS Symp. Proc.* 298, 319 (1993).
13. Образцов А. Н., Тимошенко В. Ю., Окуши Х., Ватанабе Х. Сравнительное исследование оптических свойств пористого кремния и оксидов SiO и SiO₂. // *Физ. и техн. полупроводн.* 1999. Т. 33. С. 322–326.
14. Cruz M., Beltran M. R., Wang C., Taguena-Martinez J. Quasi-confinement, localization and optical properties of porous silicon // *Thin Solid Films.* 1997. V. 297. № 1–2. P. 261–264.
15. Delerue C., Allan G., Lannoo M. Optical band gap of Si nanoclusters // *J. Lum.* 1999. V. 80. № 1–4. P. 65–71.
16. Deák P., Hajnal Z., Miró J. Recombination with larger than bandgap energy at centres on the surface of silicon microstructures // *Thin Solid Films.* 1996. V. 276. № 1–2. P. 290–292.
17. Amato G., Boarino L., Brunetto N., Rossi A.M., Parisini A. Investigation of the non-radiative processes in porous silicon // *Thin Solid Films.* 1996. V. 276. № 1–2. P. 51–54.
18. Peter L., Riley D., Wielgosz R., Snow P., Penty R., White I., Meulenkaamp E. Mechanisms of luminescence tuning and quenching in porous silicon // *Thin Solid Films.* 1996. V. 276. № 1–2. P. 123–129.
19. Горячев Д. Н., Беляков Л. В., Сресели О. М. О механизме образования пористого кремния // *Физ. и техн. полупроводн.*, 2000. Т. 34, вып.5. С. 1130–1134.
20. Беляков Л. В., Вайнштейн Ю. С., Горячев Д. Н., Сресели О. М. Решающая роль синглетной формы кислорода в формировании фотолуминесценции пористого кремния // *Физ. и техн. полупроводн.*, 2009. Т. 43, вып.10. С. 13870–1390.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КОМПОЗИТА $(\text{NH}_4\text{HSO}_4)_x/(\text{PbTiO}_3)_{1-x}$

О. В. Ефимова, И. А. Голубева, Е. В. Стукова

ФГБОУ ВО «Амурский государственный университет»
г. Благовещенск, E-mail: xefimova@gmail.com

Проведены исследования диэлектрических свойств сегнетоэлектрического композита $(\text{NH}_4\text{HSO}_4)_x/(\text{PbTiO}_3)_{1-x}$ с объемными долями включений $x = 0,10; 0,20; 0,30; 0,40; 0,50$. Измерения диэлектрической проницаемости проводились в режиме нагрев-охлаждение в температурном интервале от 130 К до 380 К со скоростью 1 град/мин в диапазоне частот от 0,1 Гц до 10 МГц. Установлено, что температурный интервал существования сегнетофазы гидросульфата аммония в композите увеличивается на ≈ 5 градусов по сравнению с чистым поликристаллическим NH_4HSO_4 . Выявлено, что для образцов композита при нагреве и охлаждении наблюдается значительная низкочастотная дисперсия.

Сегнетоэлектрические композиты обладают нелинейными диэлектрическими свойствами, зависящими от внешних условий. Состав композита и размеры частиц компонент оказывают существенное влияние на эти свойства, что позволяет получать материалы с управляемыми свойствами. В настоящее время такие композитные материалы находят широкое применение в микроэлектронике, приборостроении и космическом материаловедении. Области применения сегнетоэлектриков обусловлены особенностями их физических свойств. Например, сегнетоэлектрики, обладающие высокой диэлектрической проницаемостью, используются для создания конденсаторных элементов запоминающих устройств. Сегнетоэлектрические материалы, величина диэлектрической проницаемости которых изменяется под действием электрического поля, нашли применение в электронно-перестраиваемых устройствах СВЧ – диапазона. В приборостроении в качестве активных элементов измерительных, сигнальных и защитных устройств используются терморезисторы с аномально высоким положительным коэффициентом сопротивления [1]. Помимо этого некоторые сегнетоэлектрические материалы обладают высокой радиационной стойкостью, что позволяет их использовать в качестве покрытий космических летательных аппаратов. Такие покрытия, с включением частиц сегнетоэлектрических материалов, способны создавать внешнюю защиту космического аппарата во время полета от избыточного электрического заряда [2].

Диэлектрические свойства сегнетоэлектрических композитов можно изменять, варьируя объемную долю частиц включений в матрице композита, обладающих близкими или значительно отличающимися значениями спонтанной поляризации, диэлектрической проницаемости. Например, в работах [3, 4] показано, что с увеличением объемной доли частиц включений в композитах $(\text{KNO}_3)_{1-x}/(\text{BaTiO}_3)_x$ и $(\text{KNO}_3)_{1-x}/(\text{PbTiO}_3)_x$ температурный интервал существования сегнетофазы нитрата калия расширяется. При достижении объемной доли частиц титаната бария 0,50 в композите $(\text{KNO}_3)_{1-x}/(\text{BaTiO}_3)_x$ сегнетофаза исчезает. Исследование факторов, влияющих на свойства сегнетоэлектрических композитов, является весьма актуальной задачей. В связи с этим представляют интерес дальнейшие исследования сегнетоэлектрических композитов различных составов и меняющейся долей частиц включений.

В данной работе исследуются диэлектрические свойства сегнетоэлектрического композита $(\text{NH}_4\text{HSO}_4)_x/(\text{PbTiO}_3)_{1-x}$. Ранее в работах [5 и ссылки к ней] было установлено, что для частиц гидросульфата аммония в наноразмерных матрицах происходит расширение температурного интервала существования сегнетофазы за счет уменьшения температуры нижнего фазового перехода, а так же увеличение ширины температурного гистерезиса.

зиса нижнего фазового перехода.

Гидросульфат аммония NH_4HSO_4 является сегнетоэлектриком в интервале температур от 160 К при нагревании и 154 К при охлаждении до 270 К. Величина спонтанной поляризации при 260 К равна 0,4 мкКл/см² и достигает максимального значения 0,8 мкКл/см² при 154 К. Структура NH_4HSO_4 в сегнетофазе относится к пространственной группе Pc , при комнатной температуре к пространственной группе $P2_1/c$ и при низких температурах к пространственной группе Pc . Оба фазовых перехода связаны с процессами упорядочения тетраэдров SO_4 [6].

Титанат свинца PbTiO_3 – сегнетоэлектрик со структурой перовскита. При комнатной температуре имеет тетрагональную структуру. Величина спонтанной поляризации составляет ~57 мкКл/см² [7]. При нагревании до температуры Кюри, равной 768 К, испытывает сегнетоэлектрический фазовый переход из тетрагональной полярной в кубическую неполярную фазу [8].

Для проведения исследований были приготовлены образцы композита $(\text{NH}_4\text{HSO}_4)_x/(\text{PbTiO}_3)_{1-x}$ с объемными долями включений $x = 0,10; 0,20; 0,30; 0,40; 0,50$. Порошки гидросульфата аммония и титаната свинца, взятые в соответствующих объемных долях, смешивались, из полученной смеси под давлением 6000 кг/см² прессовались образцы в виде таблеток с диаметром 12 мм и толщиной ~ 1 мм. Измерения диэлектрической проницаемости проводились в режиме нагрев-охлаждение в температурном интервале от 130 К до 380 К со скоростью 1 град/мин в диапазоне частот от 0,1 Гц до 10 МГц с помощью широкополосного диэлектрического спектрометра Novocontrol. В качестве электродов использовалась серебряная паста. Для удаления адсорбированной воды образцы композита предварительно прогревались до 380 К.

На рисунке 1 представлены температурные зависимости диэлектрической проницаемости образцов композита $(\text{NH}_4\text{HSO}_4)_x/(\text{PbTiO}_3)_{1-x}$ разного состава. В качестве эталонного использовался образец поликристаллического гидросульфата аммония ($x = 0,00$). На данном графике для поликристаллического NH_4HSO_4 максимумы, соответствующие фазовым переходам, находятся в точках $T_1=166$ К и $T_2=272$ К, что на 6 К и на 2 К выше по сравнению с температурами фазовых переходов монокристаллического гидросульфата аммония. Это может быть обусловлено наличием в образце механических напряжений и деформаций кристаллов, зарядов на поверхностях кристаллов, воздушной прослойки между кристаллами, что препятствует разрастанию доменов и движению доменных стенок. На графиках $\epsilon'(T)$ (рис. 1) образцов композита с объемной долей частиц титаната свинца $0,10 \leq x \leq 0,40$ наблюдаются два максимума диэлектрической проницаемости. Верхний максимум, соответствующий переходу из сегнетоэлектрической в параэлектрическую фазу, находится в районе 270 К. Температура нижнего максимума, соответствующего переходу параэлектрическая – сегнетоэлектрическая фаза, ниже на 3 – 6 К по сравнению с температурой поликристаллического гидросульфата аммония. В образце композита $(\text{NH}_4\text{HSO}_4)_x/(\text{PbTiO}_3)_{1-x}$ с объемной долей включений $x = 0,50$ максимумы, соответствующие фазовым переходам, не наблюдаются.

Из представленной на рисунке 2 зависимости ширины температурного интервала существования сегнетофазы от состава композита следует, что при нагревании температурная область существования сегнетофазы гидросульфата аммония для композита $(\text{NH}_4\text{HSO}_4)_x/(\text{PbTiO}_3)_{1-x}$ с объемной долей частиц включений $0,10 \leq x \leq 0,40$ расширяется на 5 градусов по сравнению с чистым поликристаллическим NH_4HSO_4 и не зависит от объемной доли частиц включений в композите. Для объяснения стабилизации сегнетоэлектрического состояния гидросульфата аммония в композите используем разложение свободной энергии в соответствии с теорией Ландау [9], где величина поляризации играет роль параметра порядка. Кроме этого необходимо учесть дополнительный вклад, обусловленный электрическим взаимодействием дипольных частиц PbTiO_3 с окружающей матрицей частиц NH_4HSO_4 .

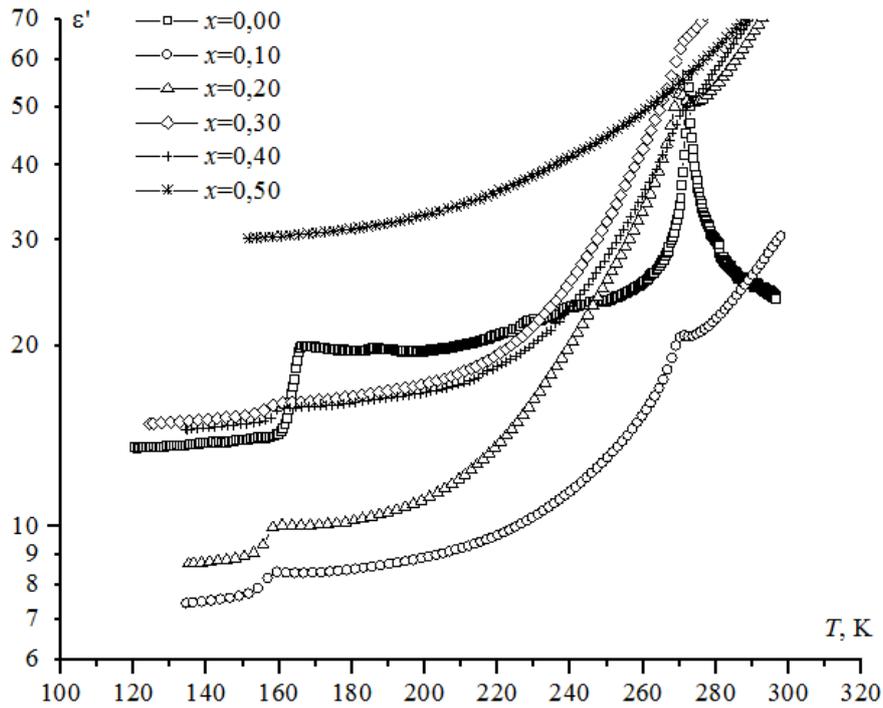


Рис. 1. Температурные зависимости ϵ' при нагреве для образцов композита $(\text{NH}_4\text{HSO}_4)_x/(\text{PbTiO}_3)_{1-x}$ на частоте 1 МГц

Таким образом, свободную энергию системы сегнетоэлектрических частиц (в отсутствии внешнего электрического поля) можно записать в виде суммы энергий системы частиц NH_4HSO_4 и энергии диполь-дипольного взаимодействия:

$$F = \sum_i \int_V \left(\frac{1}{2} \alpha P_i^2 + \frac{1}{4} \beta P_i^4 + \frac{1}{2} \delta (\nabla P_i)^2 \right) dV_i + F_{dd}, \quad (1)$$

где $F_{dd} = \sum_{i,j} \int_V \int_V \left[\frac{\mathbf{p}_i \mathbf{p}_j}{r_{ij}^3} - \frac{3(\mathbf{r}_{ij} \mathbf{p}_i)(\mathbf{r}_{ij} \mathbf{p}_j)}{r_{ij}^5} \right] dV_i dV_j$, V_i , V_j и p_i , p_j – объемы и поляризация частиц

NH_4HSO_4 и PbTiO_3 соответственно, r_{ij} – является экстрополяционной длиной, которая определяется распределением частиц в образце. Энергия диполь-дипольного взаимодействия ΔF_{dd} в зависимости от расположения и ориентации дипольных моментов частиц может иметь как положительный, так и отрицательный знак. Однако из общих физических соображений можно заключить, что дипольные моменты в частицах NH_4HSO_4 ориентированы так, чтобы скомпенсировать поле частиц PbTiO_3 , тогда $\Delta F_{dd} > 0$ и устойчивость сегнетофазы возрастает. Это можно объяснить тем, что переориентация каждого диполя затруднена, так как для этого необходимо преодолеть дополнительный потенциальный барьер, образованный дипольными моментами частиц PbTiO_3 .

Отсутствие максимумов, соответствующих фазовым переходам, для образцов $x=0,50$ можно объяснить следующим образом. С увеличением доли частиц титаната свинца в композите расстояния между частицами титаната свинца уменьшаются. Это приводит к тому, что поле частиц титаната свинца замыкается на себя, и сегнетоэлектрические свойства гидросульфата аммония в композите уже не проявляются.

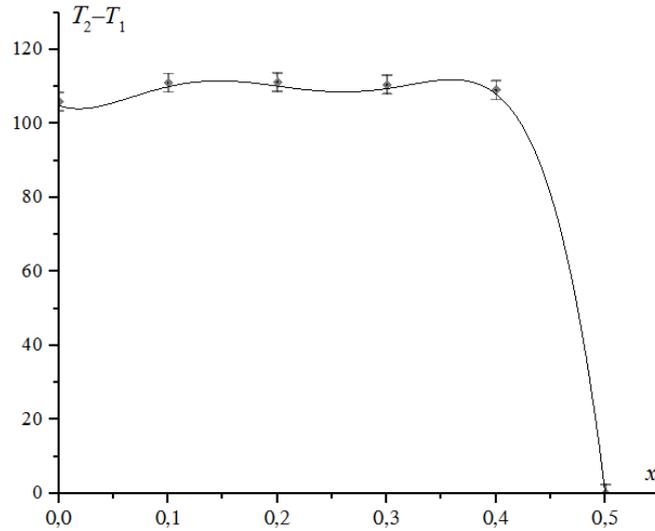


Рис. 2. Зависимость ширины температурного интервала существования сегнетофазы от состава образца

Для образцов композита $(\text{NH}_4\text{HSO}_4)_x/(\text{PbTiO}_3)_{1-x}$ в области верхнего фазового перехода наблюдается значительная низкочастотная дисперсия действительной части диэлектрической проницаемости. Как пример на рисунках 3 и 4 представлены температурно-частотные зависимости ϵ' при нагреве и охлаждении образца композита $(\text{NH}_4\text{HSO}_4)_{0,90}/(\text{PbTiO}_3)_{0,10}$. На данных графиках в области верхнего фазового перехода на частоте 0,4 Гц значения ϵ' достигают $\sim 10^6$, на частоте 10 МГц диэлектрическая проницаемость уменьшается до значений ~ 10 . Это обусловлено тем, что основной вклад в ϵ' в области верхнего фазового перехода на низких частотах дают релаксационные процессы, такие как поляризация Максвелла-Вагнера, доменная поляризация, ионная поляризация.

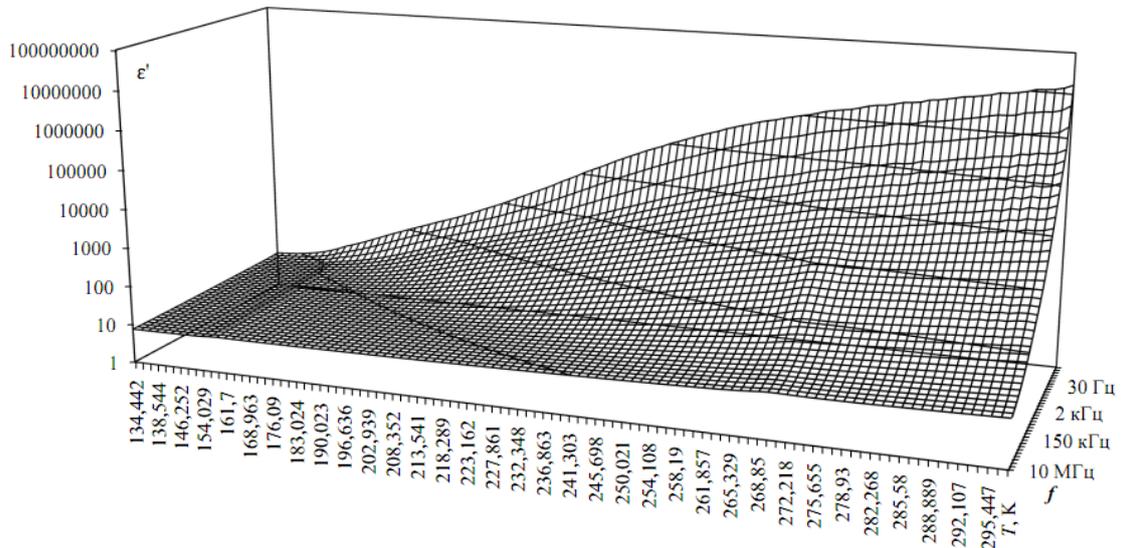


Рис. 3. Температурно-частотная зависимость диэлектрической проницаемости при нагреве композита $(\text{NH}_4\text{HSO}_4)_{0,90}/(\text{PbTiO}_3)_{0,10}$

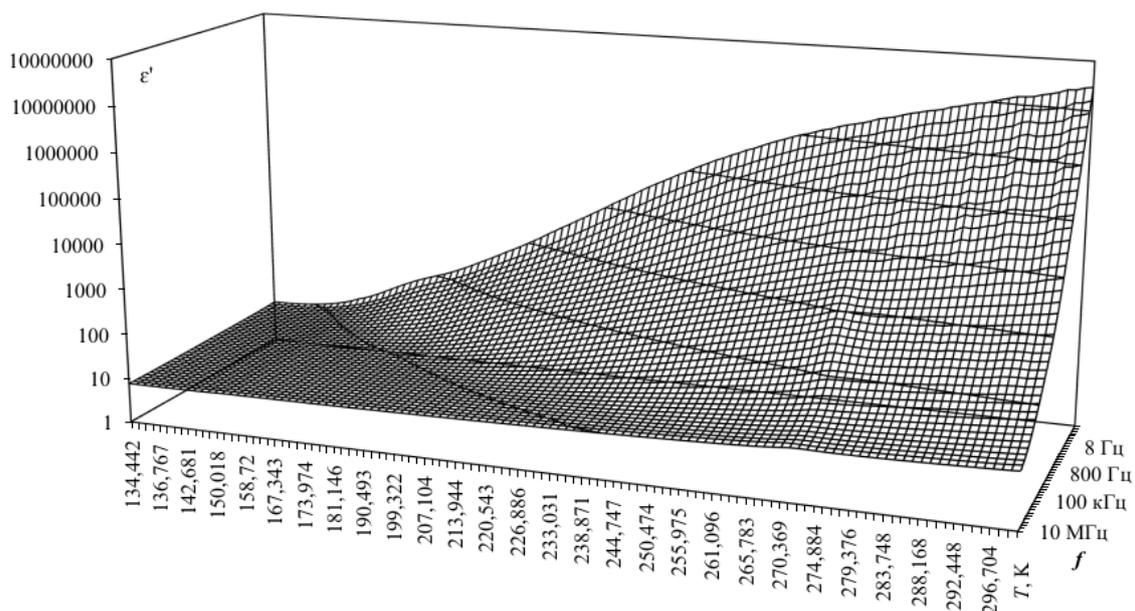


Рис. 4. Температурно-частотная зависимость диэлектрической проницаемости при охлаждении композита $(\text{NH}_4\text{HSO}_4)_{0.90}/(\text{PbTiO}_3)_{0.10}$

Изложенные выше экспериментальные данные позволяют выделить следующие основные особенности поведения композита $(\text{NH}_4\text{HSO}_4)_x/(\text{PbTiO}_3)_{1-x}$:

- 1) температурный интервал существования сегнетофазы увеличивается на ~ 5 градусов и не зависит от объемной доли включений в композите;
- 2) для образцов композита при нагреве и охлаждении в области верхнего фазового перехода наблюдается значительная низкочастотная дисперсия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kenji Uchino. *Ferroelectric Devices 2nd Edition* // Boca Raton: CRC Press. – 2009. – P. 367.
2. Patent NO.: US 6,478,259 B2. *Spacecraft protected by a coating including pyroelectric/Ferroelectric particles, and the coating material* / James F. Cordaro; assignee The Boeing Company, Seattle, WA (US). – Pat. No. 6,405,979; Filed: Jan. 16, 2002; Date of Patent Nov. 12, 2002.
3. Stukova E. V., Baryshnikov S. V. Stabilization of the ferroelectric phase in $(\text{KNO}_3)_{1-x}-(\text{BaTiO}_3)_x$ Composites. *Inorganic materials* // *Inorganic Mater / Appl. Res.* – 2011. – V.2, N.5. – P. 434–438.
4. Stukova E.V., Baryshnikov S.V. Expansion of the ferroelectric phase temperature interval in the composites $(\text{KNO}_3)_{1-x}-(\text{BaTiO}_3)_x$ and $(\text{KNO}_3)_{1-x}-(\text{PbTiO}_3)_x$ // *World J Eng.* – 2010. – N3. –P. 1055–1057.
5. Baryshnikov S. V., Milinskiy A. Ya., Charnaya E. V., Bugaev A. S., Samoylovich M. I. Dielectric studies of ferroelectric NH_4HSO_4 nanoparticles embedded into porous matrices // *Ferroelectrics.* – 2016. – Vol. 493, Iss. 1. – P. 85–92.
6. Pepinsky R., Vedam K., Okaya Y. S., Hosino S. Ammonium hydrogen sulfate: a new ferroelectric with low coercive field // *Phys Rev.* – 1958. – V. 111. – P. 1508–1510.
7. Remeika J. P., Glass A.M. The growth and ferroelectric properties of high resistivity single crystals of lead titanate // *Mat Res Bull.* – 1970. – Vol. 5. – P. 37–46.
8. Bhide V. G., Deshmukh K. G., Hegde M. S. Ferroelectric properties of PbTiO_3 // *Physica.* – 1962. – V. 28, Iss. 9. – P. 871–876.
9. Гинзбург В. Л. Теория сегнетоэлектрических явлений // *УФН.* – 1949. – Т. 38, Вып. 4. – С. 490-525.

НАНОЖИДКОСТЬ КАК БИСТАБИЛЬНАЯ СРЕДА

А. И. Ливашвили¹, В. В. Криштоп¹, Г. В. Костина¹, Т. Н. Брюханова²¹

¹ ФГБОУ ВО «Дальневосточный государственный университет путей сообщения»

² ФГБОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет»

г. Хабаровск, E-mail: livbru@mail.ru

Теоретически изучается динамика концентрации наночастиц в жидкофазной среде, находящейся под воздействием светового поля. Получено точное решение нелинейного диффузионного уравнения в виде волн переключения. Показано, что в условиях стационарной температуры и нелинейного коэффициента теплопроводности среды, наножидкость становится бистабильной.

Введение. Коллоидные суспензии или, как сейчас их принято называть, наножидкости, широко применяются в различных сферах современной технологии. Например, магнитные жидкости используются для полирования оптических компонентов [1], а суспензии частиц диоксида кремния в жидких кристаллах существенно улучшают характеристики оптических накопителей [2]. Отметим также их применение в химических процессах (катализе), при создании новых лекарств, смазочных материалов и т.д. С ростом производительности электронных устройств и развитием высокоэнергетических технологий возникает необходимость создания эффективных охлаждающих систем и управления большими тепловыми потоками. Весьма перспективными являются разработки, связанные с молекулярными компьютерами, основу которых составляют переключаемые бистабильные молекулы или их агрегаты [3].

Один из способов интенсификации теплообмена - повышение теплопроводности жидкости путём добавления твёрдых частиц с высокой теплопроводностью. Особый интерес при создании таких суспензий представляют наночастицы [4-7]. Как показали исследования последних лет [8-11] жидкофазные среды, в которых в качестве дисперсной составляющей берутся наночастицы из широкозонных полупроводников или диэлектриков оказываются весьма эффективными для реализации ряда нелинейно-оптических эффектов. В этих средах, в отличие от однородных, нелинейно-оптический отклик возникает за счёт индуцированного световой волной изменения показателя преломления и коэффициента поглощения, обусловленного явлениями термодиффузии и электрострикции частиц. В то же время, физические механизмы, связанные, в частности, с процессами теплопереноса в таких средах, на наш взгляд, требуют дополнительного исследования.

Теоретическая модель. Целью нашей работы является теоретическое исследование динамики концентрации наночастиц в жидкофазной среде, подвергаемой лазерному облучению постоянной интенсивности с учетом зависимости коэффициента теплопроводности среды от их концентрации. Считаем, что размеры частиц удовлетворяют условию: $a_0 \ll \hat{\lambda}$, где a_0 – его линейный размер, а $\hat{\lambda}$ – длина световой волны. Тем самым мы не рассматриваем процессы дифракции и светорассеяния.

Рассмотрим жидкофазную среду с микрочастицами, облучаемую световым пучком с равномерно распределенной по кювете интенсивностью \bar{I}_0 . В результате воздействия светового поля в среде возникает градиенты температуры и концентрации, обуславливающие процессы теплопереноса. Эти явления описываются системой балансных уравнений для температуры и частиц [12]:

$$C_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \nabla^2 T + \alpha I_0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla^2 C + D_T \nabla [C(1-C) \nabla T]. \quad (2)$$

Заметим, что в уравнении теплопроводности (1) опущено слагаемое, ввиду его малости, отвечающее за эффект Дюфура, а в уравнении диффузии (2) – слагаемое соответствующее действию градиентных сил со стороны светового поля, которые на этом этапе исследований мы не учитываем. Здесь приняты следующие обозначения: ∇ - оператор Лапласа, T – температура среды, $C = C(r, t) = \frac{m_0}{m}$ – массовая концентрация частиц (m_0 - масса частиц, m - масса всей среды), C_p , ρ , λ - теплофизические постоянные жидкости, I_0 - интенсивность света, α - коэффициент оптического поглощения среды; D , D_T – коэффициенты диффузии и термодиффузии соответственно.

В такой общей постановке система (1)-(2) вряд ли разрешима. Поэтому сделаем несколько упрощающих допущений: будем рассматривать одномерный случай и исключим вклад от конвективного слагаемого, которое возникает в уравнении (2). Далее учтём тот факт, что процессы установления температуры идут гораздо быстрее диффузионных. Это дает возможность изучать последние на фоне стационарной температуры: $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$. В

уравнении (1) примем коэффициент теплопроводности, зависящим от концентрации и будем считать, что эта зависимость имеет вид [5-6]

$$\lambda(C) = \lambda_0 + \beta C = \lambda_0 (1 + pC) \quad (3)$$

где $p = \frac{\lambda_0}{\beta}$ - коэффициент пропорциональности. Заметим, что такого вида зависимость

$\lambda(C)$ наблюдалась в ряде экспериментов [9,10]. Учитывая вышесказанное, диффузионное уравнение (2) можно записать в виде

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - D_T \frac{\alpha I_0}{\lambda(C)} C(1-C). \quad (4)$$

Переходя в этом уравнении к безразмерным переменным: $\tau = \frac{S_T}{\lambda_0} I_0 \alpha D t$, $y = x \cdot \sqrt{\frac{S_T}{\lambda_0} I_0 \alpha}$, $S_T = \frac{D_T}{D}$ - коэффициент Сорэ, а также используя

приближение $\frac{1}{\lambda(C)} \approx \lambda_0 (1 - pC)$ получим задачу:

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} - pC^3 + (1+p)C^2 - C, \quad (5)$$

$$0 \leq C \leq 1, \quad -\infty < y < \infty, \quad 0 \leq \tau < \infty. \quad (6)$$

Подобные параболические уравнения с кубической нелинейностью рассматривались в работах [12,13] применительно к модельной диссипативной среде. Вначале рассмотрим пространственно однородные стационарные состояния. Очевидно, нули функции источника в уравнении (5): $C_1 = 0$, $C_2 = 1/p$ ($p > 1$), $C_3 = 1$ соответствуют именно таким состояниям. Как известно, кинетика диссипативной системы сильно зависит от устойчивости стационарных состояний. В нашем случае состояния $C = C_{1,3}$ – устойчивые (в них производные от источника $F'(C) < 0$), а состояние $C = C_2$ - неустойчивое. Таким образом, изучаемая нами среда является бистабильной. Следуя работе [13] Решения уравнения (3) будем искать с помощью подстановки Коула-Хопфа

$$C(y, \tau) = \frac{u_y \mu}{u(y, \tau) + u_0} \quad (7)$$

где $u(y, \tau)$ – новая функция, а μ и u_0 – постоянные.

Подставляя (7) в (5) и приравнивая нулю, коэффициенты при одинаковых степенях $(u + u_0)$ получим систему линейных уравнений для определения $u(y, \tau)$

$$u_\tau = 3u_{yy} - (1 + p)u_y, \quad (8)$$

$$2u_{yyy} - (\text{sgn } \mu) \cdot (1 + p)u_{yy} + u_y = 0, \quad (9)$$

а $\mu = \pm \sqrt{2p}$. Характеристическое уравнение, соответствующее (9) можно записать в виде

$$k \left[2k^2 - (\text{sgn } \mu) \cdot (1 + p)k + 1 \right] = 0, \quad (10)$$

корни которого: $k_0 = 0$, $k_1 = \frac{1}{\sqrt{2p}}$, $k_2 = \sqrt{\frac{p}{2}}$.

Далее, учитывая симметрию уравнения (5) относительно замены $y \rightarrow -y$, мы ограничились положительным значением μ . Следовательно, для функции $u(y, \tau)$ имеем:

$$u(y, \tau) = a_0 + a_1(\tau) \exp(k_1 y) + a_2(\tau) \exp(k_2 y) \quad (11)$$

Подставляя (11) в (9), находим

$$a_0 = A_0, \quad a_i(\tau) = A_i \exp(\eta_i \tau), \quad \eta_i = 3k_i^2 - k_i(1 + p) \sqrt{\frac{p}{2}}, \quad i = 1, 2. \quad (12)$$

где A_0 – постоянные, определяемые из начальных условий.

Таким образом, точное решение уравнения (5) будет иметь вид

$$C(y, \tau) = \sqrt{2p} \frac{N_1 k_1 \exp(k_1 y + \eta_1 \tau) + N_2 k_2 \exp(k_2 y + \eta_2 \tau)}{1 + N_1 \exp(k_1 y + \eta_1 \tau) + N_2 \exp(k_2 y + \eta_2 \tau)}, \quad (13)$$

где $N_i = \frac{A_i}{(a_0 + z_0)}$.

Заметим, что подобное решение было получено другим методом в работе [12].

3. Анализ результатов и обсуждение

Очевидно, решение (13) будет непрерывным для любых значений y и τ , если $N_i > 0$. Отметим, что решение (13) описывает динамику бистабильной системы, в котором волна переключения состояния системы формируется посредством двухволнового механизма.

Переходя в показателях экспонент в (13) к размерным переменным, можно получить выражения для скоростей волн:

$$v_{1,2} = \sqrt{\frac{S_T I_0 \alpha}{\lambda_0}} \left[(1 + p) \sqrt{\frac{p}{2}} - 3k_{1,2} \right] D \quad (14)$$

Учитывая, что $p > 1$, а также выражения для $k_{1,2}$ видно, что найденное “двухфазное” решение представляет собой две плоские волны концентрации со скоростями $v_{1,2}$.

Анализ значений $v_{1,2}$ показывает, что: при $p > 1$, $|v_1| > |v_2|$, а в области

$\frac{1}{2}(\sqrt{13}-1) < p < 2$ эти скорости разного знака и волны движутся навстречу друг другу.

При $p > 2$ волны бегут в одном направлении. Таким образом, полученное точное решение (14) описывает взаимодействие двух концентрационных волн переключения из промежуточного неустойчивого состояния ($C_2 = 1/p$) в устойчивые ($C_1 = 0$ и $C_3 = 1$). Далее, так как $\eta_1 > \eta_2$, то при больших временах имеем

$$C(y, \tau) \approx \sqrt{2p} \frac{N_1 k_1 \exp(k_1 y + \eta_1 \tau)}{1 + N_1 \exp(k_1 y + \eta_1 \tau)}.$$

Заметим, что если рассматривать диффузионные процессы на фоне стационарной температуры в условиях постоянного коэффициента теплопроводности уравнение (3) трансформируется в известное уравнение Колмогорова-Петровского-Пискунова (КПП) [14], которое, как известно, имеет только одноволновое решение и, что важно, в этом случае, система теряет бистабильность (имеется только два пространственно однородных стационарных состояний). Разумеется, наш подход является в определённой степени модельным, но тем не менее, как надеются авторы, удалось выяснить при каких условиях облучаемая наножидкость приобретает свойства диссипативной бистабильной среды в которой могут распространяться волны переключения.

Мы полагаем, что не все вопросы были исчерпывающе изучены, к примеру, динамика системы с учетом зависимости коэффициента поглощения от концентрации, не рассматривалась обратная связь между температурой среды и концентрацией наночастиц. Их подробное рассмотрение будет предметом наших дальнейших исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bardakhanov S. P., Novopashin S. A., Serebrjakova M. A. Study conductivity nanofluids nanoparticle alumina. // *Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics*, 2012, 3 (1), 27-33
2. Kreuzer M., Tschudi T., W. H. de Jeu W. H., and Eidenschink R. New liquid crystal display with bistability and selective erasure using scattering in filled nematics. // *Appl. Phys. Lett.* 1993. 62(3), 17121-17130
3. Рамбиди Е. Нанотехнологии и молекулярные компьютеры. М.: Физматлит, 2007. - 457с
4. Hong T., Yang H., Choi C.J. Study of the enhanced thermal conductivity of Fe nanofluids. // *Journal of Applied Physics*. 2005. 97, 064311-1-064311-4.
5. Shawn A. Putnam, David G. Cahill, and Paul V. Braun Thermal conductivity of nanoparticle suspensions. // *Journal of applied physics* 99, 084308 (2006)
6. Рудяк В. И., Белкин А. А., Томилина Е. И. О коэффициенте теплопроводности наножидкостей. // *Письма в ЖТФ*, 2010. - т.36, вып.14. - С.:9-54
7. Кульчин Ю.Н., Щербаков А.В., Дзюба В. П., Вознесенский С.С., Микаэлян Г.Т. Нелинейно-оптические свойства наножидкостей на основе широкозонных наночастиц Al_2O_3 // *Квант. Электроника*, 2008. - 38(2). - С. 154-158
8. Livashvili A. I., Krishtop V. V., Yakunina M. I., 2013. Electrostrictive self-action mechanism of radiation in nanofluids. // *Adv Condens Matter Phys*, Article ID 591087, 5 pages.
9. Livashvili A. I., Krishtop V.V., Bryukhanova T.N., Kostina G.V. Concentration dynamics of nanoparticles under a periodic light field // *Physics Procedia* 2015. 73, P.-156 – 158
10. El-Ganainy E., Christodoulides D. N., Rotschild C. and Segev M. Soliton dynamics and self-induced transparency in nonlinear nanosuspensions. // *Optics Express*. 2007.15 (16), 12207-1218
11. Де Гроот, Мазур П. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964. - 565 с.
12. Огнев С. В., Петровский В.М. О динамике волны переключения в диссипативной бистабильной среде // *ЖТФ*. - 1995. - т.65. - вып.6. - С. 1-7
13. Данилов В.Г., Субочев Р.Ю. Волновые решения полулинейных параболических уравнений // *ТМФ*. - 1991. v.89. - С.25-47
14. Колмогоров А. Н., Петровский И. Г., Пискунов Н. С. Исследование уравнения диффузии и его применение к биологической системе // *Бюл. МГУ. Математика и механика*. - 1937. - т.1. - Вып.6. - С.1-26.

ВКЛАД СПОНТАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ОТКЛИК ПРОВОДЯЩИХ КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА КАЛИЯ

Т. А. Мерделина, С. В. Барышников

ФГБОУ ВО «Благовещенский государственный педагогический университет»
Благовещенск, E-mail: biofirm@mail.ru

В работе приводятся результаты исследования диэлектрических свойств проводящих кристаллов KNbO_3 . Обнаружено, что значения диэлектрической проницаемости в сегнетоэлектрической фазе при нагреве и охлаждении отличаются на некоторую величину, пропорциональную величине спонтанной поляризации.

Сегнетоэлектрики-полупроводники – это материалы, которые одновременно обладают сегнетоэлектрическими и полупроводниковыми свойствами. К таким веществам, в частности, относятся полупроводники группы A^4B^6 (GeTe , SnTe , PbTe) и твердые растворы на их основе, имеющие малую ширину запрещенной зоны $E_g \approx 0,1-0,3$ эВ. К сегнетоэлектрикам-полупроводникам относятся и сегнетоэлектрики с большой шириной запрещенной зоны, в которых полупроводниковые свойства возникают за счет сильного легирования кристаллов ионами группы редкоземельных элементов (Sm , Gd и т.д.). Влияние свободных носителей заряда на свойства сегнетоэлектрических кристаллов сводится к экранированию спонтанной поляризации. Объемный заряд за счет электропроводности перераспределяется так, чтобы скомпенсировать электрическое поле, обусловленное спонтанной поляризацией кристалла. При этом на низких частотах появляется дополнительный механизм поляризации с максвелловским временем релаксации ($\tau = \epsilon' \epsilon_0 / \sigma$).

В данной работе приводятся результаты исследования влияния спонтанной поляризации на частотную и температурную зависимости диэлектрической проницаемости проводящих кристаллов $\text{KNbO}_3(\text{Sm})$.

Ниобат калия является сегнетоэлектриком с температурой Кюри 708 К и испытывает при охлаждении ту же последовательность фазовых переходов, что и титанат бария. При $T_c = 708$ К ниобат калия переходит из кубической структуры в тетрагональную, где вектор спонтанной поляризации ориентирован в направлении $[001]$. При $T_{c1} = 498$ К происходит фазовый переход в ромбическую структуру и вектор поляризации направлен по направлению $[110]$. При комнатной температуре значение спонтанной поляризации KNbO_3 составляет $P_s \approx 22 \cdot 10^{-6}$ Кл/см² [1]. Ниже $T_{c2} = 263$ К симметрия кристалла переходит в ромбоэдрическую и поляризация направлена вдоль $[111]$. Все эти фазовые переходы являются переходами первого рода и сопровождаются выделением или поглощением скрытой теплоты перехода. Доменные конфигурации при комнатной температуре KNbO_3 обычно чрезвычайно сложны, и этот факт объясняется тем, что в ромбической фазе спонтанная поляризация может иметь двенадцать допустимых направлений [2].

Для исследования использовались номинально чистые кристаллы KNbO_3 и кристаллы с добавкой Sm (0,05 – 0,2 ат. %), выращенные по методу Чохральского, которые являлись полидоменными и при $T = 300$ К имели проводимость $\sigma_1 = 0,63 \cdot 10^{-2}$ (Ом·см)⁻¹ и $\sigma_2 = 2,31 \cdot 10^{-2}$ (Ом·см)⁻¹. Механизмы проводимости в чистых кристаллах KNbO_3 и KNbO_3 с примесями исследовались в ряде работ (см. [3] и ссылки в ней), где было показано, что для кристаллов ниобата калия с Sm имеет место проводимость n -типа с подвижностью носителей $\mu \approx 0,5$ см²/В·с (полярон малого радиуса [4]).

Для определения диэлектрических свойств применялся цифровой измеритель импеданса E7-25 с частотным диапазоном 25 Гц – 1 МГц. Погрешность при измерении емкости не превышала 2 %. В качестве электродов использовалась In-Ga паста, что позво-

ляло получить омические контакты. Температура регистрировалась электронным термометром ТС-6621 с хромель-алюмелевой термопарой. Погрешность определения температуры не превышала 0,2 К. Измерения выполнялись в автоматическом режиме с одновременной записью на компьютер.

Исследования номинально чистых кристаллов ниобата калия в частотном диапазоне 25 Гц – 1 МГц показали, что действительная часть диэлектрической проницаемости $\epsilon'(T)$ слабо зависит от частоты внешнего поля и её значения совпадают при нагреве и охлаждении. Тангенс диэлектрических потерь в температурном интервале 400-700 К лежит в пределах от 0,05 до 0,3, при этом значения $\text{tg}\delta$ при нагреве немного меньше, чем при охлаждении.

Для проводящих кристаллов KNbO_3 в диапазоне от 100 Гц до 100 кГц наблюдается значительный диэлектрический отклик, при дальнейшем росте частоты диэлектрические свойства проводящих кристаллов KNbO_3 становятся сравнимыми со свойствами беспримесных кристаллов.

На рисунке 1 показан температурный ход действительной части диэлектрической проницаемости для трех образцов с различной проводимостью.

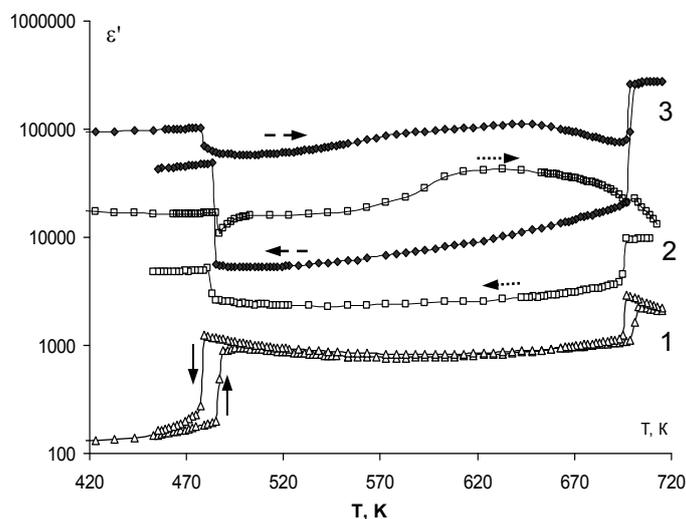


Рис. 1. Температурный ход $\epsilon'(T)$ на частоте 10 кГц: 1 – для чистого KNbO_3 ; 2 – для образца KNbO_3 с $\sigma_1=0,63 \cdot 10^{-2} (\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$; 3 – для образца KNbO_3 с $\sigma_2=2,3 \cdot 10^{-2} (\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$. Стрелками показан нагрев и охлаждение

Как следует из графика $\epsilon'(T)$, для проводящих кристаллов действительная часть диэлектрической проницаемости при нагревании больше, чем при охлаждении. Эта разница растет с увеличением удельной проводимости образцов. Для $\text{tg}\delta$ наблюдается обратная зависимость – его значение меньше при нагреве и больше при охлаждении, причем $(\text{tg}\delta_{\text{cool}} - \text{tg}\delta_{\text{heat}})$ падает с ростом частоты и увеличивается с ростом проводимости (рис. 2). Для образца с проводимостью $\sigma_1=0,63 \cdot 10^{-2} (\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$ при температуре 500 К $(\text{tg}\delta_{\text{cool}} - \text{tg}\delta_{\text{heat}})$ составляет ~ 120 для 10^4 Гц; ~ 21 для 10^5 Гц; ~ 1,6 для 10^6 Гц.

На рисунке 3 приведен температурный ход $\epsilon'(T)$ для $\text{KNbO}_3(\text{Sm})$ с проводимостью $\sigma_1=0,63 \cdot 10^{-2} (\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$ на разных частотах. Как следует из графиков зависимостей $\epsilon'(T)$, действительная часть проницаемости уменьшается с ростом частоты измерительного поля. Кроме этого с ростом частоты наблюдается уменьшение разности проницаемостей при нагреве и охлаждении $(\epsilon'_{\text{heat}} - \epsilon'_{\text{cool}})$.

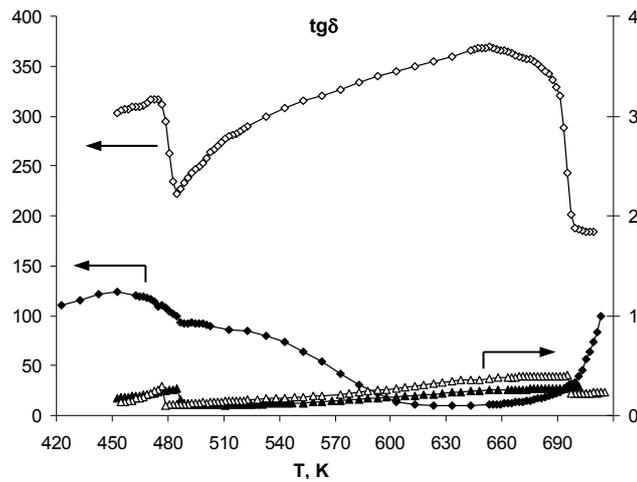


Рис. 2. Температурный ход $\text{tg}\delta$ на частоте 10 кГц: Δ – чистого KNbO_3 , \diamond – образца с $\sigma_{300\text{K}} = 0,63 \cdot 10^{-2}$ $(\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$. Стрелками показан нагрев и охлаждение

Для понимания полученных результатов следует учесть, что при наличии свободных носителей заряда уменьшение поля деполяризации достигается не только разбиением на домены, но и экранированием поля доменов свободными зарядами.

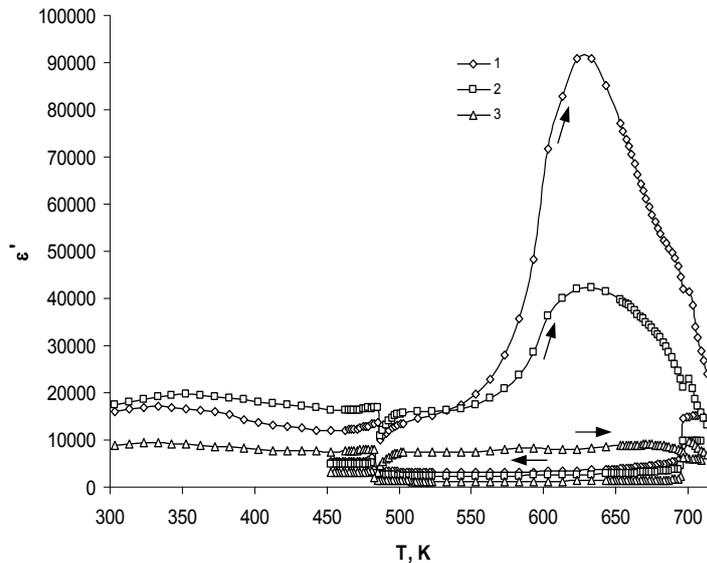


Рис. 3. Температурный ход $\epsilon'(T)$ при нагреве и охлаждении для KNbO_3 с Sm ($\sigma_1=0,63 \cdot 10^{-2}$ $(\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$) на разных частотах: 1 – 10 кГц, 2 – 100 кГц, 3 – 1 МГц. Стрелками показан нагрев и охлаждение

Как было показано в [5], в проводящих кристаллах KNbO_3 наблюдается расположение доменов «голова к голове» и «хвост к хвосту». Стабильность стенок в этом случае обусловлена компенсацией заряда вследствие проводимости кристалла. Объемный заряд в приэлектродной области и на доменных стенках существенно повышает эффективную диэлектрическую проницаемость. Количество зарядов, а, следовательно, и величина этого вклада в диэлектрическую проницаемость пропорциональна спонтанной поляризации и площади доменных границ.

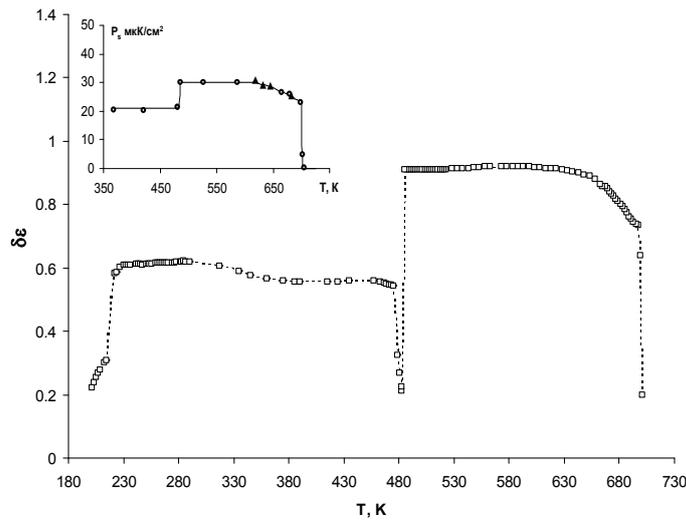


Рис. 4. Температурная зависимость относительного изменения диэлектрической проницаемости KNbO_3 на частоте 100 кГц $\delta_\epsilon(T) = (\epsilon'_{\text{heat}} - \epsilon'_{\text{cool}})/\epsilon'_{\text{heat}}$. На вставке показан температурный ход спонтанной поляризации [1].

На рисунке 4 приведена зависимость относительного изменения диэлектрической проницаемости $\delta_\epsilon(T) = (\epsilon'_{\text{heat}} - \epsilon'_{\text{cool}})/\epsilon'_{\text{heat}}$. Этот график показывает, что $\delta_\epsilon(T)$ в первом приближении повторяет ход $P_s(T)$. Это свидетельствует о том, что свободные носители в проводящих кристаллах KNbO_3 концентрируются на границах доменов и компенсируют спонтанную поляризацию, а образовавшийся двойной слой дает вклад в диэлектрическую проницаемость.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иона Ф., Ширане Д. Сегнетоэлектрические кристаллы. М.: Мир, 1965. 555 с.
2. Кузьминов Ю.С. Сегнетоэлектрические кристаллы для управления лазерным излучением. М.: Наука, 1982. 400 с.
3. Yanovskii V. K. Phase Transitions and Properties of Doped KNbO_3 Crystals. // Phys. stat. sol. (a). 1984 – V. 81. – P. 399.
4. Durugkar P. D., Ghulghule J. R. & Katpatal A. G. Small Polaron Hopping in Ferroelectric Pure and Doped Potassium Niobate Single Crystals. // Ferroelectrics. 2011. – V. 423. – P.34.
5. Deshmukh K. G., Ingle S. G. Domain structures in KNbO_3 single crystals associated with step ladders on pseudocubic (001) planes. // J. Phys. D: Appl. Phys, 1971.– V. 4. – P. 1633.

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСНЫХ МОЛЕКУЛ НА АДСОРБЦИОННУЮ СПОСОБНОСТЬ ДЕТОКСА

Т. А. Меределина, Л. П. Карацуба

ФГБОУ ВО «Благовещенский государственный педагогический университет»
Благовещенск, E-mail: biofirm@mail.ru

Исследована адсорбционная смесь природных компонентов под названием «Детокс», имеющая широкий спектр адсорбционных механизмов. Установлено, что обогащение сорбента химическими элементами приводит к более интенсивной адсорбции и уменьшает десорбцию. Показано, что в модифицированных образцах усиливаются ионообменные процессы между полярной молекулой 3,4-бенз(а)пирена и примесными катионами.

Как наиболее опасные загрязнители воздуха, воды и почвы в списки агентств по охране природы и окружающей среды стран Европейского Союза (ЕС) и США (EPA) внесены полициклические ароматические углеводороды (ПАУ). Уровень канцерогенности окружающей среды определяется по содержанию в исследуемых пробах 3,4-бенз(а)пирена, одного из наиболее опасных изомеров бензпирена [1]. В связи с этим актуальна проблема изучения процессов адсорбции и десорбции молекулы 3,4-бенз(а)пирена различными твердыми сорбентами. Высокой степенью адсорбции обладают многие природные (цеолиты, угли, алюмосиликаты и т.д.) и искусственные соединения, которые характеризуются развитой микропористой структурой, системой полостей, каналов, пор. Однако не только структурные особенности определяют адсорбционные свойства вещества, но ионообменные процессы, протекающие между адсорбентом и адсорбатом.

Предметом данного исследования является адсорбция и десорбция молекулы 3,4-бенз(а)пирена. В качестве сорбента взята смесь природных компонентов, широко используемая в китайской медицине под названием Детокс. В ее состав входят измельченные стебли и листья растений, а именно Периллы - (*Perilla nankinensis* Bailey), Акантопанакса - (*Aganthopanax*), Эвкоммии вязолистной - (*Eucommia ulmoides*), Гуттуинии сердцевидной - (*Houttuynia cordata*), которые в основном обладают бактерицидными, болеутоляющими, и стимулирующими действиями, являются источниками растительной клетчатки. Кроме этого смесь содержит древесный уксус бамбука, который кроме дезинфицирующих свойств, обладает тепловым эффектом и эффектом резонансного абсорбирования. Уникальными свойствами обладают турмалин и перлит, входящие в Детокс. Первый из которых имеет несимметричное огранение всех концов кристалла, вследствие чего проявляет пьезоэлектрические и пьезоэлектрические свойства, высокую биоэнергетическую активность. Перлит при термической обработке способен вскрывать многочисленные поры, может увеличиваться в объеме до 20 раз. Такой процесс обусловлен присутствием в природном перлите до 6% связанной воды. Мощным сорбентом смеси является хитозан (животная клетчатка), сорбирующая основа которого хитин. Хитозан содержит аминогруппу, которая эффективно притягивает, связывает и выводит жировые клетки, липиды, тяжелые металлы и радионуклиды. Состав исследуемого сорбента разнообразен, каждый компонент имеет свои уникальные свойства, следовательно, спектр адсорбционных механизмов смеси широк. С физической точки зрения в этой смеси между молекулами адсорбата и адсорбента будут проявляться и дисперсионные, и ориентационные, и индукционные взаимодействия.

Для сравнения были взяты два образца. Детокс 1 – использованный в качестве адсорбента с человеческого организма (в течение 12 часов порошок закреплялся на стопе человека) и Детокс 2 – чистый, не использованный в качестве адсорбента образец. Образцы отсеивались через сито с размерами ячеек 0,3 мм. Оценка площади активной по-

верхности была сделана по фотографиям, полученным с помощью электронного микроскопа *Hitachi* ТМ-1000. На фотографии (рис.1) видно, что активную поверхность сорбента составляют поверхности поликристаллов, волокон видимо растительного и животного происхождения, поверхности отдельных частиц. На некоторых поверхностях просматриваются микротрещины и поры размером до 4 мкм.

Атомные спектры полуколичественного атомного анализа получены на спектрографе СТЭ-1 методом испарения из канала угольного электрода. Спектры регистрировались на фотопластинке «Спектральные» тип-1, размером 13x18 см, чувствительностью 6 ед. Интерпретация спектрограмм проводилась визуально на микроскопе МБС-10 и на компараторе ИЗА-2. Пределы обнаружения представлены в таблице 1.

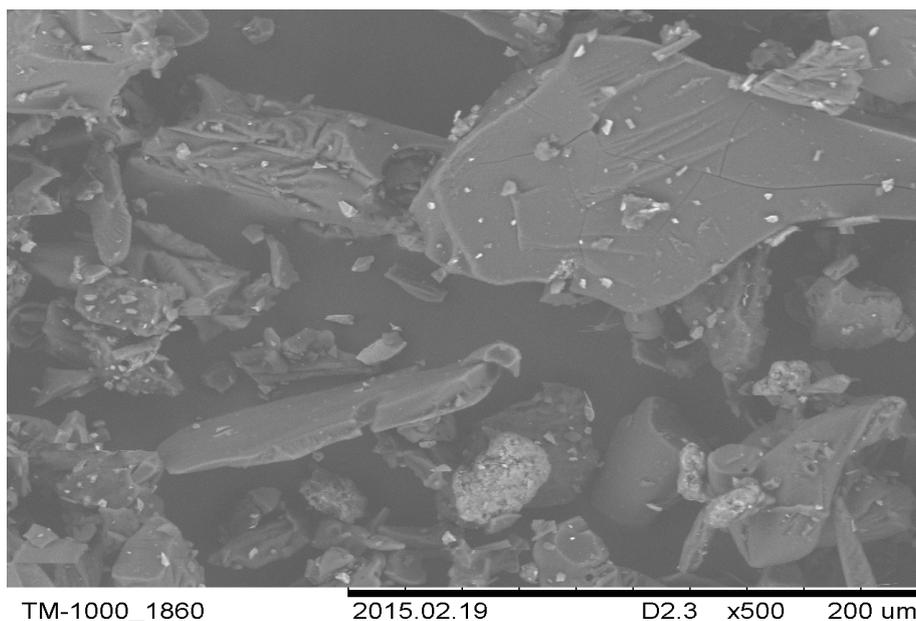


Рис. 1. Фотография образца Детокс 2 на электронном микроскопе *Hitachi* ТМ-1000

Адсорбция и десорбция молекул 3,4-бенз(а)пирена определялись по квазилинейчатым спектрам Шпольского. Для этого в н-гексановые растворы 3,4-бенз(а)пирена концентрацией 10^{-3} моль/л засыпалось по 2г исследуемого порошка, полученные растворы замораживались при температуре жидкого азота. Возбуждение флуоресценции проводилось светом ртутно-кварцевой лампы ДРШ-250 с фильтром, выделяющим область спектра 3650 Å. Квазилинейчатые спектры флуоресценции регистрировались двухпризменным спектрографом ИСП-51 на фотопленке чувствительностью 400 ед. Изменение концентрации растворов вследствие адсорбции и десорбции определялось по сравнению интенсивностей головных мультиплетов квазилинейчатых спектров флуоресценции 3,4-бенз(а)пирена в исследуемых и эталонных образцах. На первом этапе был проведен количественный поэлементарный анализ образцов (таб.1).

Из данных таблицы отчетливо видно, что в использованном в качестве адсорбента образце содержание всех исследуемых элементов значительно увеличилось. Так содержание марганца увеличилось в 5 раз, титана в 7,5 раз, бора в 3,5 раза, железа в 10 раз и т.д. Обнаружены химические элементы, которые отсутствуют в чистом образце, в большом количестве появился фосфор, стронций, цирконий и др. Увеличение содержания и обнаружение новых элементов свидетельствует о том, что исследуемая смесь интенсивно адсорбирует данные элементы через кожу человеческого организма. Наличие в Детоксе 1

большого количества примесных элементов должно существенным образом повлиять на процессы адсорбции и десорбции молекулы 3,4-бенз(а)пирена.

Таблица 1

№	элементы	Детокс 1	Детокс 2	Предел обнаружения
в п · 10 ⁻⁴ %				
1	Свинец	6	-	5
2	Олово	1	-	1
3	Медь	5	-	5
4	Висмут	4	2	0,3
5	Марганец	200	40	40
6	Титан	300	40	30
7	Фосфор	1000	-	300
8	Галлий	5	-	5
9	Барий	40	30	30
10	Цирконий	20	-	3
11	Иттрий	5	3	1
12	Иттербий	0,4	-	0,3
13	Бор	700	200	6
14	Стронций	20	-	10
в п %				
15	Железо	1	0,1	0,0003
16	Кальций	2	0,8	0,001
17	Натрий	0,7	0,04	0,01
18	Алюминий	2	0,6	0,0001
19	Кремний	5	2	0,0003
20	Магний	0,6	0,2	0,0003

Результаты адсорбции обоих образцов в течение 28 суток представлены на графике (рис. 2). Обращает на себя внимание тот факт, что образцы, ранее использованные в качестве адсорбента, лучше адсорбируют молекулы 3,4-бенз(а)пирена по сравнению с чистыми образцами. Это говорит о том, что в образце Детокс 1 включаются дополнительные механизмы адсорбции, связанные с присутствием примесных химических элементов. Действительно, исследуемый образец является многокомпонентной сорбирующей смесью и обладает несколькими механизмами адсорбции. В чистом образце в основном это дисперсионные силы. В использованном, обогащенном химическими элементами образце, в большей степени могут проявляться ориентационные и индукционные взаимодействия.

Многочисленные исследования нашей лаборатории показали, что обогащение сорбентов некоторыми катионами значительно усиливает их адсорбционные свойства. К примеру, модифицирование клиноптилолита катионами серебра приводит к более интенсивной адсорбции молекул 3,4-бенз(а)пирена из n-гексановых растворов [2,3]. Адсорбируя химические элементы, образец Детокс 1 получил дополнительные обменные катионы, в образце установились более сильные, чем в не модифицированном образце Ван-дер-Вальсовы связи между полярной молекулой 3,4-бенз(а)пирена и обменными ионами. Не исключено, что наличие ионов в модифицированном образце приводит к установлению и более крепких химических связей, т.е. химической адсорбции [4].

Если предположить, что в образце Детокс 1 между молекулами 3,4-бенз(а)пирена и компонентами сорбента установились более сильные связи чем в образце Детокс 2, то десорбция на чистом образце должна проявляться сильнее. Действительно, на рисунке 3 видно, что у Детокса 1 десорбция проявляется слабее, что говорит о более стойких связях в этом образце и подтверждает наше предположение о влиянии примесных молекул на сорбционные свойства вещества.

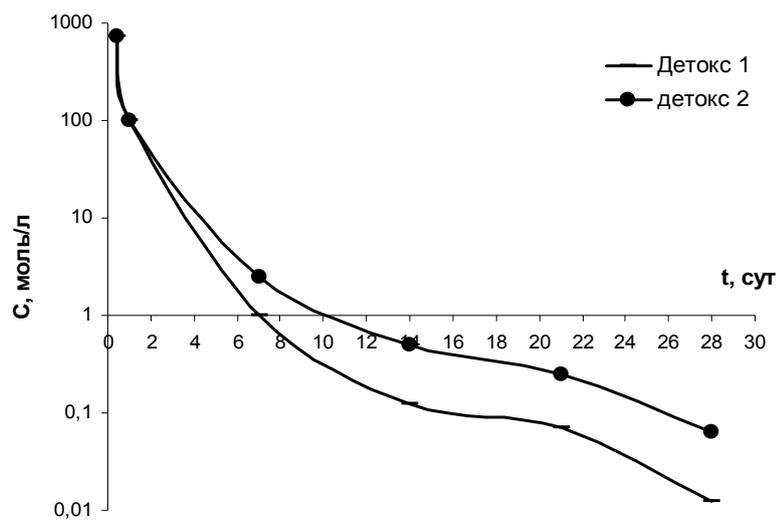


Рис. 2. Адсорбция 3,4-бенз(а)пирена в течение 28 дней

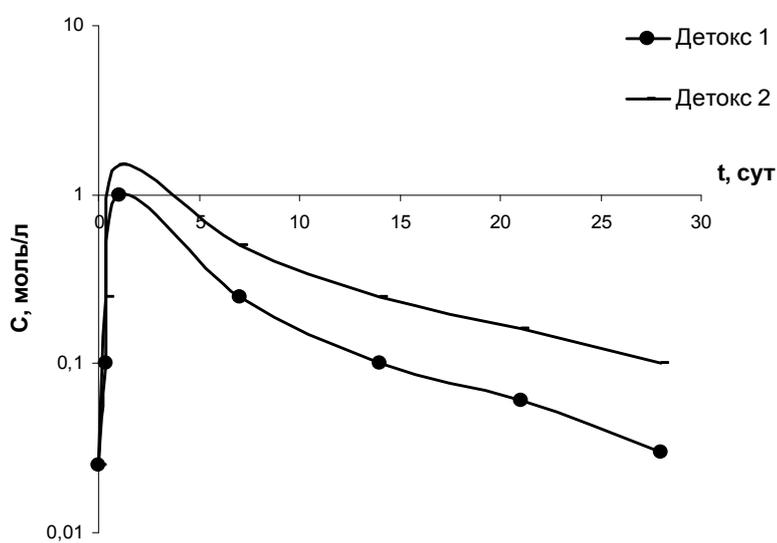


Рис. 3. Десорбция 3,4-бенз(а)пирена в течение 28 дней

Проведенные исследования показали, что для адсорбции молекул 3,4-бенз(а)пирена важную роль играет не только высокая степень микропористой структуры и площадь активной поверхности сорбента, но и наличие примесных катионов, приводящих к переориентации дипольных молекул 3,4-бенз(а)пирена в соответствии с электрическим знаком поверхности адсорбента, усилению ионообменных процессов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басова Е. М., Иванов В. М. Современное состояние высокоэффективной жидкостной хроматографии полициклических ароматических углеводородов // Вест. Моск. Ун-та. Сер.2./ Химия. – 2011. – Т.52. – №3. – С.163-174.
2. Барышников С. В. Влияние типа иона на диэлектрические свойства клиноптилолита// Современ. Научные тех-гии./ – 2004. – № 6. – С. 26-27.
3. Ланкин С. В. Электропроводность клиноптилолита и его ионообменных форм// Перспектив. Матер. / – 2006. – № 5. – С. 59-62.
4. Карнаухов А. П. Адсорбция. Текстура дисперсных и пористых материалов/ А. П. Карнаухов. – Новосибирск: Наука. – 1999. – С. 470.

РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В КОМПОЗИТАХ НА ОСНОВЕ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ЦЕЛЛЮЛОЗЫ И ИОДАТА КАЛИЯ

А. Ю. Милинский

ФГБОУ ВО «Благовещенский государственный педагогический университет»
г. Благовещенск, E-mail: a.milinskiy@mail.ru

Исследованы линейные и нелинейные диэлектрические свойства нанокомпози́тов на основе KIO_3 и нанокристаллической целлюлозы. Измерения проводились в режиме непрерывного нагрева от 80 до 400 К. Обнаружено повышение температуры фазового перехода из фазы III в фазу IV на 8-10 К для KIO_3 в порах нанокристаллической целлюлозы. Обсуждаются возможные причины увеличения температуры перехода.

Изучение свойств сегнетоэлектрических материалов, введенных в нанопористые матрицы, является актуальной задачей современной физики. В качестве матриц могут, например, использоваться пористые стекла, фотонные кристаллы, молекулярные сита, цеолиты, пористый оксид алюминия. Имеются несколько работ, в которых для создания сегнетоэлектрических нанокомпози́тов в качестве несущей матрицы используется нанокристаллическая целлюлоза (NCC) [1,2]. Нанокристаллическая целлюлоза содержит большое количество параллельных друг другу наноканалов диаметром 50-100 нм, с длиной, превышающей этот диаметр во много раз, и обладает большой сорбционной способностью [3].

Иодат калия, KIO_3 , в ограниченной геометрии исследовался ранее при введении в пористый оксид алюминия [4]. В статье описываются сегнетоэлектрические свойства плотного массива наностержней KIO_3 диаметром 43 нм, и длиной 1 микрон, выращенных внутри пористой пленки Al_2O_3 . Однако, авторами не исследовалось влияние ограниченной геометрии на фазовые переходы в KIO_3 .

В настоящей работе приводятся результаты линейных и нелинейных диэлектрических исследований нанокомпози́тов на основе KIO_3 , внедренного в нанокристаллическую целлюлозу в температурном интервале 100 – 400 К. Для сравнения аналогичные исследования проведены для объемного иодата калия в температурном интервале 100 – 500 К.

Согласно недавним исследованиям [5], KIO_3 является несобственным сегнетоэлектриком, который претерпевает пять фазовых переходов при температурах, около 485 К (из фазы I в фазу II), 345,5 К (из фазы II в фазу III), 258 К (при охлаждении) / 263 К (при нагреве) (из фазы III в фазу IV), 113 К (из фазы IV в фазу V) и при 33 К (из фазы V в фазу VI). Кроме того, наблюдается аномалия при температуре (428 ± 2) К [10], соответствующая изменению типа электрической проводимости и не относящаяся к какому-либо фазовому переходу [6].

Кристалл KIO_3 в фазе I обладает ромбоэдрической структурой с симметрией $R3m$, и, таким образом, является сегнетоэлектриком с полярной исходной фазой [7]. Моноклинная фаза II обладает симметрией Pm и триклинная фаза III – симметрией $P1$ [7]. Низкотемпературные фазы KIO_3 [7] также имеют триклинную структуру, а переходы III-IV и IV-V связаны лишь с незначительными изменениями в расположении атомов [8].

Для измерения диэлектрических свойств использовался цифровой измеритель импеданса E7-25 с частотным диапазоном 25 Гц – 1 МГц. Измерения проводились в режиме непрерывного нагрева со скоростью 1 К/мин. Температура измерялась с помощью цифрового термометра ТС 6621. Точность определения температуры составляла около 0,2 К. Погрешность измерения диэлектрической проницаемости исследуемых образцов не превышала 5 %.

Установка для температурных исследований амплитуды высших гармоник включала в себя генератор синусоидальных колебаний с рабочей частотой 2 кГц. Сигнал снимался с резистора, включенного последовательно с образцом, и подавался на цифровой анализатор спектра – компьютер с 24-разрядным аналого-цифровым преобразователем ZET 230 и программным обеспечением ZetLab. В сегнетоэлектриках при приложении электрического поля E много меньшего, чем коэрцитивное, переключение поляризации не имеет места, и электрическое смещение D разлагается как степенной ряд по E

$$D = P_s + \varepsilon_0 \frac{\partial P}{\partial E} E + \frac{1}{2} \varepsilon_0^2 \frac{\partial^2 P}{\partial E^2} E^2 + \frac{1}{6} \varepsilon_0^3 \frac{\partial^3 P}{\partial E^3} E^3 + \dots + \frac{1}{n!} \varepsilon_0^n \frac{\partial^n P}{\partial E^n} E^n =$$

$$= P_s + \varepsilon_1 \varepsilon_0 E + \varepsilon_2 \varepsilon_0^2 E^2 + \varepsilon_3 \varepsilon_0^3 E^3 \dots, \quad (1)$$

где P_s – спонтанная поляризация, коэффициент ε_1 обозначает линейную диэлектрическую проницаемость, а ε_2 и ε_3 – диэлектрические проницаемости второго и третьего порядка, соответственно. В сегнетоэлектрических материалах нелинейными членами нельзя пренебречь даже в относительно низком электрическом поле.

В результате нелинейной зависимости D от E при приложении к образцу электрического поля, меняющегося по закону $E = E_0 \cos(\omega t)$, в токе через резистор будут присутствовать высшие гармоники на частотах $2\omega, 3\omega, \dots$, амплитуды которых будут определяться значениями $\varepsilon_2, \varepsilon_3, \dots$ соответственно. В настоящей работе исследовалась генерация третьей гармоники. В качестве величины, характеризующей интенсивность генерации третьей гармоники, использовалось отношение амплитуды напряжения на частоте 3ω к амплитуде подаваемого на образец напряжения – коэффициент третьей гармоники $\gamma_{3\omega}$ [9]. Напряженность поля на образцах составляла около 300 В/см.

Перед изготовлением нанокмозитов из гель-пленок НСС частично удалялась вода при помощи фильтровальной бумаги так, чтобы толщина образца уменьшилась в 2 раза. Внедрение KIO_3 проводилось из насыщенного водного раствора при температуре около 300 К. После чего образец высушивался при температуре 370 К в течение 5 часов. На полученные образцы наносились электроды из In-Ga пасты. Ориентация наноканалов НСС выбиралась таким образом, чтобы электроды были параллельны им.

На рис.1 представлены фотографии поверхности высушенных образцов НСС до (рис.1.a) и после внедрения (рис.1.b) иодата калия. На рис.1.b видно, что после внедрения, на поверхности НСС имеется большое количество объемного KIO_3 , не вошедшего в поры. В этой связи в диэлектрический отклик полученных образцов должен содержать вклад объемного и наноструктурированного KIO_3 .

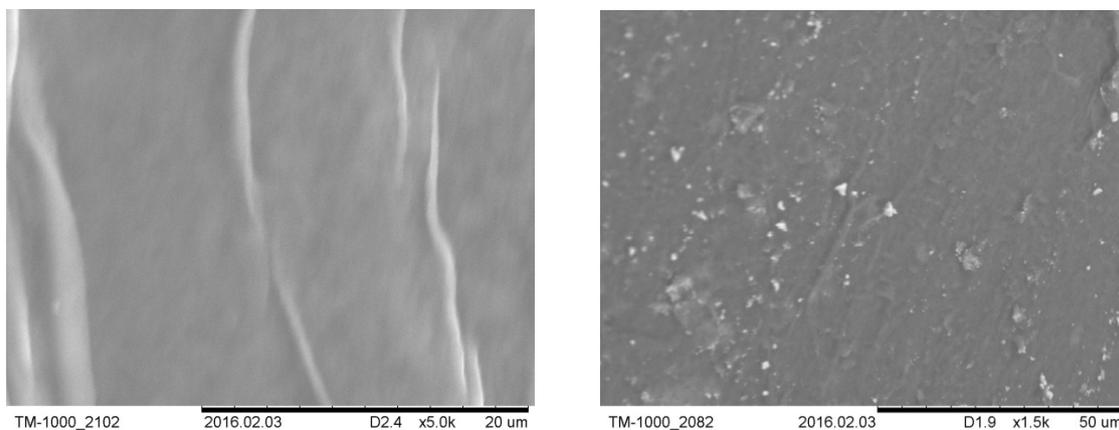


Рис. 1. Изображения поверхности нанокристаллической целлюлозы до (a) и после (b) внедрения KIO_3 , полученные с помощью электронного микроскопа Hitachi TM-1000

Температурная зависимость вещественной части диэлектрической проницаемости ϵ' для поликристаллического образца КЮ₃, определенная на частоте 1 кГц, показана на рис.2.а. Зависимость $\epsilon'(T)$ имеет четыре аномалии в интервале температур 80 – 500 К. При температурах 113, 263 и 345 К наблюдаются выраженные пики диэлектрической проницаемости. При температуре 485 К наблюдается резкое уменьшение ϵ' , что характерно для несобственных сегнетоэлектрических фазовых переходов. Аномалий вблизи температуры 428 К обнаружено не было. Пунктирными линиями на рисунке показаны температурные границы фаз в КЮ₃ [7].

Согласно результатам измерений, представленным на рис.2.б, коэффициент третьей гармоники $\gamma_{3\omega}$ зависит от температуры и имеет аномалии при фазовых переходах V→IV, IV→III, III→II. Аномалии при фазовом переходе II→I не наблюдаются. Пунктирными линиями также показаны границы фаз.

Обсудим возможные причины поведения наблюдаемой зависимости $\gamma_{3\omega}(T)$. Согласно [11] полная спонтанная поляризация P_s в моноклинном КЮ₃ состоит из двух качественно различных взаимно перпендикулярных составляющих: трех не переориентируемых компонент, параллельных полярным осям исходной фазы I, и трех переключаемых на 120° компонент [11]. Эти составляющие получили названия как не переориентируемая пироэлектрическая поляризация P_{sp} и переориентируемая сегнетоэлектрическая поляризация P_{sf} . Обе составляющие P_{sp} и P_{sf} зависят от температуры. Особенностью КЮ₃ является тот факт, что $P_{sp} \gg P_{sf}$. Фазовый переход при температуре 485 К сопровождается обнулением сегнетоэлектрической компоненты P_{sf} и общая поляризация образца равна P_{sp} . Однако, как известно, в пироэлектрических кристаллах нелинейность диэлектрических свойств отсутствует даже в сильных электрических полях и компонента P_{sf} не может быть причиной столь большого значения коэффициента третьей гармоники $\gamma_{3\omega}$ в параэлектрической фазе [14]. Можно предположить, что высокая нелинейность связана с пьезоэлектрическими свойствами кристаллов КЮ₃ в параэлектрической фазе вследствие его не centrosymmetric структуры [7].

Температурные зависимости электрической емкости C и коэффициента третьей гармоники $\gamma_{3\omega}$ для КЮ₃ в порах нанокристаллической целлюлозы показаны на рисунке 3. На кривой $C(T)$ прослеживаются три размытых аномалии при температурах 267 ± 1 , 288 ± 1 и 347 ± 1 К, соответствующие фазовым переходам (рис.3.а). Других аномалий в интервале температур 80-360 К не наблюдалось. Присутствие объемного КЮ₃, не вошедшего в поры, проявляется в наличии размытого максимума на кривой $C(T)$ и минимума на температурной зависимости $\gamma_{3\omega}(T)$ (рис.3.б) при температуре 267 ± 1 К, которые соответствуют фазовому переходу из фазы III в фазу IV. При дальнейшем повышении температуры наблюдается второй максимум около 288 К связанный, вероятно, с фазовым переходом из фазы III в фазу IV для наноструктурированного КЮ₃, находящегося в каналах нанокристаллической целлюлозы. Коэффициент третьей гармоники $\gamma_{3\omega}$ при этом переходе возрастает примерно в три раза и достигает максимума при температуре 289 ± 1 К, что хорошо согласуется с данными по измерению емкости. Повышение температуры перехода из фазы III в фазу IV по сравнению с объемным КЮ₃ составляет 8-10 К. Переход из фазы II в фазу III для КЮ₃ также наблюдается в виде размытого пика около 347 К (см. вставку на рис.3.а). Коэффициент гармоник при данной температуре аномалий не имеет. Можно заключить, что температуры переходов из фазы II в фазу III для объемного и наноструктурированного КЮ₃ в пределах погрешности измерений совпадают.

Возрастание температуры структурного фазового перехода III→IV для КЮ₃ в условиях ограниченной геометрии не согласуется с предсказаниями теоретических моделей размерных эффектов в сегнетоэлектриках, основанных на теории Ландау или модели Изинга.

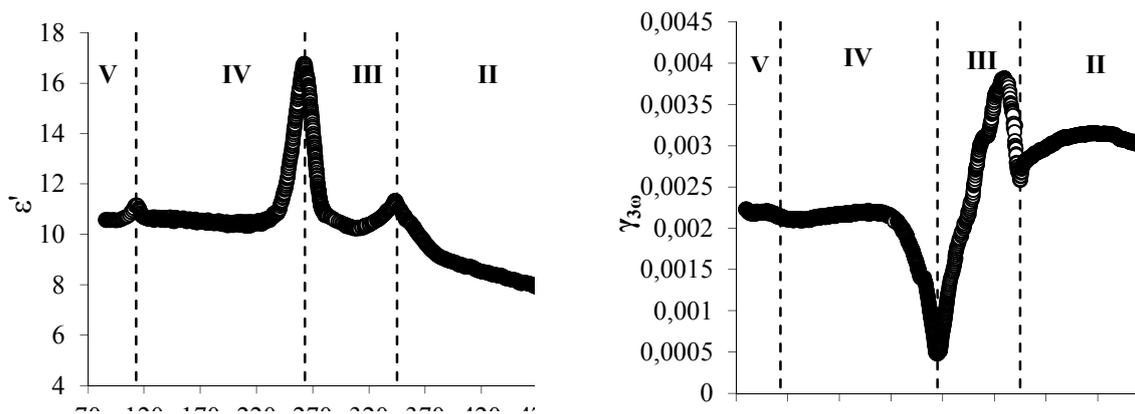


Рис. 2. Зависимость $\epsilon'(T)$ (a) и $\gamma_{3\omega}(T)$ (b) для поликристаллического иодата калия

Эти модели предсказывают сдвиг сегнетоэлектрического перехода вглубь сегнетоэлектрической фазы, т.е. к низким температурам. Ранее для нитрита натрия в порах молекулярных сит MCM-41 и SBA-15 и опалов, а также сегнетовой соли в порах молекулярных сит было получено понижение температуры фазового перехода. С другой стороны, для тех же сегнетоэлектриков в пористом оксиде алюминия наблюдалось расширение области существования сегнетоэлектрической фазы. Повышение фазового перехода связывалось со взаимодействием сегнетоэлектрических частиц в порах со стенками матриц, с геометрией пор, а также с диполь-дипольным взаимодействием между отдельными сегнетоэлектрическими частицами композита. Таким образом, для композита на основе KIO_3 и NCC возрастание температуры перехода может объясняться взаимодействием частиц со стенками пор матрицы NCC. Ранее повышение температуры наблюдалось для ТГС, внедренного в NCC [1,2].

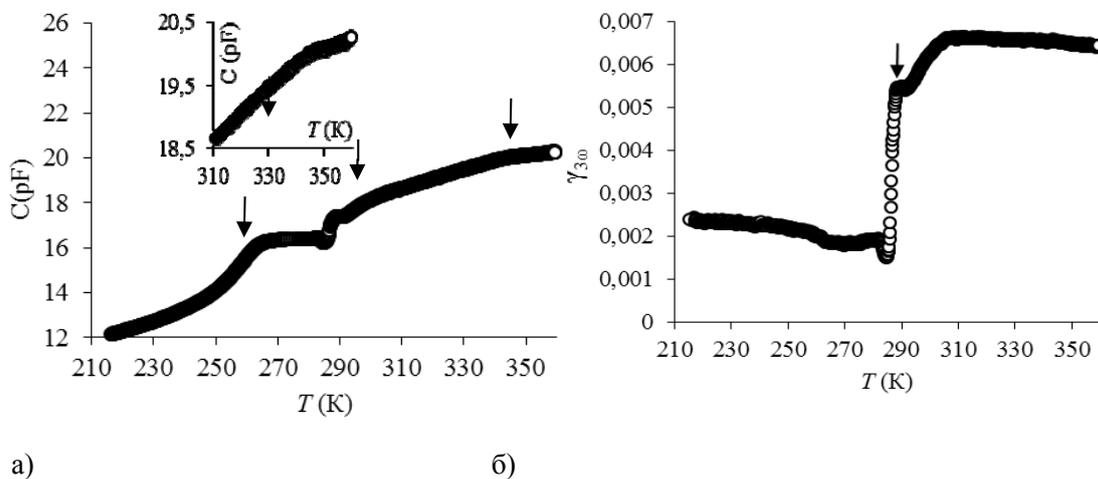


Рис. 3. Температурные зависимости емкости C (a) и коэффициента третьей гармоники $\gamma_{3\omega}$ (b) для нанокompозита НКЦ- KIO_3 , полученные на частоте 2 кГц. На вставке показан температурный ход емкости C в интервале 310-360 К

ЛИТЕРАТУРА

1. Нгуен Х. Т., Миловидова С. Д., Сидоркин А. С., Рогазинская О. В. Диэлектрические свойства композитов на основе нанокристаллической целлюлозы с триглицинсульфатом // ФТТ. – 2015. – Том 57. – С. 491-494.
2. Nguyen H. T., Sidorkin A. S., Milovidova S. D., Rogazinskaya O. V. Investigation of dielectric relaxation in ferroelectric composite nanocrystalline cellulose-triglycine sulfate *Ferroelectrics* Volume 498, Issue 1, 2016 pages 27-35.
3. Баклагина Ю. Г., Хрипунов А. К., Ткаченко А. А., Копейкин В. В., Матвеева Н. А., Лаврентьев В.К., Нилова В.К., Суханова Т.Е., Смыслов Р.Ю., Занавескина И.С., Клечковская В.В., Фейгин Л.А. ЖПХ 78, 1197 (2005).___Формирование композита на основе наночастиц SeO, стабилизированных поливинилпирролидоном, и гель-пленок целлюлозы *Acetobacter xulinum*
4. Yasinov R., Nitzani M., Berger S. Ferroelectric Properties of KIO₃ Nanorods Grown Inside Aluminum Oxide Pores *Ferroelectrics* Volume 390, Issue 1, 2009
5. Herlach F. Nuclear quadrupole resonance, phase transformations, And ferroelectricity of alkali iodates // *Helv. Phys. Acta.* 1961. V. 34. P. 305.
6. Maeda M., Takagi M., Suzuki I. Temperature Dependences of Dielectric, Elastic and Piezoelectric Properties of KIO₃ Single Crystals Associated with the Successive Phase Transitions // *J. Phys. Soc. Jpn.* 2000. V. 69. P. 267.
7. Crane G.R. The relation of physical properties to the symmetry of potassium iodate // *J. Appl. Cryst.* 1972. V.5. P.360.
8. Brooker M. H., Shapter J. G. Raman studies of the phase transition in KClO₃ // *J. Phys. Chem. Solids.* 1989. V. 50. P. 1087.
9. Барышников С. В., Чарная Е. В., Милинский А. Ю., Шацкая Ю. А., Michel D. Диэлектрические и калориметрические исследования KNO₃ в порах наноразмерных силикатных матриц MCM-41 // ФТТ. 2012. Т. 54. С. 594.
10. Ivanov N. R., Shuvalov L.A., Chikgladze O.A. KIO₃ – The first ferroelectric with non-reorientable and non-180° switchable components of spontaneous polarization // *Phys. Lett.* 1973. V. 45A. P. 437.
11. Lines M.E., Glass A.M. Principles and applications of ferroelectrics and related materials. Oxford: Clarendon Press, 2001. 696 p.
12. Wang C.L., Xin Y., Wang X.S., Zhong W.L. Size effects of ferroelectric particles described by the transverse Ising model *Phys. Rev. B* 62, 11423 (2000).
13. Tien C., Charnaya E.V., Lee M.K., Baryshnikov S.V., Michel D., Böhlmann W. NMR studies of structure and ferroelectricity for Rochelle salt nanoparticles embedded into mesoporous sieves *J. Phys.: Cond. Matter* 20, 215205 (2008).
14. Барышников С.В., Чарная Е.В., Стукова Е.В., Милинский А.Ю., Tien C. Диэлектрические исследования нанопористых пленок оксида алюминия, заполненных сегнетовой солью ФТТ 52, 1347 (2010).
15. Tien C., Charnaya E.V., Lee M.K., Baryshnikov S.V. Ferroelectricity and gradual melting in NaNO₂ particles confined within porous alumina *Phys. Stat. Solidi b* 246, 2346 (2009).
16. Charnaya E.V., Pirozerskii A.L., Tien C., Lee M.K. Ferroelectricity in an array of electrically coupled confined small particles *Ferroelectrics* 350, 75 (2007).

РОТАЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ В РАЗБАВЛЕННЫХ ОБРАЗЦАХ НАНОДИСПЕРСНОЙ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

А. М. Стороженко¹, Т. Триттель², Р. Штаннариус², И. А. Шабанова¹

¹ ФГБОУ ВО «Юго-Западный государственный университет» г. Курск

² Otto von Guericke University Magdeburg, Germany

E-mail: storogenko_s@mail.ru

В работе проводится экспериментальное изучение поведения нанодисперсной магнитной жидкости, залитой в сферическую капсулу и помещенной во вращающееся магнитное поле. Наблюдаемые особенности ротационного эффекта объясняются с точки зрения агрегирования магнитных наночастиц в растворах с различной концентрацией магнитной фазы.

Динамика вращения магнитной жидкости (МЖ) под действием внешних магнитных полей традиционно привлекает внимание многих исследователей. Среди причин можно назвать возможное применение наблюдаемых явлений в магнитомеханических и магнитооптических устройствах, а также фундаментальный интерес к механизмам структурирования жидкости во внешнем поле. Эффект увлечения нанодисперсной магнитной жидкости вращающимся магнитным полем носит название ротационного [1]. Изучению поведения магнитной жидкости в переменном магнитном поле посвящено множество работ [2-31]. Предыдущие эксперименты имели целью обнаружение и качественное объяснение эффекта отрицательной вязкости [4], где вращение магнитных наночастиц совместно с возникающими микроравихренностями в поле течений снижают эффективную вязкость образца. Эксперименты по определению вращательного момента ограниченного объема магнитной жидкости проводились в различных геометриях: цилиндрических образцах [7-13], сферических контейнерах [14, 15] и деформируемых каплях [16,17]. Тем не менее, интерпретация этих экспериментальных результатов до настоящего времени не завершена и требует обсуждения [18, 19]. Значительный прогресс в теоретических исследованиях, касающихся течения магнитной жидкости во вращающемся магнитном поле, был достигнут в [20-29]. Применение наблюдаемого явления для направленного «перекачивания» магнитной жидкости предлагается в [30]. Обзор ранее опубликованных работ по тематике представлен в [31]. Первая модель, описывающая течение МЖ под действием внешнего вращающегося магнитного поля, создана в 1967 году, когда Москович и Розенцвейг интерпретировали эксперимент, осуществленный с магнитной жидкостью, помещенной в цилиндрический контейнер. В настоящей работе представлены результаты исследования величины ротационного эффекта в зависимости от концентрации магнитной фазы образцов и вязкости жидкости-носителя.

Исследования проведены на образцах МЖ, представляющих собой магнитные коллоиды, дисперсной фазой в которых служит магнетит Fe_3O_4 и дисперсионной средой - синтетическое углеводородное масло. Образцы изготовлены на специализированном предприятии Ferrotec Corporation (Япония). В работе использован образец магнитной жидкости APG 2135, характеристики которого представлены в таблице 1.

Таблица 1

Параметры образца APG 2135

Теплопроводность, мВт/К·м	150
Коэффициент теплового расширения, K^{-1}	$7,5 \cdot 10^{-4}$
Намагниченность насыщения, мТл	22
Динамическая вязкость, мПа·с	1500
Плотность, kg/m^3	1070

На основе магнитной жидкости APG 2135 путем разбавления ее дуразином (плотность 830 кг/м^3 , кинематическая вязкость $46 \text{ мм}^2/\text{с}$) был получен концентрационный ряд образцов, в котором объемная доля APG 2135 составляет 60 %, 70 %, 80 %, 90 %, 100 % (неразбавленная МЖ APG 2135).

Функциональная схема экспериментальной установки, используемой для исследования поведения сферы с нанодисперсной магнитной жидкостью во вращающемся магнитном поле, подробно описана в работах [32, 33], а также представлена на рисунке 1.

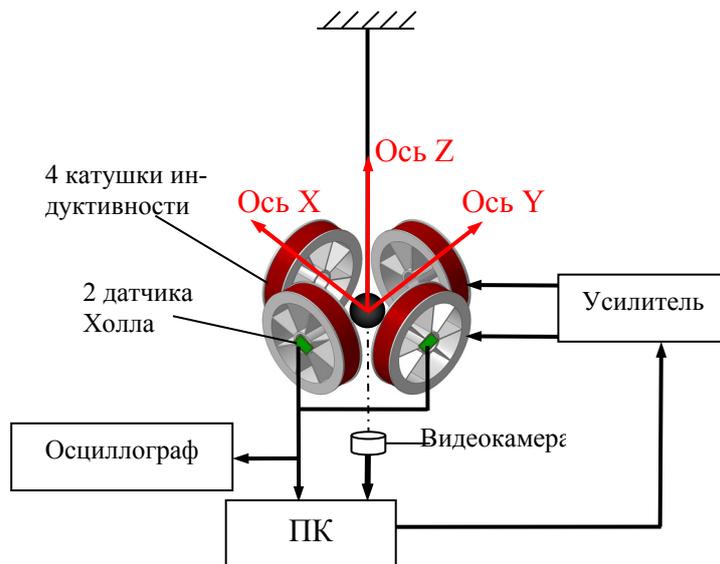


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

Сферическая капсула диаметром 2 см, заполненная образцом магнитной жидкости, подвешивается на стеклянной нити длиной ~ 1 м. Катушки Гельмгольца диаметром 6 см создают вращающееся магнитное поле, питаются от генератора через двухканальный усилитель со сдвигом фаз между сигналами 90° . Датчики Холла и цифровой осциллограф обеспечивают контроль параметров магнитного поля. Угол поворота капсулы с магнитной жидкостью фиксируется расположенной снизу видеокамерой, информация с которой поступает непосредственно на компьютер для дальнейшей обработки.

Под действием вращающегося магнитного поля магнитные наночастицы начинают вращаться, увлекая за собой близлежащие слои жидкости-носителя (броуновский механизм намагничивания), что приводит к тому, что весь образец, заключенный в капсулу, приобретает макроскопический вращательный момент, который может быть количественно рассчитан посредством заранее определенных упругих параметров нити (калибровка по вращательной упругости).

Для магнитной жидкости APG 2135 и ее разбавленных производных были получены зависимости величины удельного момента сил сферы, заполненной образцом, от индукции и частоты вращения внешнего магнитного поля в диапазоне от 0 до 3 мТл и с частотой вращения от 2 до 350 Гц. Под удельным моментом сил в данном случае, по аналогии с [1], понимается вращательный момент единицы объема магнитной жидкости в сфере.

На рисунке 2 показаны полученные для различных концентраций магнитной жидкости APG 2135 зависимости удельного момента сил, действующих на сферу с магнитной жидкостью, от частоты вращения магнитного поля.

Как можно судить из представленных данных, зависимость ротационного эффекта от частоты магнитного поля является немонотонной и значительно зависит от концентрации исследуемого образца. Тем не менее, в целом наблюдается общая тенденция к сме-

щению максимума вращательного момента в сторону более низких частот с ростом концентрации магнитной фазы.

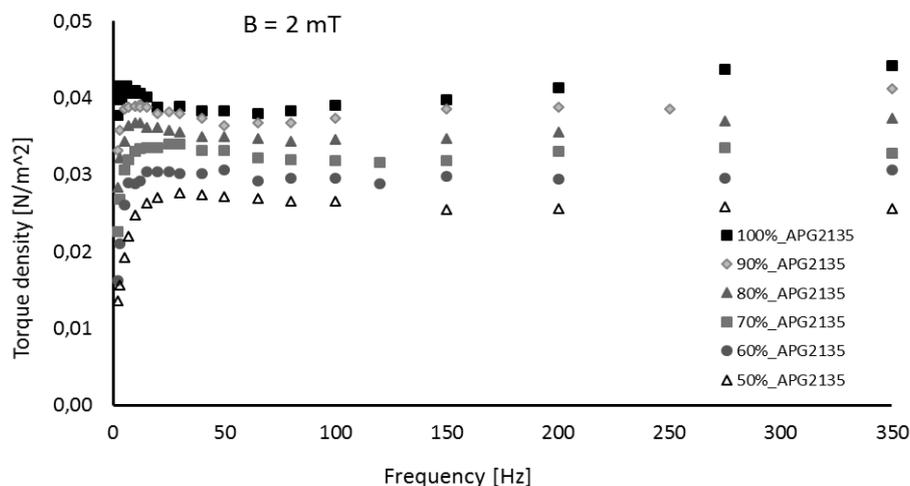


Рис. 2. Экспериментальные данные по частотной зависимости ротационного эффекта

А. О. Цеберс в работах [35, 36], рассматривая магнитную жидкость как идеальный многокомпонентный газ, исследовал ассоциации частиц и возможность образования нитевидных агрегатов в магнитном поле. В частности, им показано, что с увеличением концентрации твердой фазы среднее число частиц в агрегате возрастает.

Другими авторами было показано, что образование агрегатов начинается с небольших образований из крупных частиц, которые присутствуют в МЖ даже при отсутствии магнитного поля. В магнитном поле сильное взаимодействие агрегатов приводит к их слиянию и образованию агрегатов веревочного типа. Д. Крюгером и Р. Петерсоном отмечено, что для понимания процессов агрегирования необходимы экспериментальные исследования характерных времен агрегирования и влияния сдвиговых усилий на агрегаты [37]. Отметим, что результаты исследований в этом направлении могли бы быть также полезными в связи с применением МЖ в магнитожидкостных уплотнениях, где МЖ подвергаются воздействию сильных магнитных полей и сдвиговой деформации.

Большое внимание исследованию агрегирования магнитных жидкостей уделено в работах Чеканова В.В. и других [38-40]. В работе [38] отмечена возможность образования в МЖ на основе керосина агрегатов двух типов: каплеподобных, изменяющих свою форму при наложении поля, и квазитвердых, которые в некоторых случаях при выключении поля остаются намагниченными.

Экспериментальные данные, полученные в данной работе, также могут быть объяснены с точки зрения агрегирования магнитных наночастиц в магнитном поле.

При высокой концентрации магнитной фазы (неразбавленный образец) в магнитном поле с низкой частотой вращения образуются очень крупные агрегаты частиц, причем их количество невелико. Время релаксации таких агрегатов значительно больше времени релаксации одиночных частиц, поэтому такие агрегаты нестабильны и быстро разрушаются при увеличении частоты магнитного поля. В экспериментальной зависимости момента сил, действующих на образец магнитной жидкости, имеет место резкий спад, объясняемый указанным процессом, и затем увеличение сигнала, показывающее ориентацию по полю отдельных частиц и небольших кластеров.

При уменьшении концентрации также предполагается процесс образования агрегатов и кластеров, но они уже не так велики, как в предыдущем случае. Их разрушение

происходит в магнитных полях с большей частотой, а их вклад в общую величину ротационного эффекта меньше по сравнению с неразбавленным образцом.

Кроме указанных процессов агрегирования, на величину ротационного эффекта также влияет снижение вязкости и уменьшение магнитных свойств системы при разбавлении ее маловязкой и немагнитной жидкостью-разбавителем (дуразином). Оба этих параметра также снижают способность образца следовать изменению внешнего магнитного поля.

Научно-исследовательская работа выполнялась в рамках совместного проекта РФФИ (номер проекта №16-52-12035\16) и DFG (Topical Program SPP 1681, Project STA 425/36).

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Pshenichnikov, A. V. Lebedev, and M. I. Shliomis, On the rotational effect in nonuniform magnetic fluids, *Magnetohydrodynamics*, 36, 275-281 (2000).
2. R. Moskowitz and R. E. Rosensweig, Nonmechanical torque-driven flow of a ferromagnetic fluid by an electromagnetic field, *Appl. Phys. Lett.* 11, 301 (1967).
3. O. Tsebers, Action of a rotating magnetic field on a ferroliquid, *Magnetohydrodynamics*, 10, 371-374 (1974).
4. J. -C. Bacri, R. Perzynski, M. I. Shliomis, G. I. Burde, "Negative-Viscosity" Effect in a Magnetic Fluid, *Phys. Rev. Lett.* 75, 2128 (2000).
5. R. E. Rosensweig, J. Popplewell, and R.J. Johnston, Magnetic fluid motion in a rotating field, *J. Magn. Magn. Materials* 85, 171 (1990).
6. Chaves, C. Rinaldi, S. Elborai, X. He, and M. Zahn, Bulk Flow in Ferrofluids in a Uniform Rotating Magnetic Field, *Phys. Rev.Lett.* 96, 194501 (2006).
7. Chaves, M.Zahn, and C. Rinaldi, Spin-up flow of ferrofluids: Asymptotic theory and experimental Measurements, *Phys. Fluids* 20, 053102 (2008).
8. Chaves, F. Gutman, and C. Rinaldi, Torque and Bulk Flow of Ferrofluid in an Annular Gap Subjected to a Rotating Magnetic Field, *Trans. ASME* 129, 412 (2013).
9. Rinaldi, F. Gutman, X. He, A. D. Rosenthal, and M. Zahn, Torque measurements on ferrofluid cylinders in rotating magnetic fields, *J. Magn. Magn. Materials*, 289 307 (2005).
10. Rinaldi, Magnetic fluid rheology and flows , *Current Opinion Coll. Interf. Sci.* 10, 141 (2005)
11. D. Rosenthal, C. Rinaldi, T. Franklin, and M. Zahn, Torque Measurements in Spin-Up Flow of Ferrofluids, *Transactions of the ASME*, 126, 198 (2004)
12. S. Rhodes et al., Magnetic fluid behavior in uniform DC, AC, and rotating magnetic fields, *J. Electrostatics* 64, 513 (2006)
13. J. P. Embs, S. May, C. Wagner, A. V. Kityk, A. Leschhorn, M. Lücke, Measuring the transverse magnetization of rotating ferrofluids, *Phys. Rev. E*, 73, 036302 (2006).
14. Torres-Díaz, C. Rinaldi, S. Khushrushahi, and M. Zahn, Observations of ferrofluid flow under a uniform rotating magnetic field in a spherical cavity, *J. Appl. Phys.* 111, 07B313 (2012)
15. Torres-Díaz and C. Rinaldi, Ferrofluid flow in a spherical cavity under an imposed uniform rotating magnetic field: Spherical spin-up flow, *Phys. Fluids* 24, 082002 (2012)
16. Yu. I. Dikanskii, O. V. Borisenko, and M. A. Bedzhanyan, Peculiarities of Motion of a Ferrofluid Drop in a Rotating Magnetic Field, *Technical Physics* 58, 475 (2013)
17. V. Sterr, R. Krauß, K. I. Morozov, I. Rehberg, A. Engel, and R. Richter, Rolling ferrofluid drop on the surface of a liquid, *New Journal of Physics* 10, 063029 (2008)
18. Engel and P. Reimann Thermal ratchet effects in ferrofluids, *Phys. Rev. E* 70, 051107 (2004). M. I. Shliomis, Comment on "Ferrofluids as thermal ratchets", *Phys. Rev. Lett.* 92, 188901 (2004). A. Engel, and P. Reimann, Comment on "Ferrofluids as thermal ratchets" – Reply, *Phys. Rev. Lett.* 92, 188902 (2004).
19. H. C. Weng, C.-K Chen, Comment on "Measuring the transverse magnetization of rotating ferrofluids", *Phys. Rev. E* 78, 068301 (2008). J. P. Embs, A. Leschhorn, M. Lücke, Reply to "Comment on 'Measuring the transverse magnetization of rotating ferrofluids'", *Phys. Rev. E* 78, 068302 (2008)
20. H.-W. Müller, M. Liu, Structure of ferrofluid dynamics, *Phys. Rev. E* 64, 061405 (2001)
21. U. Felderhof, V. V. Sokolov, P. A. Eminov, Ferrofluid dynamics, magnetic relaxation, and irreversible thermodynamics, *J. Chem. Phys.* 132, 184907

22. Leschhorn, M. Lücke, C. Hoffmann, and S. Altmeyer, Stability of the circular Couette flow of a ferrofluid in an axial magnetic field: Influence of polydispersity Phys. Rev. E 79, 036308 (2009).
23. J. H. Sánchez and C. Rinaldi, Magnetoviscosity of dilute magnetic fluids in oscillating and rotating magnetic fields, Phys. Fluids 22, 043304 (2010).
24. D. Soto-Aquino, D. Rosso, C. Rinaldi, Oscillatory shear response of dilute ferrofluids: Predictions from rotational Brownian dynamics simulations and ferrohydrodynamics modeling, Phys. Rev. E 84, 056306 (2010).
25. B.U. Felderhof, Magnetoviscosity and relaxation in ferrofluids, Phys. Rev. E 62, 3848 (2000); M.I. Shliomis, Comment, Phys. Rev. E. 64, 063501 (2001); B. U. Felderhof, Reply, Phys. Rev. E, 64, 063502 (2001).
26. U. Felderhof, Entrainment by a rotating magnetic field of a ferrofluid contained in a sphere. Phys. Rev. E 84, 046313 (2011).
27. S. Altmeyer, Y. Do, and J. M. Lopez, Influence of an inhomogeneous internal magnetic field on the flow dynamics of a ferrofluid between differentially rotating cylinders, Phys. Rev. E 85, 066314 (2012).
28. S. Altmeyer, A. Leschhorn, Ch. Hoffmann, and M. Lücke, Elongational flow effects on the vortex growth out of Couette flow in ferrofluids, Phys. Rev. E 87, 053010 (2013).
29. S. Altmeyer, Y. Do, and J. M. Lopez, Effect of elongational flow on ferrofluids under a magnetic field, Phys. Rev. E 88, 013003 (2013).
30. M. Zahn, D. R. Greer, Ferrohydrodynamic pumping in spatially uniform sinusoidally time-varying magnetic fields, J. Magn. Magn. Materials 149, 165 (1995).
31. Holm, J.-J. Weis, The structure of ferrofluids: A status report, Current Opinion in Colloid & Interface Science 10, 133 (2005).
32. John T. and Stannarius R. Experimental investigation of a Brownian ratchet effect in ferrofluids, Phys. Rev. E 80, 050104 (R) (2009).
33. Storozhenko A.M., Stannarius R., Experimental Setup for Measurement of the Torque on Ferrofluid Samples in Rotating Magnetic Field, Russian Conf. on Magneto-Hydro-dynamics. Book of Abstracts, Perm, 106 (2015).
34. Pshenichnikov A. F., Lebedev A. V. Action of a rotating magnetic field on a dielectric cylinder immersed in a magnetic fluid, J. Appl. Mech. Techn. Phys. 37, 305-310 (1996).
35. Tsebers, A.O., Formation and properties of large conglomerates of magnetic particles, Magneto-hydrodynamics, 19, 231-238 (1983).
36. Цеберс А.О. К вопросу о причинах образования микрокапельных агрегатов в коллоидных системах ферромагнетиков // Магнитная гидродинамика, 3, 143-145 (1987).
37. Peterson, E. A., Krueger, D. A., Reversible, field induced agglomeration in magnetic colloids. J. Colloid Interf. Sci. 62, 24-34 (1977).
38. Чеканов В.В., Физические свойства магнитной жидкости. Свердловск, 42-49 (1983).
39. Blums E. Magnetic Fluids. Walter de Gruyter, New York, 311 (1997).
40. Rinaldi C. Magnetic fluid rheology and flows// Current Opinion in Colloid & Interface Science 10, 513-519 (2005).

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ИОДАТА АММОНИЯ

Е. В. Стукова¹, С. В. Барышников², Е. Ю. Королева³, А. Ю. Милинский²

¹ФГБОУ ВО «Амурский государственный университет, г. Благовещенск

²ФГБОУ ВО «Благовещенский государственный педагогический университет»

³ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»

E-mail: lenast@bk.ru

Исследованы диэлектрические свойства композита на основе иодата аммония в мезопористых силикатных матрицах. Показано, что ограничение размеров приводит к увеличению ϵ' для низких частот, размытию фазового перехода и увеличению температурного гистерезиса фазового перехода. Обнаружено, что для NH_4IO_3 в SBA-15 с порами (9.4 нм) наблюдается сдвиг температуры Кюри в область более высоких температур ($\Delta T \sim 4 - 5$ °C).

Изменения физических свойств, возникающие при ограничении размеров кристалла в одном, двух или трёх измерениях, принято называть размерным (или геометрическим) эффектом. Первые работы, посвященные исследованию размерных эффектов в сегнетоэлектриках, появились еще в семидесятые годы прошлого столетия. Наибольшее число публикаций относится к нанокompозитам с введенными в поры нитритом натрия, сегнетовой солью, нитратом калия и триглицинсульфатом (см. [1-3] и ссылки в этих работах). Полученные экспериментальные данные показали, что в наибольшей степени влияние ограниченной геометрии проявляется вблизи структурных фазовых переходов. Температура сегнетоэлектрических переходов смещается относительно точки Кюри для объемных материалов. Величина и знак сдвига температуры Кюри являются характеристиками конкретных нанокompозитов и зависят не только от размера пор, но и от их формы. Выявление закономерностей изменения свойств сегнетоэлектрической компоненты нанокompозитов является важной задачей современной физики низкоразмерных систем и твердотельной электроники.

В настоящей работе мы приводим результаты диэлектрических исследований нанокompозитов на основе иодата аммония, внедренного в матрицы SBA-15 с размерами пор 9.4 нм.

Иодат аммония – бесцветные кристаллы соли аммония и иодноватой кислоты с формулой NH_4IO_3 , растворимые в воде. Сегнетоэлектрические свойства в NH_4IO_3 были открыты Ока, Mitsui, Shiroishi и Sawada в 1976 г. [4]. Выше 120 °C иодат аммония находится в кубической α -фазе. Ниже 120 °C кристалл переходит в орторомбическую пьезоэлектрическую β -фазу ($Pc2_1n$). При дальнейшем понижении температуры в районе $T \sim 85$ °C, происходит трансформация в сегнетоэлектрическую γ -фазу ($Pm2_1b$), которая тоже является орторомбической. Параметры решетки для β и γ фаз приведены ниже:

$$\begin{array}{cc} \gamma & \beta \\ a = 6.413 \text{ \AA} & a = 6.426 \text{ \AA} \\ b = 9.156 \text{ \AA} & b = 9.104 \text{ \AA} \\ c = 6.411 \text{ \AA} & c = 6.466 \text{ \AA} \end{array}$$

Структурная трансформация вблизи 85 °C между неполярной пьезоэлектрической β -фазой и сегнетоэлектрической γ -фазой обусловлена изменением наклона IO_6 -октаэдров в перовскитоподобной структуре. В то же время происходят небольшие смещения NH_4 , вдоль полярной оси b и возникновение спонтанной поляризации (при комнатной

температуре $P_s \sim 1.8$ мкКл/см²). В спектре Рамановского рассеяния ниже 85 °С проявляется «мягкая» мода, характерная для сегнетоэлектриков. Хотя пространственная группа высокотемпературной β -фазы является полярной, дипольный момент ячейки равен нулю. Фазовый переход является переходом первого рода с аномалиями диэлектрических, пьезоэлектрических и упругих констант. Иодат аммония не может быть описан в рамках теории Ландау-Гинзбурга и характеризуется как «неправильный» сегнетоэлектрик [5].

В качестве наноразмерной матрицы для внедрения иодата аммония использовался силикатный мезопористый мезоструктурированный материал SBA-15 [6]. Среди мезоструктурированных силикатных материалов SBA-15 является одним из наиболее изученных и перспективных с точки зрения практического применения. Параметр периодичности для двумерной гексагональной решетки типичного материала SBA-15 лежит в пределах 5 – 12 нм. Удельная поверхность SBA-15 достигает значения 950 м²/г, а удельный объем пор – 1.1 см³. Внедрение сегнетоэлектриков в нанопоры осуществлялось из раствора. Для внедрения из раствора выполнялись следующие операции. Приготавливалась смесь обезвоженного порошка SBA-15 и исследуемого сегнетоэлектрика в необходимых пропорциях. Сегнетоэлектрик растворялся в дистиллированной воде так, чтобы получить насыщенный раствор. Порошок мезопористого вещества засыпался в раствор таким образом, чтобы весь раствор проник в поры, после чего смесь помещалась в печь и высушивалась. Из приготовленного порошка при давлении 8000 – 10000 кг/см² прессовались образцы в виде таблеток диаметром 12 мм и толщиной 1 мм.

Диэлектрические исследования проводились на широкополосном спектрометре Novocontrol BDS80 в диапазоне частот от 0.1 Гц до 10 МГц. Температурный интервал измерений составлял от 20 до 120 °С. Амплитуда измерительного поля составляла 1 В. Измерения проводились в режиме нагрев – охлаждение, скорость изменения температуры составляла 1 градус в минуту. В качестве электродов использовалась серебряная паста. Для удаления адсорбированной воды образцы предварительно прогревались в течение 30 минут при температуре 120 °С.

На графиках приведены температурно-частотные зависимости диэлектрической проницаемости для объемного NH₄IO₃ (рис.1) и композита на основе SBA-15 с внедренным NH₄IO₃ (рис.2). Из представленных температурно-частотных зависимостей диэлектрической проницаемости следует существенная низкочастотная дисперсия особенно для нанокompозитного образца.

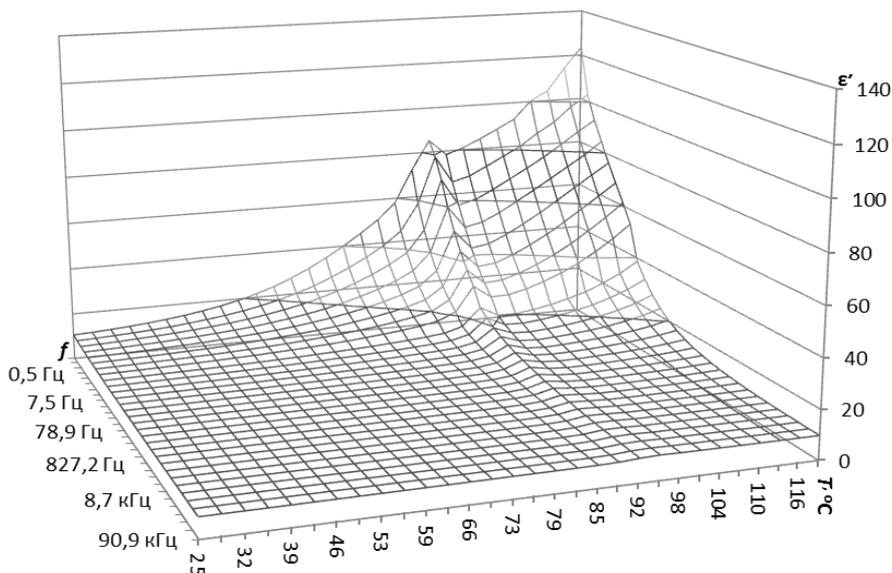


Рис. 1. Температурно-частотная зависимость ϵ' образца объемного NH₄IO₃

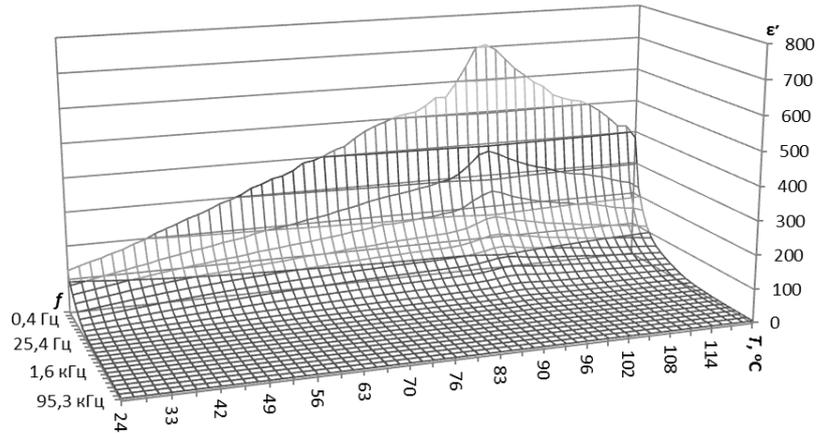


Рис. 2. Температурно-частотная зависимость ϵ' композитного образца на основе SBA-15 с внедренным в поры NH_4IO_3

Для объяснения частотной зависимости диэлектрической проницаемости необходимо учитывать все поляризационные процессы. На низких частотах вклад в диэлектрическую проницаемость дают поляризационные процессы, обусловленные: доменной поляризацией, ионной поляризацией, поляризацией за счет дефектов, а в неоднородных системах существенный вклад может давать поляризация Максвелл-Вагнера.

$$P = P_s(1 - s) + P_i + P_d + P_{MW} + \dots,$$

где $P_s(1 - s)$ – доменная поляризация, s – доля доменов ориентированных против поля, P_i – ионная поляризация (обуславливающая закон Кюри-Вейса), P_d – поляризация дефектов и примесей, P_{MW} – поляризация Максвелл-Вагнера. Каждый из перечисленных вкладов имеет свою величину, а также температурную и частотную зависимости. На частотах 0.1 – 50 Гц основной вклад в диэлектрическую проницаемость дает доменная поляризация и поляризация Максвелл-Вагнера. В композитах, которые являются неоднородными структурами, вклад поляризации Максвелл-Вагнера будет определяющим.

На рис. 3 и 4. приведены температурные зависимости диэлектрической проницаемостей (на частоте 1 КГц) для объемного NH_4IO_3 и композита на основе в SBA-15 с внедренным NH_4IO_3 . Из представленных графиков следует, что температурный гистерезис для образца композита на основе в SBA-15 с внедренным NH_4IO_3 на 2 градуса больше, чем для объемного образца.

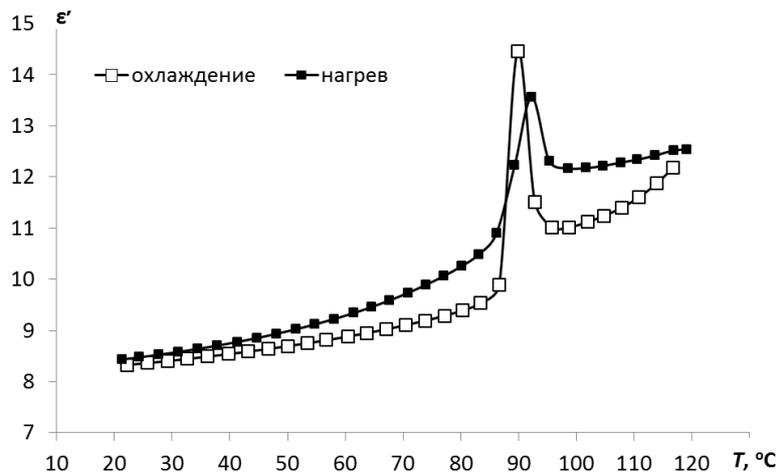


Рис. 3. Температурная зависимость $\epsilon'(T)$ для объемного NH_4IO_3 на частоте 1 кГц

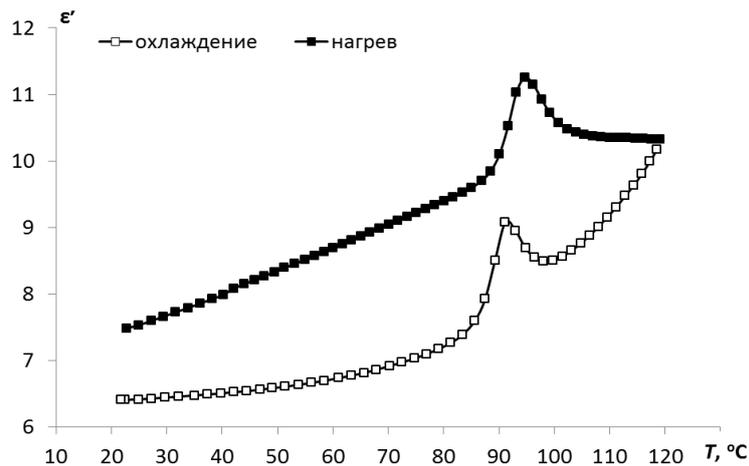


Рис. 4. Температурная зависимость $\epsilon'(T)$ для композитного образца на основе SBA-15 с внедренным в поры NH_4IO_3 на частоте 1 кГц

Сравнение температур фазовых переходов исследуемых образцов (рис. 5) показало увеличение этой температуры у образца SBA-15 с внедренным NH_4IO_3 на 5 градусов по сравнению с объемным образцом.

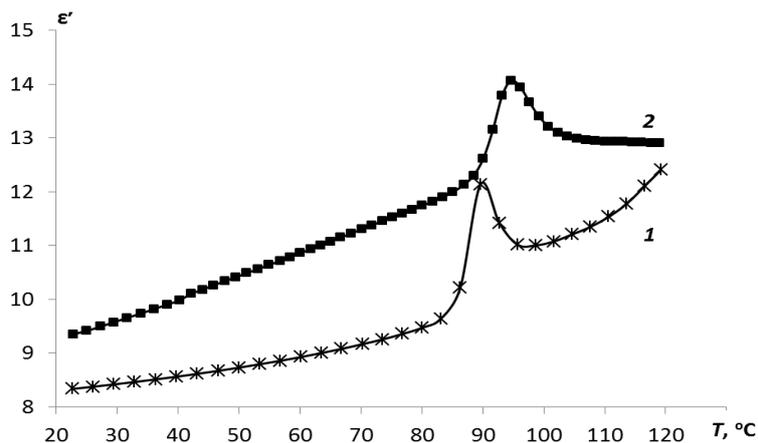


Рис. 5. Температурная зависимость ϵ' при нагреве на частоте 1 кГц: 1 – объемный NH_4IO_3 ; 2 – NH_4IO_3 , внедренный в SBA-15

Как следует из теоретических подходов [7, 8] сдвиг температуры Кюри и увеличение температурного гистерезиса могут быть обусловлены несколькими факторами. Одним из таких факторов является механическое зажатие частицы в порах, которое может приводить как к снижению, так и к повышению температуры фазового перехода в зависимости от сжатия или растяжения кристаллической решетки [7]. Вторая причина – это изменение энергии диполь-дипольного взаимодействия для полярных частиц в порах [8]. Если направление поляризации в соседних порах совпадает, то это ведет к снижению температуры. В случае противоположного направления поляризации в соседних порах происходит повышение температуры фазового перехода. Из общих соотношений термодинамики, следует, что изменение температуры фазового перехода для малых сегнетоэлектрических частиц по сравнению с объемным кристаллом должно быть пропорционально изменению энергии электрического взаимодействия при переходе между этими состояниями. Эта энергия определяется диполь-дипольным взаимодействием между от-

дельными частицами и пропорциональна P_s^2 . Однако значение P_s для NH_4IO_3 в десятки раз меньше, чем для классических сегнетоэлектриков типа BaTiO_3 , PbTiO_3 или KNbO_3 , что может объяснять малый сдвиг температуры Кюри для иодата аммония.

Таким образом, ограничение размеров частиц для иодата аммония приводит к увеличению диэлектрической проницаемости на низких частотах, размытию фазового перехода и увеличению температурного гистерезиса фазового перехода. Температура Кюри для NH_4IO_3 в SBA-15 с порами (9.4 нм) сдвигается в область более высоких температур на 4–5 °С.

ЛИТЕРАТУРА

1. Baryshnikov S. V., Milinskiy A. Y., Charnaya E. V., Tien C., Stukova E. V. Dielectric studies of nanoporous alumina films filled with the rochelle salt // *Physics of the Solid State*. – 2010. – V. 52. – P. 1444–1447.
2. Baryshnikov S. V., Milinskiy A. Y., Stukova E. V., Charnaya E. V., Tien C., Michel D. Phase transitions in $\text{K}_{1-x}\text{Na}_x\text{NO}_3$ embedded into molecular sieves // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2009. – V. 21. – P. 325902–325907.
3. Baryshnikov S. V., Stukova E. V., Tien C., Charnaya E. V., Lee M. K., Michel D., Bohlmann W. Dielectric properties of mesoporous sieves filled with NaNO_2 // *Ferroelectrics*. – 2008. – V. 363. – P. 177–186.
4. Oka T., Mitsui T., Shiroishi Y., Sawada S. Ferroelectricity in NH_4IO_3 // *J. Phys. Soc. Japan*. – 1976. – V. 40. – P. 913–914.
5. Bismayer U., Salje E. Structural Phase Transition in Ferroelectric NH_4IO_3 // *Phase Transitions*. – 1979. – V. 1. – P. 35–48.
6. Парфенов В.А., Пономаренко И.В., Жарков С.М., Кирик С.Д. Регулирование микропористости силикатного материала SBA-15 солевым фоновым раствором // *Физика и химия стекла*. – 2014. – Т.40. – С. 90–101.
7. Глинчук М. Д., Елисеев Е. А., Морозовская А. Н. Размерные эффекты в сегнетоэлектрических наноматериалах // *Украинский физический журнал*. – 2009. – №5. – С.34–62.
8. Charnaya E. V., Pirozerskii A. L., Tien C., Lee M. K. Ferroelectricity in an array of electrically coupled confined small particles // *Ferroelectrics*. – 2007. – V. 350. – P. 75–80.

СТРУКТУРНЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ПО ТОЛЩИНЕ ЛЕНТЫ В БЫСТРОЗАКАЛЕННЫХ СПЛАВАХ

В. В. Ткачев, Г. С. Крайнова, А. М. Фролов, С. В. Должиков

ФГАОУ ВО «Дальневосточный федеральный университет»
г. Владивосток, E-mail: froloff5@yandex.ru

В работе исследуются ленты на основе Fe, полученные быстрой закалкой расплава на вращающийся диск. Основываясь на электронно-микроскопических изображениях поверхностей раздела и торцов фольг, выявлена стратификация элементов структуры. Показана так же неоднородность в распределении химических элементов по толщине ленты.

Отличительной особенностью сплавов, полученных методом спиннингования в виде лент, является наличие двух поверхностей раздела (контактной к охлаждающему барабану и свободной от его влияния). Получение информации о масштабах и природе структурных неоднородностей таких быстрозакаленных сплавов, характере морфологии спиннингованных лент необходимо для определения физических свойств данных материалов. При этом следует учитывать, что величины тепловых потоков, проходящих через контактную и свободную поверхности лент, существенно отличаются [1]. Это приводит к наличию разницы в скоростях охлаждения сплава на поверхностях раздела, что отображается в структурной неоднородности спиннингованных лент по толщине [2].

В данной работе методами электронной микроскопии (Carl Zeiss CrossBeam 240XB) изучены морфологические неоднородности различного масштаба спиннингованных лент на основе Fe ($\text{Fe}_{60}\text{Co}_{30}(\text{SiB})_{10}$, $\text{Fe}_{80}\text{Ni}_{10}(\text{SiB})_{10}$) и структура быстрозакаленных сплавов по толщине.

Исследуемые образцы подвергались плазменной очистке в среде ArO в течение 60 секунд в колонне электронного микроскопа. Использовались разные величины ускоряющего напряжения, в зависимости от чистоты поверхности, для предотвращения возникновения нагара на образце. Производился анализ элементного состава поверхностей раздела быстрозакаленных фольг, дефектов на свободной поверхности, каверн, изучено распределение элементов, входящих в состав образца, по толщине лент. Распределение по толщине определялось на боковом срезе фольги, образующимся, при закаливании, вдоль оси прокатки фольги, и на срезе, сделанном перпендикулярно направлению прокатки (рис.1).

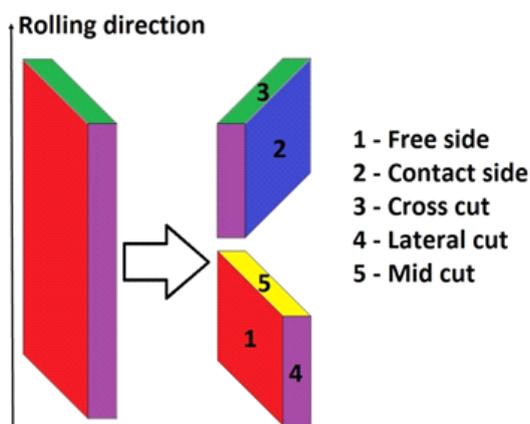


Рис. 1. Схематическое изображение методики исследования

Анализ микроскопических изображений быстрозакаленных аморфных сплавов показал, что они обладают развитой микроструктурой поверхностей раздела, в виде иерархической системы пространственных неоднородностей различного масштаба, рис.2. Технологический микрорельеф контактной поверхности определяется системой периодичностей 1-3 мкм, ансамблем газовых полостей различной формы размером до 10 мкм. Морфология свободной поверхности имеет вид волнообразного бугоркового рельефа с периодами от 0,1 – 1 мкм. Следует отметить, что выделение отдельно какого-то масштаба неоднородностей, даже технологического, задача непростая и как правило, ведет к потере достоверности в конечном результате. Это диктует необходимость работы со всем спектром пространственных неоднородностей одновременно [3].

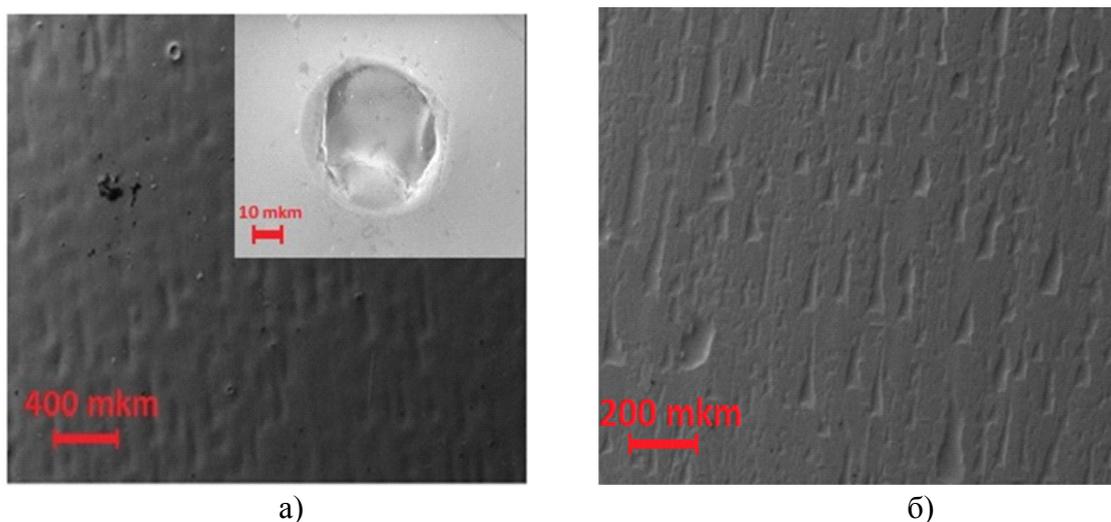
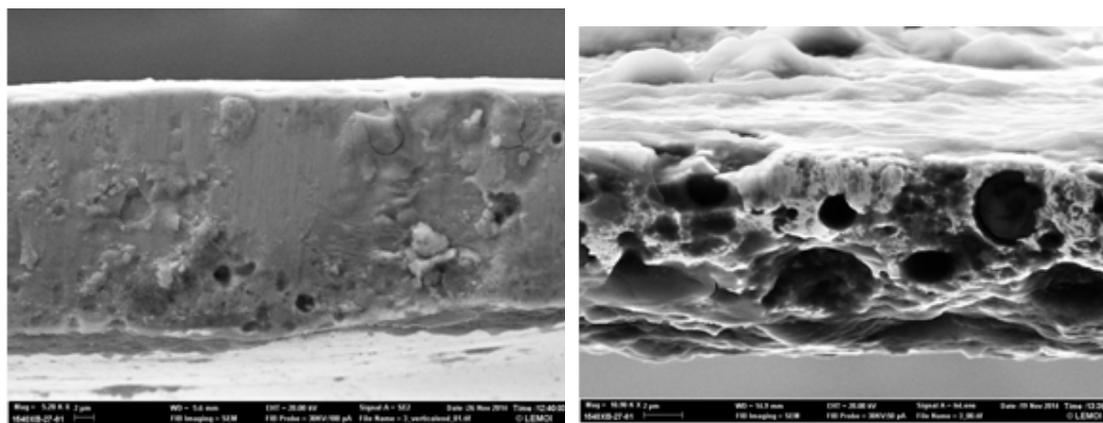


Рис. 2. РЭМ - изображения: а) свободной и б) контактной поверхностей спиннингованной ленты Fe₇₀Ni₁₀(SiB)₁₀ (Carl Zeiss CrossBeam 1540XB).

На рис. 3 показано электронно-микроскопические изображения торцов исследуемых спиннингованных лент. Структура по толщине представлена неоднородностями от субмикронного диапазона (10 – 30 нм) до микронных периодичностей (0,1 – 1 мкм) в виде изотропных конгломератов, которые проявляют фрактальные свойства, которые особенно четко видны на рис.3б. Хорошо наблюдается стратификационный эффект в спиннингованных лентах Fe₆₀Co₃₀(SiB)₁₀ и Fe₈₀Ni₁₀(SiB)₁₀, который отражается в увеличении концентрации макронеоднородностей, от свободной к контактной поверхности.

Помимо структурных исследований в электронном микроскопе проводился и элементный анализ (распределение химических элементов по поверхностям и торцу ленты). Этот анализ спиннингованных лент Fe₈₀Ni₁₀(SiB)₁₀ и Fe₆₀Co₃₀(SiB)₁₀ показал, что на поверхностях раздела распределение элементов изотропно. В кавернах наблюдаются отклонения от среднего значения ~ 3-5%, что может быть связано с избыточным давлением в них в процессе получения.

Методика элементного анализа среза фольг показана на рис.4. Суммируя весь объем данных можно сделать вывод, что существует неоднородность в распределении Fe и Ni в торцах спиннингованных лент. При изучении среза, перпендикулярного оси прокатки, можно видеть, что среднее содержание Fe и Ni возрастает до 62% и 7,1% соответственно. Сохраняется слабо выраженная анизотропия распределения и других элементов по толщине, которая является одноосной.



а)

б)

Рис. 3. Электронно-микроскопические изображения торцов аморфных лент а) продольный торец после плазменной очистки ленты $\text{Fe}_{80}\text{Ni}_{10}(\text{SiB})_{10}$, б) продольный торец ленты $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{30}(\text{SiB})_{10}$ без плазменной очистки

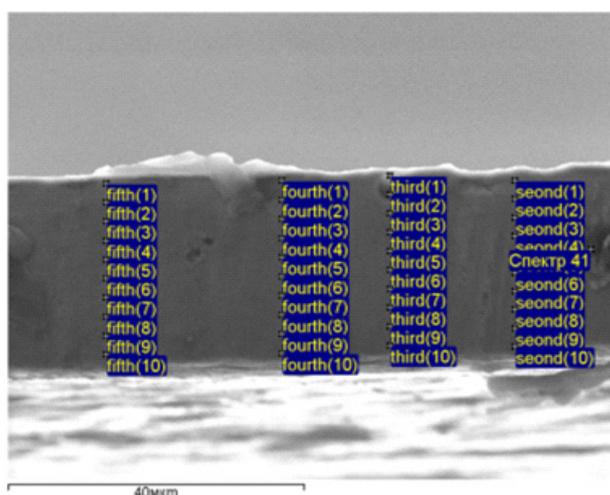


Рис. 4. РЭМ - изображения бокового торца фольги с отметками областей, в которых производился элементный анализ

Таким образом, электронно-микроскопическое исследование спиннингованных лент $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{30}(\text{SiB})_{10}$ и $\text{Fe}_{80}\text{Ni}_{10}(\text{SiB})_{10}$ показало наличие в них стратификации, как в структурном плане, так и в элементном составе. Данный эффект может приводить к ряду интересных физических, например электрических и магнитных, свойств этих объектов [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Frolov A. M., Kraynova G.S., Dolzhikov S.V. Informo-dynamics functionals in the study of fields of anisotropy of a microrelief spinning tapes // *Advanced Materials Research*. – 2014. – Vol. 1037. – P. 428–431.
2. Чухрий Н. И., Юдин В. В., Фролов А. М., Юдина Л. А.. Корреляция морфологии поверхностей быстрозакаленных лент и атомного разупорядочения в процессах спиннингования // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*. – 1999. – № 4. – С. 55–65.
3. Юдина Л. А., Фролов А.М., Чухрий Н.И., Юдин В.В.. Системная методика обработки сложных РЭМ-изображений // *Изв. РАН / Сер. физ.* – 1998. – Т. 62. – № 3. – С. 455–460.
4. Крайнова Г.С., Невмержицкий В.И., Фролов А.М., Писаренко Т.А., Юдин В.В.. Влияние процессов структурной релаксации на структуру, магнитные и электрические свойства спиннингованных лент на основе железа // *Изв. РАН. / Сер. физ.* – 2010. – Т. 74. – № 5. – С. 747–749.

ПОВЕРХНОСТНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ В СЛУЧАЕ РАВНОВЕСНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИМЕСИ В ОБЕДНЁННЫХ СЛОЯХ ПОЛУПРОВОДНИКА

А. В. Филимонов, В. Б. Бондаренко, Е. Ю. Королева

ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»
г. Санкт-Петербург, E-mail: filimonov@rphf.spbstu.ru

В работе исследуются естественные неоднородности электрического потенциала на поверхности полупроводника в условиях частичной самоорганизации электроактивных дефектов - формирования в слоях обеднения донорно-акцепторных ионных пар. Определены амплитуда и характер пространственного распределения хаотического потенциала F на поверхности полупроводника в случаях локализованных и делокализованных поверхностных состояний. Получена зависимость амплитуды хаотического потенциала от уровня компенсации полупроводника.

Поверхность (граница) полупроводника является двумерной неупорядоченной системой, где нарушения регулярности структуры и однородности электрических полей связаны не только с возможными дефектами на самой границе, но и с незранированным объемным зарядом атомов примеси в обедненных приповерхностных слоях. Вследствие размерных отношений в области пространственного заряда (ОПЗ), поле, формируемое электроактивными дефектами, может быть неоднородно и существенно отличаться от величины среднего поверхностного поля.

Размерные эффекты в общем случае представляют собой явления, состоящие в изменении физических свойств с изменением размера в результате возрастания вклада поверхностных процессов или поверхностных свойств по сравнению с объемными. Универсальной в широкой области изменения параметров полупроводников является естественная сопоставимость длины ОПЗ со средним расстоянием между заряженными дефектами. Поэтому применение стандартной модели твердотельной плазмы и, в частности, одномерной модели зарядового желе для описания приповерхностных областей полупроводника может оказаться некорректным.

Фундаментальным свойством плазмы, в том числе и твердотельной, является ее квазинейтральность. Для реализации этого свойства необходимо, чтобы характерные размеры плазмы были много большими дебаевского радиуса экранирования. Электронно-дырочная и ионная плазмы в полупроводниках должна подчиняться статистике системы с большим количеством степеней свободы. Фактически, условие квазинейтральности плазмы полупроводника эквивалентно условию макроскопичности любой подсистемы с размером, порядка длины экранирования. Применительно к ОПЗ полупроводника это означает образование двойного электрического слоя, где накопленный на поверхностных состояниях заряд экранирует ионизованную примесь в районе изгиба зон. В противном случае объемный заряд в обедненном приповерхностном слое имеет дискретную структуру. Соответственно, в этих условиях электрическое поле и потенциал не являются одномерными в соответствующих планарных полупроводниковых структурах, что с неизбежностью приводит к разбросу их параметров, исходно не связанных с технологией приборов.

Анализируя процессы в приповерхностной области полупроводника, как правило, принимают модель, согласно которой легирующая примесь распределена равномерно, а зависимость потенциала от координаты либо параболическая (для полностью обедненного слоя), либо экспоненциальная (случай дебаевского экранирования). При этом, за редким исключением [1-3], авторы не обращают внимание на тот факт, что подобное состояние полупроводника принципиально неравновесно. В любом однородно легированном полупроводниковом кристалле после его раскола происходит диффузионно-дрейфовое перерас-

пределение заряженной примеси в поле, инициированном поверхностным зарядом.

Стандартные математические модели формирования диффузионных профилей в процессе синтеза полупроводниковых структур [4, 5] также не учитывают дрейф заряженной примеси при достаточной ее подвижности в приповерхностном самосогласованном поле изгиба зон и описывают идеальный случай диффузии из «источника» в априори незагрязненный кристалл при отсутствии силового воздействия или в постоянном электрическом поле. Между тем, на этапе очистки поверхности, которая нередко проводится при температурах, далеких от реализации собственной проводимости, заряженная примесь должна перераспределяться в ОПЗ, что повлияет на потенциальный профиль изгиба зон. Распределение примеси при достижении равновесия диффузионной и дрейфовой составляющих ионного тока стремится к состоянию, отличному от равномерного. Последнее реализуется в отсутствии вынуждающей силы (электрического поля) или при достижении предельного уровня растворимости примеси в данной матрице.

Таким образом, как для свободных поверхностей, так и для контактов металл-полупроводник, а также для p-n переходов состояние полупроводника с равномерным распределением электроактивной примеси в ряде случаев метастабильно и при определенных условиях (с повышением температуры) будет изменяться, а значит будут изменяться и свойства контакта. Прежде всего оценим насколько существенным может оказаться в реальных условиях факт неравновесности равномерного распределения примеси. Для этого рассчитаем время τ диффузии примеси на масштаб ОПЗ:

$$\tau = \frac{L_0^2}{\mathfrak{R}},$$

$\mathfrak{R} = \mathfrak{R}_0 \cdot \exp(-Q/RT)$ – коэффициент диффузии с параметрами \mathfrak{R}_0 и Q [8] при абсолютной температуре T ; R – газовая постоянная. Полагая величину изгиба зон в половину от размера запрещенной зоны $U_0 = E_g/2$, уровень легирования $N_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $T = 600\text{K}$, для лития в кремнии получим $\tau = 0.06 \text{ с}$, для меди в кремнии – $\tau = 5 \cdot 10^{-4} \text{ с}$, для лития в арсениде галлия – $\tau = 0.2 \text{ с}$. Аналогичные результаты ($\tau < 1\text{с}$) получаются для диффузионного времени меди в антимониде алюминия, меди и золота в антимониде индия, серебра в сульфиде кадмия, селена в теллуре. От нескольких десятков секунд до нескольких минут данный процесс протекает в системах Sn-GaSb, Sn-InSb, Cu-CdS, Tl-Te, Cu-ZnSe. Поскольку технологическое время составляет порядка часа, то в таких структурах равновесное состояние можно считать практически реализованным. Особенности работы некоторых полупроводниковых приборов (например, светодиодов и полупроводниковых лазеров [9,10]) также могут инициировать перераспределение заряженной примеси в переходах. Но состояние равновесия здесь достигается за большие времена, которые, тем не менее, могут оказаться существенно меньше эксплуатационного времени прибора. Эти оценки подтверждают метастабильность ОПЗ и возможность за обозримые времена изменения распределений примеси и потенциала в приповерхностных слоях полупроводника в реальных системах.

Равновесное состояние ОПЗ полупроводника описывается из совместного решения стационарного уравнения диффузии и уравнения Пуассона. Для определенности рассмотрим полубесконечный донорный полупроводник. В случае полностью ионизованной примеси, невырожденного электронного газа в зоне проводимости и в пренебрежении объемным зарядом дырок в валентной зоне имеем

$$\frac{dN(z)}{dz} - eF(z) \cdot \frac{N(z)}{kT} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{d^2U(z)}{dz^2} = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon} \cdot \left\{ N(z) - N_0 \cdot \exp\left[-\frac{U(z)}{kT}\right] \right\} \quad (2)$$

Здесь, как и ранее, z – координата, направленная от поверхности вглубь полупроводника, $F(z) = (1/e)dU(z)/dz$ – электрическое поле в области изгиба зон. Дифференциальное уравнение (3.1) записано в предположении, что $|F(z)|$ в основной области своего существования невелико, т.е. по крайней мере $e|F(z)|a < kT$ (a – длина диффузионного прыжка примесного атома [5]; данная величина обычно порядка межатомного расстояния), что практически всегда справедливо при поверхностных полях меньше, чем 10^6 В/см.

Пусть величина изгиба зон $U_0 \gg kT$ и не меняется при перераспределении заряженной примеси. При этом предполагается отсутствие объемных электронов в некотором приповерхностном слое. Тогда в (2) можно пренебречь экспоненциально малым слагаемым в правой части, которое отвечает за экранирование ионизованных доноров. В данном случае задача формулируется следующим образом

$$\frac{dN(z)}{dz} - \frac{dU(z)}{dz} \cdot \frac{N(z)}{kT} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{d^2U(z)}{dz^2} = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon} \cdot N(z) \quad (4)$$

$$N|_{z=L} = N_0, \quad \left. \frac{dN}{dz} \right|_{z=L} = 0, \quad U|_{z=0} = U_0, \quad U|_{z=L} = 0, \quad \left. \frac{dU}{dz} \right|_{z=L} = 0$$

В этом случае решение имеет вид:
$$N(z) = \frac{N_0}{\cos^2[(L-z)/2\ell]}, \quad (5)$$

где $\ell = \sqrt{\varepsilon kT / 8\pi e^2 N_0}$. Таким образом, получено распределение заряженной примеси в ОПЗ. Теперь для определения потенциала можно переписать (4) с известной координатной зависимостью правой части

$$\frac{d^2U(z)}{dz^2} = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon} N_0 \cdot \frac{1}{\cos^2[(L-z)/2\ell]} \quad (6)$$

интегрирование при условии $U(L) = 0$ приводит к результату

$$U = -2kT \cdot \ln \cos\left(\frac{L-z}{2\ell}\right) \quad (7)$$

Условие $U(0) = U_0$ доопределяет параметр L :

$$L = 2\ell \cdot \arccos\left[\exp\left(-\frac{U_0}{2kT}\right)\right] \quad (8)$$

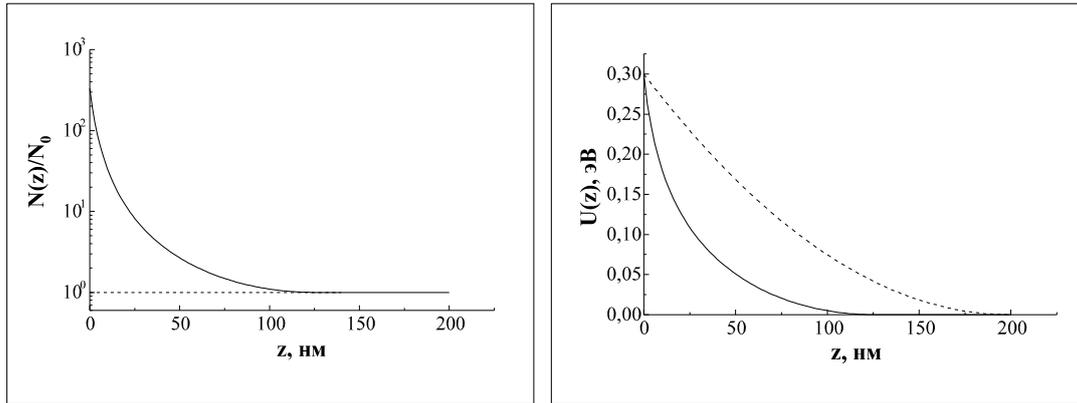


Рис. 1. Равновесное распределение мелкой примеси в ОПЗ при постоянной величине изгиба зон (сплошная кривая) и равномерное распределение (штриховая прямая) с параметрами $N_0=10^{16} \text{ см}^{-3}$, $U_0=0.3 \text{ эВ}$, $T=600\text{К}$ (а). Равновесный профиль изгиба зон при постоянном потенциале на поверхности (сплошная кривая) и параболический изгиб зон (штриховая кривая) с параметрами $N_0=10^{16} \text{ см}^{-3}$, $U_0=0.3 \text{ эВ}$, $T=600\text{К}$ (б)

Итак, самосогласованным (а значит, и равновесным) результатом поставленной задачи (3), (4) в модели обедненного слоя являются полученные функции $N(z)$ и $U(z)$. Заметим существенное отличие данных зависимостей (рис. 1, а и б, соответственно) от случая равномерно распределенной примеси. Значение концентрации примесных атомов в непосредственной близости от поверхности может достигать величин порядка $N(0) = N_0 \exp(U_0 / kT)$. Например, если $U_0 = 0.3 \text{ эВ}$ и $T = 600 \text{ К}$, то $N(0) / N_0 = 320$. Как видно из графика $U(z)$, в данном случае происходит значительное увеличение (в указанном примере примерно в 8 раз) значения электрического поля на поверхности полупроводника. Отметим, что полученный результат не учитывает ограничения на значение концентрации в приповерхностной области при низких температурах ($\sim 300 \div 400 \text{ К}$) и при высоких ($\sim 10^{18} \div 10^{20} \text{ см}^{-3}$) степенях легирования. Очевидно, что в этих условиях может достигаться предельный уровень растворимости примеси в полупроводниковом кристалле.

Распределение примеси в случае больших изгибов зон (5), получено в предположении небольших электрических полей в ОПЗ. Однако, если исходная напряженность поля при равномерном распределении примеси невелика (менее 10^6 В/см), то равновесное значение электрического поля на поверхности при $z = 0$ с учетом (8)

$$\left. \frac{dU}{dz} \right|_{z=0} = - \frac{kT}{\ell} \sqrt{\exp\left(\frac{U_0}{kT}\right) - 1} \quad (9)$$

по абсолютной величине может превысить значения полей, при которых F входит линейно в диффузионное уравнение (1) (или (3)). Например, при $N_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $U_0 = 0.3 \text{ эВ}$, $\varepsilon = 12$ и $T = 600 \text{ К}$ величина $F(0)$ становится порядка 10^6 В/см , а если состояние равновесия реализуется при $T = 500 \text{ К}$, то поверхностное поле превышает данную величину. В таких случаях должно быть принято во внимание существенная несимметричность диффузионного прыжка примесного атома по полю и против поля [5-7]. Тогда, в общем случае, стационарное уравнение диффузии имеет вид

$$\frac{dN(z)}{dz} - \frac{2 \cdot N(z)}{a} \cdot \text{th} \left[\frac{a}{2kT} \cdot \frac{dU(z)}{dz} \right] = 0 \quad (10)$$

Очевидно, что, когда модуль аргумента гиперболического тангенса мал по сравнению с единицей, (10) переходит в (1). В противоположном случае, т.е. $(a / 2kT) \cdot |dU / dz| \gg 1$, сложная функциональная зависимость от напряженности электрического поля исчезает, и (3.18) вырождается в уравнение

$$\frac{dN(z)}{dz} + \frac{2 \cdot N(z)}{a} = 0 \quad (11)$$

Решением уравнения (11) является экспонента. Соответствующие показательные зависимости получаем из (4) для распределения поля и потенциала. С учетом граничных условий для уравнения Пуассона и полагая $N(0) \gg N_0$, получаем для потенциального профиля

$$U(z) = U_0 \cdot \exp \left(-\frac{2 \cdot z}{a} \right) \quad (12)$$

Предэкспоненциальный множитель в (3.20) при $U_0 = 0.3$ эВ, $\varepsilon = 12$ и $a \sim 10$ Å принимает за пределами высокие значения $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$, нехарактерные для большинства типичных дефектов в полупроводниках. Очевидно, что в этом случае происходит ограничение предельным уровнем растворимости примеси в полупроводниковой матрице и вполне возможно уменьшение поверхностного изгиба зон.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов В. С., Сандомирский В. Б. Кинетика и катализ, 3, 724 (1962).
2. Волькенштейн Ф. Ф. Физико-химия поверхности полупроводников. М., Наука, 1973.
3. Волькенштейн Ф. Ф. Электронные процессы на поверхности полупроводников при хемосорбции. М., Наука, 1987.
4. Пичугин И. Г., Таиров Ю. М. Технология полупроводниковых приборов. М., Высшая школа, 1984.
5. Старк Дж. П. Диффузия в твердых телах. М., Энергия, 1980.
6. Любов Б. Я. Диффузионные процессы в неоднородных твердых средах. М., Наука, 1981.
7. Бондаренко В. Б., Давыдов С. Н., Филимонов А. В. /Естественные неоднородности потенциала на поверхности полупроводника при равновесном распределении примеси //ФТП. 2010. Т. 44. № 1. С. 44 - 47
8. Физические величины. Справочник. Под редакцией И.С. Григорьева. М., Энергоатомиздат, 1991.
9. Фотоника. Под редакцией М. И. Елинсона. М., Мир, 1978.
10. Бондаренко В. Б., Филимонов А. В., Королева Е. Ю., Тюкин В. Ю. / Дegradация GaAsP фотокатодов вследствие бомбардировки ионами остаточных газов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2010. № 6. С. 55 – 62

ОСОБЕННОСТИ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ И МИКРОТВЕРДОСТИ АМОРФНОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СПЛАВА $Fe_{75}Ni_2Si_{10}B_{13}$

А. К. Цесарская, **В. В. Ткачев**, Г. С. Крайнова, Д. А. Полянский, В. А. Иванов,
Е. А. Гридасова, В. С. Плотников, А. Н. Федорец

ФГАОУ ВО «Дальневосточный федеральный университет»
г. Владивосток, E-mail: tses_a@mail.ru

Проведено исследование характера изменения микротвёрдости быстрозакалённого сплава $Fe_{75}Ni_2Si_{10}B_{13}$ по ширине фольги от края к центру. Выявлено оптимальное значение нагрузки для образца – 0,5Н. Обнаружено образование зоны деформирования, наблюдается ступенчатая деформационная структура с радиально расходящимися деформационными полосами.

Многокомпонентные аморфные сплавы, полученные методами быстрой закалки из жидкого состояния, обладают механическими свойствами, существенно превосходящими свойства кристаллических материалов. Характерной отличительной чертой для аморфных сплавов является высокая прочность, близкая к теоретически возможному пределу, а также достаточно высокие пластичность и вязкость разрушения [1]. Получение информации о природе структурных неоднородностей таких быстрозакалённых сплавов, характере морфологии спиннингованных лент необходимо для определения физических и механических свойств данных материалов. В данной работе представлено исследование микротвёрдости спиннингованной ленты $Fe_{75}Ni_2Si_{10}B_{13}$.

Образцы в виде ленты толщиной около 20 мкм и шириной 20 мм были получены методом закалки из расплава. Исследование механических свойств проведено с использованием микротвердомера. Микротвёрдость измерялась на микротвердомере Shimadzu HNV-G по методу микро-Виккерса. Контроль отпечатков микроиндентора производился на растровом электронном микроскопе Carl Zeiss Ultra.



Рис. 1. Принципиальная схема измерения микротвёрдости, где цветом выделены различные серии испытаний

Измерение микротвёрдости производилось тремя сериями как показано на Рис.1. Первая серия у края (желтые метки), вторая - на расстоянии 5 мм от первой (зеленые метки) и третья - по центру фольги (красные метки). В каждой серии проводилось по 10 тестов поверхности с нагрузками 0,25Н, 0,5Н и 1Н (рис. 2а) всего 30 измерений в серии. Затем на микротвердомере в полуавтоматическом режиме производилось измерение микротвёрдости по отпечатку. На последнем этапе осуществлялся контроль формы и размеров отпечатков с помощью растрового электронного микроскопа, а также производился пересчет значения микротвёрдости по формуле указанной в документации микротвердомера:

$$HV = 0.1891 \frac{F}{d^2} \quad (1)$$

где HV – значение микротвёрдости (по Виккерсу), F – испытательная нагрузка в Ньютонах нагрузка при испытаниях [Н], d – среднее из диагональных длин отпечатка в миллиметрах среднее значение диагонали отпечатка [мм].

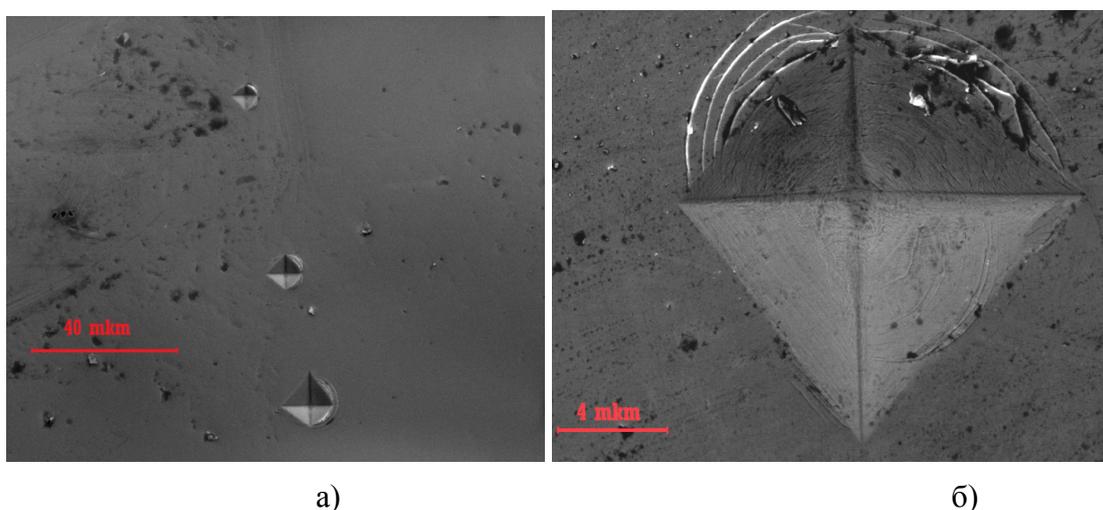


Рис. 2. РЭМ - изображения фольги Fe₇₅Ni₂Si₁₀B₁₃ а) типичный вид отпечатков при нагрузках 0,25Н, 0,5Н и 1Н сверху вниз, соответственно, б) вид отпечатка при нагрузке 1Н

После проведения измерений на стадии контроля были выбраны пробы которые удовлетворяют условиям указанным в ГОСТ Р 8.748— 2011 (ИСО 14577-1:2002) дальнейшие расчеты производились только по ним. При этом наблюдалась интересная закономерность, среднее значение микротвердости для разных нагрузок в пределах серии одинаково, однако для нагрузки в 0,5Н количество “хороших” проб не меньше, а зачастую и больше (см. таблицу 1), чем при нагрузках в 0,25Н и 1Н.

Таблица 1

Процент “хороших” проб в серии для различных нагрузок

	0,25Н	0,5Н	1Н
1-я серия	33%	78%	33%
2-я серия	60%	90%	70%
3-я серия	60%	60%	40%

Таким образом, т.к. все три нагрузки показывают одинаковое значение микротвёрдости, а для 0,5Н процент хороших проб наибольший, то можно утверждать, что данное значение нагрузки является оптимальным.

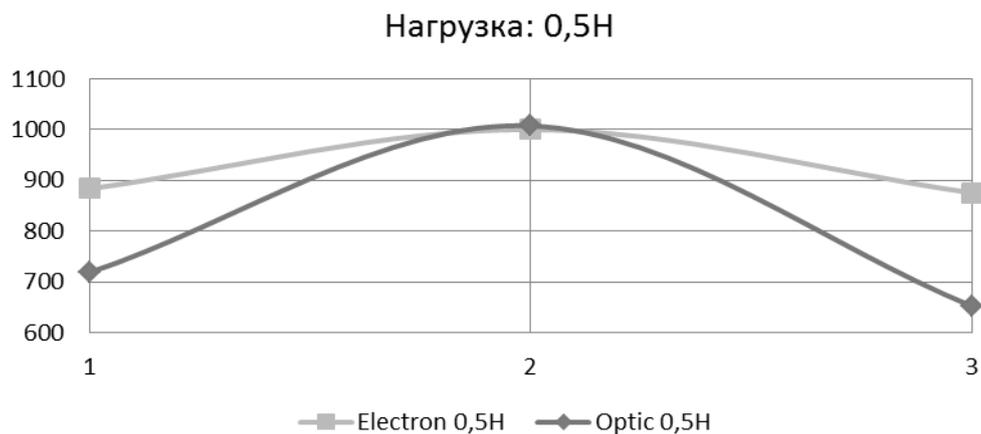


Рис. 3. График распределения микротвёрдости по ширине образца, где по оси X: 1-край образца (желтые метки на рис. 1), 2- четверть ширины образца (зеленые метки на рис. 1), 3 – центр образца (красные метки на рис. 1).

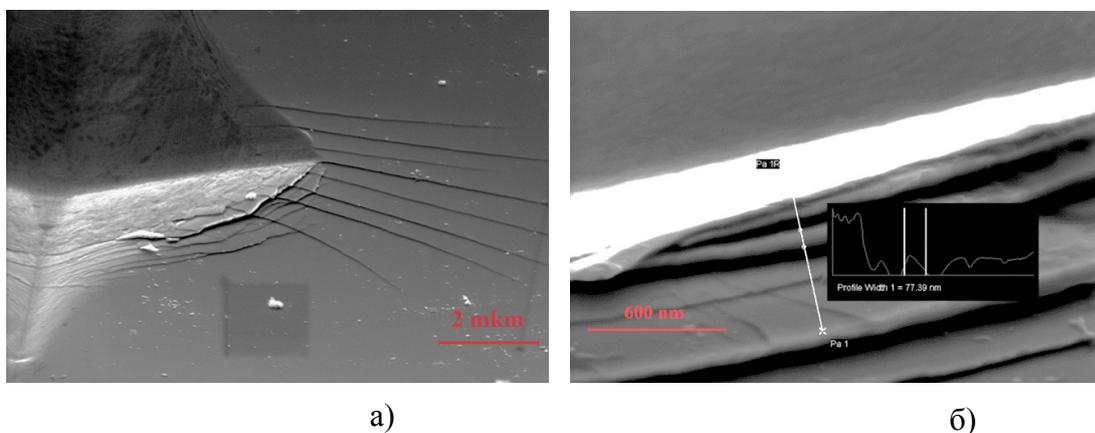


Рис. 4. РЭМ - изображения фольги $Fe_{75}Ni_2Si_{10}B_{13}$ а) вид отпечатка при наличии полос сдвига, б) высота ступени сдвига

Судя по полученным данным, микротвёрдость по ширине фольги меняется волнообразно, согласно графику на рис. 3, что, возможно, связано с особенностями процесса изготовления аморфных металлических фольг. Это позволяет говорить об изменении механических свойств от края фольги в направлении перпендикулярном оси прокатки.

В результате воздействия механической нагрузки на поверхность, образуются зоны пластической деформации, наблюдается ступенчатая деформационная структура (рис. 4). В центре области индентирования создается максимальное деформирование, связанное с гетерогенной деформацией [2], проявляющейся в виде полос сдвига, расходящихся от отпечатка. Выявлено, что в процессе деформирования при всех нагрузках характерно формирование ступенек сдвига (рис. 2, 4), которые соответствуют выходу на поверхность полос сдвига [2], деформационные полосы расходятся радиально. Установлено, что высота ступенек может достигать 80нм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Глезер А. М., Молотиллов Б. В. Структура и механические свойства аморфных сплавов. М.: Металлургия, 1992, 208с.
2. Глезер А. М., Пермякова И. Е., Федоров В. А. Трещиностойкость и пластичность аморфных сплавов при микроиндентировании // Фундаментальные проблемы современного материаловедения – 2005 – Т.2. №4 – С. 13–16.

Секция «Физическое материаловедение»

СИНТЕЗ АМОРФНЫХ ЭЛЕКТРОИСКРОВЫХ ПОКРЫТИЙ В СРЕДЕ ГРАНУЛ

А. А. Бурков

ФГБУН «Институт материаловедения» ХНЦ ДВО РАН

г. Хабаровск, E-mail: burkovalex@mail.ru

Получены электроискровые покрытия из FeWMoCrVC металлических стекол на стальной подложке, которая помещалась в контейнер, заполненный частицами отдельных компонентов. Исследования рентгеновской дифрактографии показали преобладание аморфной фазы в составе покрытий. Показано, что ее доля увеличивается с ростом времени обработки гранул до 100-150 мин. Предлагаемый метод открывает возможности для автоматизации процесса осаждения электроискровых покрытий из металлических стекол, а также простого варьирования их состава путем изменения состава смеси гранул.

Аморфные металлические сплавы, также известные как металлические стекла (МС), представляют собой особый вид материала без кристаллической структуры. Они обладают превосходными свойствами, такими как высокая твердость, устойчивость к коррозии и повышенная износостойкость [1,2] по сравнению с кристаллическими металлами и сплавами. МС имеют множество применений из-за широкого спектра уникальных свойств. Так МС устойчивы к радиации [3], обладает антисептической эффективностью из-за наличия Cu или Ag в их составе, каталитической активностью из-за содержания благородных металлов, а также без них [4], отличной биосовместимостью [5] и т.д.

МС на основе железа особенно привлекательны из-за высокой твердости, превосходной устойчивости к коррозии, хорошей износостойкости, отличных магнитно-мягких свойств, но и из-за их низкой стоимости. В связи с активным нуль-валентным железом (Fe^0) такие МС могут быть использованы в качестве фотохимических катализаторов для очистки сточных вод от биологически не разлагаемых загрязнителей, таких как бензол, хлорированные растворители, фенол, пестициды и толуол.

Для создания аморфного состояния в МС на основе железа необходимо достичь скоростей охлаждения материала порядка 10^3 - 10^4 К/с [6]. Скорости охлаждения материала в зоне воздействия низковольтных электрических разрядов (ЭР) между металлическими электродами достигают порядка 10^5 - 10^7 К/с [7]. На явлении электрической эрозии материала под действием ЭР, основана технология нанесения покрытий, именуемая электроискровым легированием (ЭИЛ). В условиях многократного воздействия ЭР материал анода переносится на катод и образует покрытие. Благодаря конвективному перемешиванию катодного и анодного материала в процессе ЭИЛ, такие покрытия обладают высокой адгезией к металлической подложке. В работе [8], эффект высоких скоростей охлаждения материала при ЭИЛ был использован для создания аморфных покрытий.

Ранее, для автоматизации процесса ЭИЛ, нами была предложена схема нанесения покрытий в гранулах, которые выполняют функцию рабочего электрода (анода) из осаждаемого материала [9,10]. Такая схема обеспечивает многоточечный контакт дисперсного материала со всеми сторонами подложки, и поэтому разряды могут развиваться в нескольких местах одновременно. Замена металлического стержня на крупные частицы не меняет физической сущности процессов при электроискровом воздействии, и поэтому

модифицированный поверхностный слой на катоде формируется по аналогичному механизму «плавление-перенос-перемешивание-кристаллизация».

Поэтому цель данной работы: проверка возможности изготовления покрытий из Fe-W-Mo-Cr-C-B металлических стекол на стальной подложке в процессе электроискрового осаждения в гранулах, состоящих из кристаллических материалов отдельных компонентов: Fe, Mo; и сплавов: W+3%Fe Cr₃C₂+20%Fe, B₄C+40%Fe, синтезированных методом традиционной порошковой металлургии. Необходимость синтеза двухкомпонентных железосодержащих сплавов обусловлена рядом причин: во-первых, высокой температурой плавления отдельных компонентов, таких как W, Cr₃C₂, B₄C, что делает невозможным синтез электродных материалов с достаточной прочностью методом традиционной порошковой металлургии; во-вторых, требованием высокой электропроводности электродных материалов. При этом карбиды хрома и бора были взяты не только в качестве источников Cr и B, но также и углерода. Использование чистого углерода в виде графита невозможно по причине его низкой прочности. Наличие двух карбидов позволяет варьировать количество углерода без привязки к содержанию хрома или бора.

Состав смеси гранул и прогнозируемый состав поверхности гранул после приработки приведены в таблице 1.

Схема установки изображена на рис. 1. Подложка из стали 35, которая имела форму цилиндра диаметром 12 мм и высотой 10 мм, помещалась в металлический контейнер, заполненный гранулами металлов и сплавов (Табл. 1) размером 3,5±0,5 мм. Контейнер высотой 50 мм, диаметром 35 мм и толщиной стенки 2 мм был изготовлен из стали 45. Он подсоединялся к двигателю и устанавливался под углом 45°. Для снижения окисления поверхности образцов в рабочий объем контейнера из баллона подавался защитный газ – аргон. Образец, на который необходимо было нанести покрытие, закреплялся на тонкий стальной стержень подключенный к отрицательному выводу генератора импульсов и подвешивался к двигателю, вращающему катод в противоположную контейнеру сторону. Положительный вывод генератора присоединялся к контейнеру.

Таблица 1

Состав смеси гранул для осаждения покрытий из металлических стекол

Плотность, г/мл	Сплав	Масса гранул, г	Состав шихты, ат.%					
			Fe	Cr	W	Mo	B	C
5.30	Cr ₃ C ₂ + 10%Fe	68.95	0.16	1.32	0.00	0.00	0.00	0.88
2.80	B ₄ C + 40% Fe	22.40	0.41	0.00	0.00	0.00	0.81	0.20
15.50	W + 3%Fe	108.50	0.03	0.00	0.68	0.00	0.00	0.00
9.93	Mo	39.72	0.00	0.00	0.00	0.43	0.00	0.00
7.33	Fe	51.31	0.57	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
Количество вещества всех компонентов, Моль			1.16	1.32	0.68	0.43	0.81	1.08
Ожидаемый состав поверхности гранул после полной приработки, ат.%			21.15	24.14	12.44	7.78	14.71	19.77

Время осаждения покрытия на одну подложку составляло 25 минут, при этом гранулы не заменялись и не очищались. В процессе электроискровой обработки состав поверхности гранул выравнивался за счет обмена материалом между гранулами и подложкой и перемешиванием в ходе многократного воздействия разрядов. Рисунок 2 показывает, что с ростом времени использования гранул доля аморфной фазы на поверхности подложек увеличивалась за счет гомогенизации состава поверхности гранул.

На рисунке 3 приведена термограмма продуктов эрозии при электроискровом осаждении покрытия из металлического стекла после 150 мин. приработки гранул. На рисунке присутствуют два широких максимума, причем второй максимум имеет заметное плечо со стороны меньших температур. Максимумы частично перекрываются, что указывает на практически одновременное образование нескольких кристаллических фаз. По данным ДТА было установлено, что температура стеклования T_g составляет около 650 К, температура начала кристаллизации $T_x \sim 890$ К.

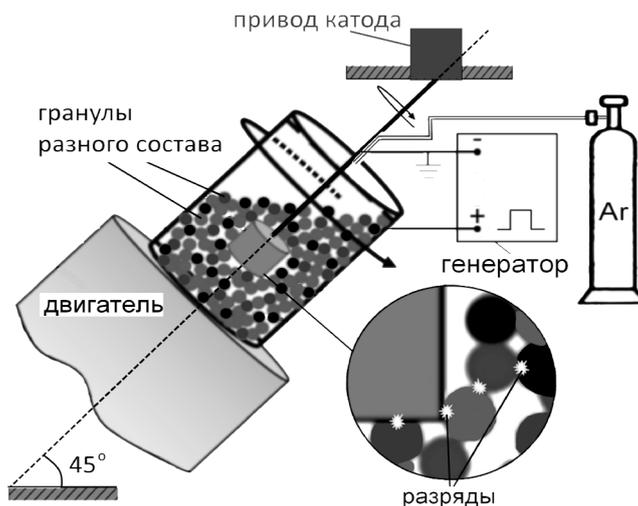


Рис. 1. Схема установки для осаждения покрытий из металлических стекол в гранулах

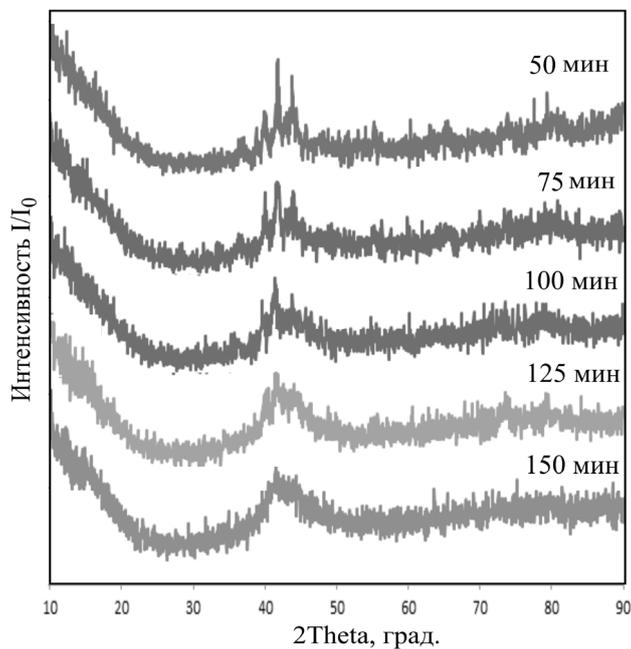


Рис. 2. Рентгеновские дифрактограммы покрытий на подложках из стали 35 с ростом времени приработки гранул

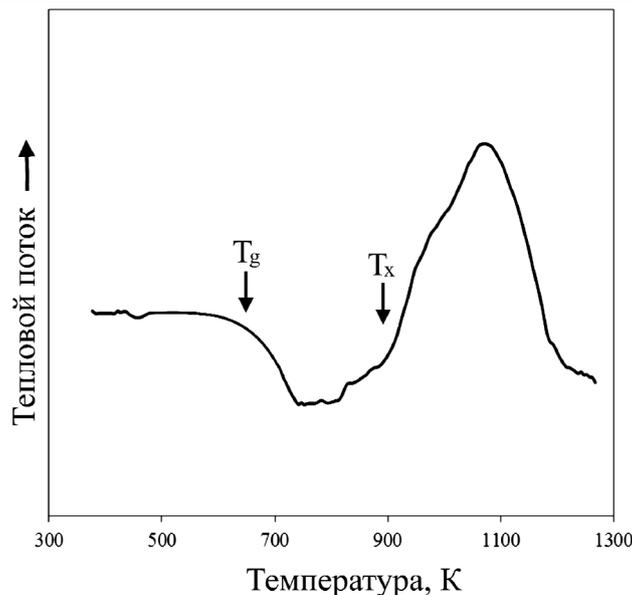


Рис. 3. Термограмма FeWMoCrVC металлического стекла

Таким образом, была показана принципиальная возможность получения FeW-MoCrVC металлических стекол в виде покрытий на стали 35 путем электроискрового осаждения в среде кристаллических гранул из отдельных компонентов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zhang H., Hu Y., Hou G., An Y., Liu G. The effect of high-velocity oxy-fuel spraying parameters on microstructure, corrosion and wear resistance of Fe-based metallic glass coatings // *Journal of Non-Crystalline Solids*. – 2014. Vol. 406. – P.37–44.
2. Inoue A., Wang Z., Louzguine-Luzgin D.V., Han Y., Kong F.L., Shalaan E., Al-Marzouki F. Effect of high-order multicomponent on formation and properties of Zr-based bulk glassy alloys // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2015. – Vol. 638. – P.197–203.
3. Zhang H., Mei X., Zhang X., Li X., Wang Y., Sun J., Wang Y. H⁺ -induced irradiation damage resistance in Fe- and Ni-based metallic glass // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*. – 2016. Vol. 375. – P.79–86.
4. Yang J., Bian X., Bai Y., Lv X., P. Wang. Rapid organism degradation function of Fe-based alloys in high concentration wastewater // *Journal of Non-Crystalline Solids*. – 2012. - Vol. – 358. - P. 2571–2574.
5. Li S., Wei Q., Li Q., Jiang B., Chen Y., Sun Y. Development of Fe-based bulk metallic glasses as potential biomaterials // *Materials Science and Engineering C*. - 2015. –Vol. 52. P.235–241.
6. Liu L., Zhang C. Fe-based amorphous coatings: Structures and properties // *Thin Solid Films*. - 2014. –Vol. 561. – P.70–86.
7. Li Q.H., Yue T.M., Guo Z.N., Lin X. Microstructure and Corrosion Properties of AlCoCrFeNi High Entropy Alloy Coatings Deposited on AISI 1045 Steel by the Electrospark Process // *Metallurgical and materials transactions A*. – 2013. - Vol. 44A. - P.1767 – 1778.
8. Hasanabadi M. F., Ghaini F. M., Ebrahimnia M., Shahverdi H.R.. Production of amorphous and nanocrystalline iron based coatings by electro-spark deposition process // *Surface & Coatings Technology*. - 2015. – Vol. 270. – P.95–101.
9. Бурков А.А., Пячин С.А., Метлицкая Л.П., Пугачевский М.А. Использование гранул WC–Co сплава для нанесения электроискровых покрытий // *Упрочняющие технологии и покрытия*. - 2013. - № 5. - С.16-21.
10. Burkov A.A., Pyachin S.A. Formation of WC-Co coating by a novel technique of electrospark granules deposition // *Materials and Design*. - 2015. - Vol. 80. P.109-115.

РАСЧЕТ ИЗМЕНЕНИЯ ЭНТРОПИИ ЗОЛОТА ПОСЛЕ ЛАЗЕРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ПРИРОДНЫЙ МАГНЕТИТ

Е. М. Веселова¹, Н. А. Леоненко², Е. А. Ванина³

¹ФГБОУ ВО «Амурский государственный университет», г. Благовещенск

²ФГБУН «Институт горного дела» ДВО РАН, г. Хабаровск

³ФГБОУ ВО «Амурская государственная медицинская академия», г. Благовещенск

E-mail: veselovablg@gmail.com

В работе исследован природный магнетит россыпного месторождения, содержащий в виде примесей частицы металлов, в том числе золото. В результате воздействия лазерного излучения на рассматриваемый материал установлено образование оплавленных объектов-конгломератов и образование на поверхности этих объектов агломератов золота. В работе проведено расчет изменения энтропии золота для различных размеров исходных частиц и образовавшихся агломератов. Установлено, что в процессе лазерной агломерации происходит уменьшение энтропии, свидетельствующее об упорядочении золота в магнетите.

При воздействии мощного лазерного излучения на минеральную среду происходит ее высокоскоростной нагрев и расплавление. В работе исследован природный магнетит россыпного месторождения, содержащий в виде примесей частицы тяжелых металлов (Pb, Au) и другие частицы более легких элементов периодической системы (Ca, S). Обработка образца проводилась в графитовой ювенте иттербиевым волоконным лазером ЛС-06 при мощности выходного излучения, равной 300 – 360 Вт. Полученный объект исследован методом растровой электронной микроскопии.

Воздействие лазерного излучения длилось до полного расплавления исходного материала. В процессе плавления исходного материала достигается температура 1600 – 1700 °С. Данная температура является температурой плавления магнетита и значительно выше температур плавления некоторых других компонентов, входящих в состав исходного образца (температура плавления свинца – 327,5 °С, золота – 1064 °С). Таким образом, элементы с более низкой температурой плавления накапливаются на поверхности образующегося оплавленного объекта. В процессе лазерной обработки объект стремится приобрести форму, наиболее близкую к сферической, так как при переходе в жидкую фазу объекты стремятся принять форму, имеющую минимальную площадь поверхности. При этом при воздействии на исходный образец лазерного излучения большей мощности, наблюдается более округлая форма полученного оплавленного объекта и больший размер агломератов на его поверхности [1-5].

Полученный в результате воздействия лазерного излучения объект, состоит из множества сферических скоплений, на которых присутствуют сферические агломераты золота. На поверхности частиц исходного образца золото обнаружено не было. Это можно объяснить тем, что с сульфидами, входящими в состав исходного образца (пирит, арсенопирит) ассоциируется тонкодисперсное субмикронное золото размером от одного атома до 0,1 мкм, при измельчении руды оно вскрывается лишь незначительно, основная его масса остается в минералах-носителях. В процессах гравитационного и флотационного обогащения такое золото извлекается вместе с минералами-носителями. По мере плавления исходного магнетита и преобразовании кристаллической решетки частицы золота высвобождаются и объединяются в виде агломератов размером от 0,1 до 0,7 мкм.

На рисунке 1 представлены размеры скоплений золота в образце после облучения лазерным излучением мощностью 360 Вт.

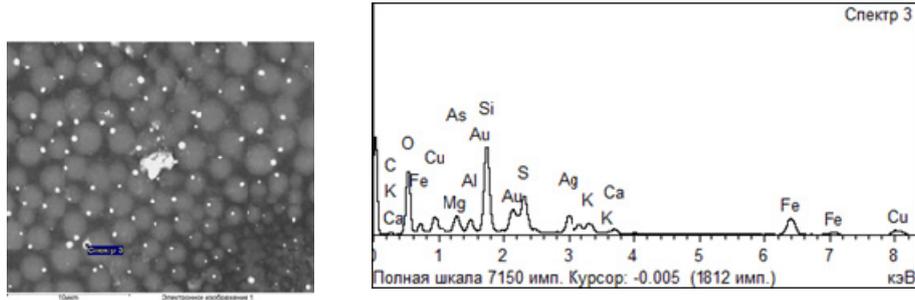


Рис. 1. Сферические скопления внутри оплавленного объекта магнетита и идентификация золота внутри агломерированных спеков, спектр 3

Учет энтропии необходим для объяснения сложных процессов изменения структуры, происходящих в результате плавления под действием лазерного излучения. Фундаментальным принципом самоорганизации служит возникновение порядка под действием внешнего источника и уменьшение энтропии системы.

Расчет изменения энтропии золота произведен для различных размеров исходных частиц и образовавшихся агломератов. Мощность лазерного излучения устанавливалась на уровне, достаточном только для плавления исходного образца, что позволило пренебречь изменениями количества вещества. Исходя из того, что объем вещества остается постоянным изменение энтропии можно вычислить через изменение энергии поверхностного натяжения.

$$\Delta S = \int \frac{\delta Q}{T} = \int \frac{d\psi}{T}, \quad (1)$$

$$\Delta S = \int \frac{\alpha d\sigma}{T_{пл}} = \frac{\alpha}{T_{пл}} \cdot \Delta\sigma, \quad (2)$$

где $\alpha = 1,102 \text{ Дж/м}^2$ – коэффициент поверхностного натяжения расплавленного золота, $T_{пл} = 1337,58 \text{ К}$ – температура плавления золота, σ – площадь поверхности скопления золота.

$$\Delta S = \frac{\alpha}{T_{пл}} \cdot [4\pi r_2^2 - 4N\pi r_1^2], \quad (3)$$

где r_1 и r_2 – радиусы атома золота и образовавшегося скопления соответственно.

Так как изменения количества вещества в процессе воздействия лазерного излучения не происходит, объем образовавшегося скопления будет равен совокупности объемов атомов, количество атомов, находящихся в скоплении равно отношению объемов скопления и атома золота или отношению кубов их радиусов:

$$V_2 = NV_1 \Rightarrow N = \frac{V_2}{V_1} = \frac{r_2^3}{r_1^3}. \quad (4)$$

Подставив в выражение (3) соотношение (4), и заменив радиусы на диаметры, получим формулу для расчета изменения энтропии:

$$\Delta S = \frac{\alpha\pi d_2^2}{T_{пл}} \cdot \left[1 - \frac{d_2}{d_1}\right], \quad (5)$$

где $d_1 = 0,274 \cdot 10^{-9} \text{ м}$ – диаметр атома золота, $d_2 = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ – диаметр образовавшегося скопления.

Размер исходных частиц выбран в диапазоне размеров субмикрометрического золота.

В таблице приведен расчет изменения энтропии золота.

Таблица

Изменение энтропии золота

Размер скопления золота	Размер исходных частиц золота				
	10^{-10}м	$2,5 \cdot 10^{-10}\text{м}$	10^{-9}м	10^{-8}м	10^{-7}м
$248 \cdot 10^{-9}\text{м}$	$-0,16 \cdot 10^{-12}$	$-0,40 \cdot 10^{-12}$	$-0,39 \cdot 10^{-13}$	$-0,38 \cdot 10^{-14}$	$-0,24 \cdot 10^{-15}$
$300 \cdot 10^{-9}\text{м}$	$-0,28 \cdot 10^{-12}$	$-0,70 \cdot 10^{-12}$	$-0,70 \cdot 10^{-13}$	$-0,68 \cdot 10^{-14}$	$-0,47 \cdot 10^{-15}$
$491 \cdot 10^{-9}\text{м}$	$-1,23 \cdot 10^{-12}$	$-3,08 \cdot 10^{-12}$	$-3,07 \cdot 10^{-13}$	$-3,01 \cdot 10^{-14}$	$-2,45 \cdot 10^{-15}$
$566 \cdot 10^{-9}\text{м}$	$-1,88 \cdot 10^{-12}$	$-4,71 \cdot 10^{-12}$	$-4,71 \cdot 10^{-13}$	$-4,63 \cdot 10^{-14}$	$-3,88 \cdot 10^{-15}$
$700 \cdot 10^{-9}\text{м}$	$-3,57 \cdot 10^{-12}$	$-8,92 \cdot 10^{-12}$	$-8,91 \cdot 10^{-13}$	$-8,79 \cdot 10^{-14}$	$-7,64 \cdot 10^{-15}$

Расчет энтропии показал, что при объединении атомов золота в результате плавления под действием лазерного излучения, происходит уменьшение энтропии золота. Так как энтропия является мерой беспорядка данной системы частиц золота, то уменьшение энтропии свидетельствует об упорядочении атомов золота в магнетите при воздействии лазерного излучения на исследуемый образец.

На основании полученных результатов можно сделать вывод о самоорганизации золота в исходном веществе. Условия самоорганизации в данном случае выполняются, так как система «природный магнетит – лазер» является открытой, неравновесной и нелинейной системой. Таким образом, методом оптической электронной микроскопии с энергодисперсионной приставкой выявлено скопление атомов золота, содержащегося в кристаллической решетке магнетита, на сферических образованиях внутри полученного оплавленного объекта. Установлено уменьшение энтропии, свидетельствующее об упорядочении золота в магнетите.

ЛИТЕРАТУРА

1. Leonenko, N. A., Vanina, E. A., Veselova, E. M., Kapustina, G. G. Nonlinear effects of laser radiation and physical model of laser agglomeration process // Russian Journal of General Chemistry. – December 2013. – Volume 83. – Issue 13. – pp 2759-2764. <http://link.springer.com/article/10.1134/S1070363213130240>
2. Леоненко, Н. А., Ванина, Е. А., Веселова, Е. М. Быстропротекающие нелинейные эффекты при лазерной обработке дисперсных минеральных объектов // Физика и технология наноматериалов и структур: сборник научных статей 2-й Международной научно-практической конференции: в 2-х томах. Министерство образования и науки Российской Федерации, ФГБОУ ВПО «Юго-Западный государственный университет» (ЮЗГУ). – 2015. – С. 219-224.
3. Кузьменко, А. П., Леоненко, Н. А., Храпов, И. В. Дефрагментация, термокапиллярное извлечение и агломерация ультрадисперсных включений в минеральном и техногенном сырье при лазерной обработке: монография. – Зап. гос. ун-т. - Курск. – ЗАО «Университетская книга». – 2014. – 137 с.
4. Капустина, Г. Г., Леоненко, Н. А., Швец, Н. Л. Воздействие высокоэнергетического излучения и тонкодисперсные минеральные среды // В сборнике: ЭВОЛЮЦИЯ СОВРЕМЕННОЙ НАУКИ сборник статей Международной научно-практической конференции: в 4-х частях. – 2016. – С. 59-61.
5. Leonenko, N. A., Vanina, E. A., Veselova E. M., Kuzmenko A. P. Nonlinear effects of laser surface modification of ore minerals // Журнал нано- и электронной физики. – 2015. – Т. 7. – № 4. – С. 4055

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ УЛЬТРАДИСПЕРСНОГО ТВЕРДОГО СПЛАВА, ПОЛУЧЕННОГО ТРАДИЦИОННЫМ СПЕКАНИЕМ

М. И. Дворник, Т. Б. Ершова, А. В. Зайцев

ФГБУН «Институт материаловедения» ХНЦ ДВО РАН
г. Хабаровск, E-mail: alex-im@mail.ru

В работе представлены исследования состава структуры и свойств образцов среднезернистого субмикронного и ультрамелкозернистого твердых сплавов, содержащих 8% масс. кобальта, спеченных традиционным методом. Проведен анализ соответствия зависимостей твердости, трещиностойкости и прочности от среднего диаметра зерен традиционным закономерностям, основанным на законах Холла-Петча и Орована-Гриффитса.

Вольфрамкобальтовые твердые сплавы (ТС) были и остаются наиболее распространенным материалом металлорежущих инструментов. По данным статистики в США более половины добываемого вольфрама расходуется на изготовление твердых сплавов [1], а объем рынка твердых сплавов оценивается в 22 млрд \$ [2]. Как показали многочисленные исследования, ультрамелкозернистые твердые сплавы значительно превосходят стандартные твердые сплавы по износостойкости благодаря высокой твердости [3].

В большинстве традиционных закономерностей твердость увеличивается при уменьшении среднего диаметра зерен, а трещиностойкость уменьшается [4]. Традиционно прочность твердых сплавов зависит от размера критического дефекта и содержания кобальта [5]. Большая часть работ посвящена исследованию свойств субмикронных, ультрамелкозернистых, наноструктурных сплавов, созданных с помощью новых методик спекания (горячее прессование и электроискровое спекание) [6]. Размер пор при использовании таких методик сокращается до незначительного. Даже в таких условиях прочность сплавов оказывается разбросанной в широком диапазоне [6]. В то же время традиционное спекание остается наиболее простым и недорогим методом создания твердых сплавов. Таким образом, несмотря на множество исследований, зависимости твердости, трещиностойкости и прочности от среднего диаметра зерен карбида вольфрама для субмикронных и ультрамелкозернистых твердых сплавов остаются неопределенными из-за наличия множества противоречий. Целью данной работы является исследование влияния среднего диаметра зерен WC на твердость, трещиностойкость и прочность среднезернистого, субмикронного и ультрамелкозернистого твердых сплавов, полученных традиционным спеканием.

В работе были созданы три твердых сплава с одинаковым содержанием кобальта (масс. 8%): среднезернистый WC-8Co, субмикронный WC-8Co-1Cr₃C₂ и ультрамелкозернистый WC-8Co-0.4VC-0.4Cr₃C₂. Смешивание всех порошков и измельчение карбида вольфрама для получения субмикронного сплава производили в планетарной шаровой мельнице в РМ-400 при частоте 250 об/мин в стаканах объемом 500 мл (Таблица 1). Соотношение масс шаров к порошку в мельнице составило 10:1. Режимы для достижения однородности и необходимого гранулометрического состава подбирались экспериментально с учетом предварительно произведенных исследований [7]. Спекание каждой партии из 5 образцов производили в трубчатой печи Carbolite STF в вакууме. Максимальная температура спекания среднезернистого и субмикронного сплавов была 1450°C, для ультрамелкозернистого сплава - 1430 °C. Время выдержки при максимальной температуре – 1 час. Содержание углерода в полученных сплавах определено на анализаторе Horiba Emla 320V2. Размер полученных образцов (20x6,5x5,25 мм) и методика определения

прочности соответствовали ИСО 3327-82.

Используя среднедисперсный, субмикронный и ультрадисперсный порошки с помощью традиционного спекания были получены образцы среднезернистого, субмикронного и ультрамелкозернистого твердых сплавов, твердость которых при уменьшении среднего диаметра зерен с 1,6 мкм до 0,37 мкм возрастает с 1356 до 1941 кгс/мм². Трещиностойкость и прочность при этом уменьшается с 21,4 до 8,5 МПа√м и с 2080 МПа до 1210 МПа соответственно. Рост твердости и уменьшение трещиностойкости хорошо описывается с помощью традиционных закономерностей основанных на законе Холла-Петча. Одновременного роста твердости и трещиностойкости при уменьшении среднего диаметра зерен не наблюдается. При уменьшении среднего диаметра зерен из-за снижения трещиностойкости происходит снижение прочности в соответствии с законом Орована-Гриффитса. Полученные твердые сплавы немного уступают по прочности сплавам, полученным горячим прессованием и электроискровым спеканием из-за наличия относительно крупных дефектов (около 40 мкм). По твердости и трещиностойкости субмикронные и ультрамелкозернистые сплавы, полученные традиционным спеканием, соответствуют субмикронным и ультрамелкозернистым сплавам, полученным горячим прессованием и электроискровым спеканием.

ЛИТЕРАТУРА

1. Xuemei Liu, Xiaoyan Song, Jiuxing Zhang, Shixian Zhao. Temperature distribution and neck formation of WC-Co combined particles during spark plasma sintering. *Materials Science and Engineering A* 488 (2008) 1–7.
2. Tamotsu Fukatsu, Keiichi Kobori, Mitsuo Ueki. Micro-grained cemented carbide with high strength. *International Journal of Refractory Metals and Hard Materials*, 1991, Volume 10, Issue 2, p. 57-60.
3. G. Gille, B. Szesny, K. Dreyer, H. van den Berg, J. Schmidt, T. Gestrich, G. Leitner. Submicron and ultrafine grained hardmetals for microdrills and metal cutting inserts. *International Journal of Refractory Metals & Hard Materials*, 2002, 20, p. 3–22.
4. A.V. Shatov, S.S. Ponomarev, S.A. Firstov Fracture and Strength of Hardmetals at Room Temperature // *Comprehensive Hard Materials*, Volume 1, 2004, 21, p. 30–35.
5. M. Sherif El-Eskandarany, Amir A. Mahday, H.A. Ahmed, A.H. Amer. Synthesis and characterizations of ball-milled nanocrystalline WC and nanocomposite WC-Co powders and subsequent consolidations. *Journal of Alloys and Compounds* 312 (2000) 315–325
6. Zhigang Zak Fang. Correlation of transverse rupture strength of WC-Co with hardness// *Int. Journal of Refractory Metals and Hard Materials*, 2005, vol. 23, issue 2, p. 119-127.
7. M. I. Dvornik, A. V. Zaytsev Research of surfaces and interfaces increasing during planetary ball milling of nanostructured tungsten carbide/cobalt powder// *Int. Journal of Refractory Metals and Hard Materials*, 2013, vol. 36, p. 271–277

1 D СТРУКТУРЫ W И WO₃ НА ПОДЛОЖКАХ НИКЕЛЯ И ВОЛЬФРАМА

**Н. Ф. Карпович¹, К. С. Макаревич¹, М. А. Пугачевский¹,
Н. В. Лебухова¹, В. Д. Ситдиков²**

¹ФГБУН «Институт материаловедения» ДВО РАН, г. Хабаровск

²ФГБОУ ВО «Уфимский государственный авиационный технический университет», г. Уфа
E-mail: knf1992@mail.ru

Нитевидные кристаллы (НК) вольфрама системы на основе оксида вольфрама синтезированы на вольфрамовой и никелевой подложке в потоке паров WO₂(OH)₂, газов CO, Ar и воздуха при температурах 850-1000 °С. Единичные и сросшиеся в пучки НК вольфрама растут под углом к поверхности подложки, длина и диаметр НК составляет 5-30 мкм и 100-300 нм в зависимости от температурных условий синтеза. Методами просвечивающей и атомно-силовой микроскопии на поверхности НК вольфрама выявлено наличие оксидной плёнки переменного стехиометрического состава WO_x (x=2,72-3), толщина которой достигает 5 нм. При окислении металлических НК на подложках вольфрама образуется хорошо закристаллизованный WO₃, на никелевых подложках образуется ленты NiWO₄.

Наноразмерные материалы, оксид вольфрама (VI) и системы на его основе привлекают внимание исследователей различного профиля [1]. Нанотрубки, нанопроволоки, наностержни и наноленты представляют уникальный класс одномерных (1D) наноразмерных материалов. Также, они могут представлять фундаментальный научный интерес для исследования влияния размера и размерности в отношении их коллективных оптических, магнитных и электрических свойств. Нитевидные кристаллы (НК) вольфрама вызывают большой научный интерес из-за хорошо известных химических, физических, электрических [2-4], а также механических свойств [5]. Высокая проводимость и химическая стабильность вольфрамовых наноструктур делают его привлекательным для высокотемпературных приборов, в электронных устройствах и датчиках, в магнитных записывающих устройствах.

Среди многочисленных полупроводниковых материалов оксиды вольфрама WO_x (x= 1-3), широко исследованы и широко используются благодаря своим отличительным электрохромным свойствам. Прежде всего, в газовых сенсорах, оптических приборах, приборах памяти, катализаторах и т.д. [6-8]. Пленки, состоящие из массивов нанопроволок W₁₈O₄₉ обладают отличными эмиссионными свойствами [9].

Синтез 1 D структур может происходить физическими методами, например, испарение в электрической дуге, лазерное и магнетронное испарение и т.д., и химическими - золь-гель методом, синтез из сверхкритических растворов и т.д. [10-11]. Среди многообразия публикаций о методах получения наноструктур разных веществ, синтез 1D структур тугоплавких металлов описан в немногих публикациях. На сегодняшний день, наиболее перспективным способом получения нитевидных монокристаллов вольфрама, с точки зрения их стабильного роста и масштабного синтеза, является каталитическое восстановление вольфрам-никеливых оксидных систем [12-14].

Ранее нами были синтезированы нитевидные кристаллы вольфрама восстановлением вольфрамата никеля при температуре 950°С в потоке газа CO, монокристаллы длиной до 100 мкм с постоянным диаметром 200-300 нм. Было исследовано влияние на параметры роста НК вольфрама легкоплавких добавок обеспечивающих образование расплава при температурах от 850 до 1200°С, выявлено, что образование кристаллов происходит по механизму пар-жидкость-кристалл [15-18].

Целью этой работы было получение НК вольфрама и систем на основе оксида

вольфрама на подложках разной природы.

НК вольфрама выращивали на подложках Al_2O_3 , SiO_2 , Si, Ni, W в потоке паров $\text{WO}_2(\text{OH})_2$ и смеси CO и Ar. Использовались исходные подложки, а также с нанесением NiWO_4 на оксидные материалы, также металлические вольфрам и никель. Предварительно тщательно обезжиренные пластины площадью 1 см^2 помещались в экспериментальной установке у отверстия трубки, в которую подавались реакционные газы (рис. 1). Введение в газовую фазу реагента $\text{WO}_2(\text{OH})_2$ осуществлялось пропусканием нагретой до $70\text{ }^\circ\text{C}$ смеси паров H_2O и Ar через керамический реактор с порошком WO_3 . В качестве восстановителя использовали смесь газов CO (25 об.%) и Ar. Образец нагревали в потоке Ar до требуемой температуры ($850\text{-}1000\text{ }^\circ\text{C}$), затем одновременно подавали реакционные газы. Оптимальная концентрация CO и температурный интервал процесса роста НК вольфрама выявлены предыдущими исследованиями [13].

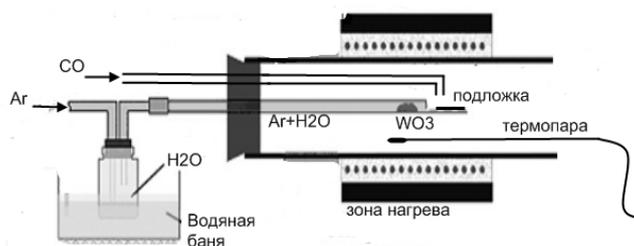


Рис. 1. Экспериментальная установка для синтеза нанопроволок вольфрама на подложках

Для получения оксидных структур в нагретую до необходимой температуры печь подавался воздух, CO был отключен. Температура выдерживалась еще в течение 1ч. Размеры, морфологические особенности и элементный состав НК изучены с помощью растрового электронного микроскопа «VEGA 3 LMH» (TESCAN, Чехия), оснащенный энергодисперсионным спектрометром «X-Max 80» (Oxford Instruments, Великобритания). Структуру и фазовый состав частиц изучали с использованием просвечивающего электронного микроскопа ZEISS Libra-120 (ускоряющее напряжение 120 kV), оснащенного HAADF детектором и Ω -фильтром. Рентгенофазовый анализ (РФА) проводили на дифрактометре ДРОН-7и Rigaku Ultima IV.

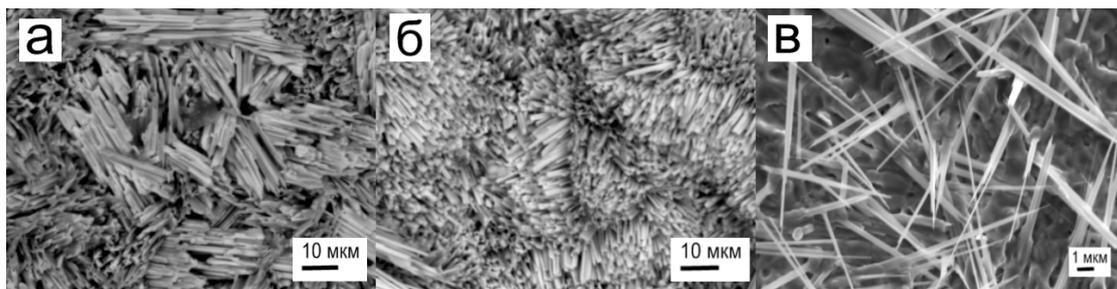


Рис. 2. НК выращенные на подложках: а) вольфрама; б) вольфрама с напылением никеля; в) никеля

На основании данных сканирующей электронной микроскопии и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) формирование НК с сечением гексагональной формы (ориентация $\langle 111 \rangle$), длиной от 4 до 50 мкм и диаметром до 0,3-0,1 мкм обнаружено только на подложках вольфрама и никеля (рис. 2). По результатам РФА на никелевой подложке обнаружены восстановленные фазы W, Ni_4W , твердый раствор вольфрама в никеле $\text{Ni}_{1-x}\text{W}_x$ и фазы оксидов вольфрама WO_2 , $\text{WO}_{2.72}$, $\text{WO}_{2.9}$ (рис. 2 а, 3). На подложках Al_2O_3 , SiO_2 , Si НК вольфрама не выростали даже после формирования на них тонкого слоя

Проведена серия экспериментов по синтезу нанопроволок вольфрама на подложках разной природы: Al_2O_3 , SiO_2 , Si, Ni и W. Выявлено, что образование НК происходит только на металлических пластинках – на никеле образуются нанопроволоки вольфрама, на вольфрамовых пластинках нанопроволоки оксидов вольфрама. На подложках Al_2O_3 , SiO_2 , Si образование нанопроволок не происходило даже при нанесении слоя NiWO_4 . При окислении металлических 1D структур образуются системы на основе оксида вольфрама: на вольфрамовых подложках хорошо закристаллизованный WO_3 , на подложках никеля – NiWO_4 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Дубровский В. Г., Цырлин Г. Э., Устинов В. М. Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы: синтез, свойства, применения // Физика и техника полупроводников – 2009. – Том 43. – Вып. 12.
2. Fenster C., Smith A.J., Abts A., Milenkovic S., Hassel A.W. // Single tungsten nanowires as pH sensitive electrodes. *Electrochemistry Communications*. – 2008. – № 10 (8). – P. 1125–1128.
3. Lin K. H., Li J., Lin J. S., Ju S. P., Lu J. M., Hsieh J. Y. // Mechanical properties and thermal stability of ultrathin tungsten nanowires. *RSC Adv*. – 2014. – № 4. – P. 6985-6990.
4. Lee Y. H., Choi C. H., Jang Y. T., Kim E. K., Ju B. K., Min N. K., Ahn J. H. // Tungsten nanowires and their field electron emission properties. *Appl. Phys. Lett.* – 2002. – V. 81. – P. 745.
5. Пугачевский М. А. // Определение модуля упругости вольфрамовых нанопроволок. Письма в «Журнал технической физики» – 2010. – Т. 36. – Вып. 14. – С. 7-12.
6. Shim H. S., Kim J. W., Sung Y. E., Kim W. B. // Electrochromic properties of tungsten oxide nanowires fabricated by electrospinning method. *Solar Energ Mat. Sol. Cell*. – 2009. – 93:12.
7. Li X. L., Lou T. J., Sun X. M., Li Y. D., Highly Sensitive WO_3 Hollow-Sphere Gas Sensors *Inorg. Chem.* – 2004. – V. 43. – P. 5442–5449.
8. Boulova M., Gaskov A., Lucazeau G. // Tungsten oxide reactivity versus CH_4 , CO and NO_2 molecules studied by Raman spectroscopy. *Sens. Actuators B*. – 2001. – V. 81. – P. 99–106.
9. Guo C., Yin S., Huang Y., Dong Q., Sato T. Synthesis of $\text{W}_{18}\text{O}_{49}$ Nanorod via Ammonium Tungsten Oxide and Its Interesting Optical Properties // *Langmuir* – 2011. – 27. – P. 12172–12178
10. Hassel A. W., Milenkovic S., Smith A. J. // Large scale synthesis of single crystalline tungsten nanowires with extreme aspect ratios. *Physica status solidi*. – 2010. – V. 207. – № 4. – P. 858–863.
11. Xun Wang, Yadong Li. Solution-Based Synthetic Strategies for 1-D Nanostructures // *Inorg. Chem.* – 2006, – 45, – 7522-7534.
12. Semiconductor Nanowire: Materials, Synthesis, Characterization and Applications. Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Materials: Number 77. Elsevier – 2015.
13. Karpovich N. F., Lebukhova N. V., Zavodinsky V. G., Makarevich K.S. // Mechanism of the Single-Crystal Tungsten Whiskers Growth in the Process of the NiWO_4 Reduction by CO // *J. Phys. Chem.* – C. 2008. – V. 112. – № 47. – P. 18455-18458.
14. Zavodinsky V. G., Lebukhova N.V., Karpovich N. F., Pugachevsky M. A. // Growth of tungsten whiskers oriented in $\langle 111 \rangle$ direction. *Cryst. Res. Technol.* – 2010. – 45. – № 9. – P. 969-972.
15. Карпович Н. Ф., Лебухова Н. В., Макаревич К. С., Пугачевский М. А. // Синтез нитевидных монокристаллов вольфрама: влияние концентрации СО и состава исходных реагентов. *Химическая технология*. – 2014. – № 9. – С. 513-518.
16. Wang S., He Y., Zou J., Jiang Y., Xu J., Huang B., Liu C.T., Liaw P.K. // Synthesis of single crystalline tungsten nanowires by nickel-catalyzed vapor-phase method at 850°C. *J. Crystal Growth* – 2007. – 306:2.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОИСКРОВЫХ ПОКРЫТИЙ, НАНЕСЕННЫХ НА СТАЛЬ 45 ЭЛЕКТРОДАМИ НА ОСНОВЕ КАРБИДОВ ВОЛЬФРАМА И ТИТАНА

С. В. Николенко¹, Н. А. Сюй²

ФГБУН Институт материаловедения ХНЦ ДВО РАН, г. Хабаровск
E-mail: nikola1960@mail.ru¹, nicolaisyuy@gmail.com²

Статья посвящена разработке и исследованию вольфрамсодержащих и безвольфрамовых электродных материалов для электроискрового легирования с использованием добавок борсодержащего минерального сырья, а также нанопорошка оксида алюминия. Изучены фазовый состав, шероховатость и кинетика высокотемпературного окисления покрытий. Методом импедансной спектроскопии изучены антикоррозионные свойства полученных покрытий в 3% растворе NaCl. Показано улучшение барьерных свойств TiC-Ni-Mo покрытий с ростом дамолитового концентрата.

Для повышения срока службы быстро изнашивающихся деталей машин и режущего инструмента в промышленности применяется метод электроискрового легирования (ЭИЛ). Достоинство метода: возможность нанесения на металлические поверхности любых токопроводящих материалов; высокая прочность сцепления наносимого слоя с материалом основы; низкая энергоемкость процесса; простота осуществления технологических операций.

Традиционно в качестве электродных материалов (ЭМ) в технологии ЭИЛ используют металлы, их сплавы, а также стандартные твердые сплавы, главным образом на основе карбидов вольфрама и титана, получаемые по технологии порошковой металлургии и СВС-экструзии [1 – 4]. Однако такие твердые сплавы не всегда удовлетворяют требованиям, предъявляемым к электродным материалам, так как обладают высокой эрозионной стойкостью, низким коэффициентом переноса, высокой стоимостью. В связи с этим для большей эффективности и масштабности применения электроискровых покрытий требуется создание специальных электродных материалов с учетом специфики их поведения в условиях искрового разряда.

Целью проводимых исследований была разработка вольфрамсодержащих и безвольфрамовых ЭМ, увеличивающих эффективность процесса ЭИЛ за счет уменьшения эрозионной стойкости ЭМ. Улучшение физико-химических и эксплуатационных характеристик ЛС происходит за счет введения добавки борсодержащего минерального сырья, ингибиторов роста, что снижает размеры зерна в ЭМ, полученных методами порошковой металлургии и СВС-экструзией, а также за счет возможности изменения параметров электроискрового разряда в широком диапазоне с целью получения наноструктурированных ЛС.

Методика, оборудование и материалы

Электродные материалы на основе карбида вольфрама получали традиционными методами порошковой металлургии. Порошок Al_2O_3 был приготовлен взрывом проводников [5 – 7]. Порошки WC-Co со средним размером 2.4 мкм и кобальта (8 мас.%) были смешаны с нанодисперсным порошком Al_2O_3 в планетарной шаровой мельнице Retsch PM 400 в течение 15 мин при частоте 250 об/мин, отношение массы шаров к материалу 4 : 1. Затем данные смеси были спрессованы под давлением 150 МПа. Спекание производилось в вакууме и при давлении 10 Па. Выдержка при температуре 1450°C составила 1 ч. Охлаждение производилось со скоростью 50°C/мин. Полученные образцы ЭМ были от-

шлифованы и отполированы до зеркального состояния.

Шихту для ЭМ на основе TiC изготавливали из реакционной смеси порошков титана, никеля, молибдена, датолитового концентрата и сажи путём смешения шихты в шаровой мельнице в течение 4 часов. Готовую шихту формовали в цилиндрические заготовки в пресс-форме предварительного прессования. Electrodes получали в установке для СВС – экструзии (лаборатория СВС-экструзии, ИСМАН – г. Черноголовка).

Составы ЭМ: ВК8 (92 % WC + 8 % Co), ВК8 + 5 % Al₂O₃ (87 % WC + 8% Co + 5 % Al₂O₃), TiC-Ni-Mo + 1 % ДТК (70% TiC + 29 % (Ni + Mo) + 1 % ДТК).

В процессе ЭИЛ определялось изменение массы катода – стали 45, и эрозии анодов от удельного времени легирования и разными электрическими параметрами.

Обработка велась электрическими импульсами от специально разработанного генератора импульсов модели “IMES” с возможностью управления от встроенного контроллера или внешнего компьютерного устройства при следующих электрических параметрах: I_p – от 180 до 225 А, U – 40 В, E_p – от 0.144 до 0.72 при длительности импульсов от 20 до 80 мкс и частоте импульсов 500 Гц.

Для измерения микропрофиля использовался измеритель шероховатости TR200 фирмы TIME GROUP. Микроструктуру и химический состав покрытий анализировали с помощью оптического микроскопа и сканирующего электронного микроскопа Hitachi SU-70, оснащенного энергодисперсионным спектрометром UltraDry. Дюротметрический анализ проводился на микротвердомере ПМТ-3М с нагрузкой 5 Н. Фазовый состав покрытий исследовали с помощью рентгеновского дифрактометра ДРОН-7 в Си Ка-излучении. Кинетику высокотемпературного окисления покрытий изучали методами термогравиметрии (ТГ) на приборе NETZSCH STA 449 F3.

Исследования импедансной спектроскопии проводились в трехэлектродной ячейке в перемешиваемом растворе 3 % NaCl в условиях естественной аэрации при комнатной температуре. Спектр импеданса измерялся в диапазоне частот f от 100000 до 1 Гц при амплитуде переменного сигнала 100 мВ на установке Z-2000 (Элинс, Россия).

Результаты и обсуждение

Характеристики покрытий представлены в табл. 1. Исходная микротвердость Hц образцов из стали 45 лежала в пределах 2.6...3.5 ГПа. Как видно из табл. 1 шероховатость покрытий повышается с увеличением длительности импульса, т.к. возрастают глубина и диаметр области воздействия разряда. Установили, что добавка Al₂O₃ в электродный материал существенно снижает параметры шероховатости поверхности. Микротвердость и толщина покрытий легированных ЭМ TiC-Ni-Mo + 1 % ДТК эквивалентны характеристикам покрытий, полученных при ЭИЛ электродом ВК8.

Таблица 1

Характеристики покрытий, полученных при ЭИЛ стали 45

Образец	Средняя толщина, мкм	Микротвердость, ГПа	Шероховатость		
			R _a , мкм	R _z , мкм	R _{max} , мкм
ВК8 80 мкс	20	11.65	15.6	32.56	99.63
ВК8 + 5 % Al ₂ O ₃ 40 мкс	25	11.09	5.69	15.09	39.59
ВК8 + 5 % Al ₂ O ₃ 80 мкс	37	12.37	7.64	17.27	52.63
TiC-Ni-Mo + 1 % ДТК 40 мкс	11	8.35	7.7	15.91	41.28
TiC-Ni-Mo + 1 % ДТК 80 мкс	20	11.83	11.81	14.53	36.4

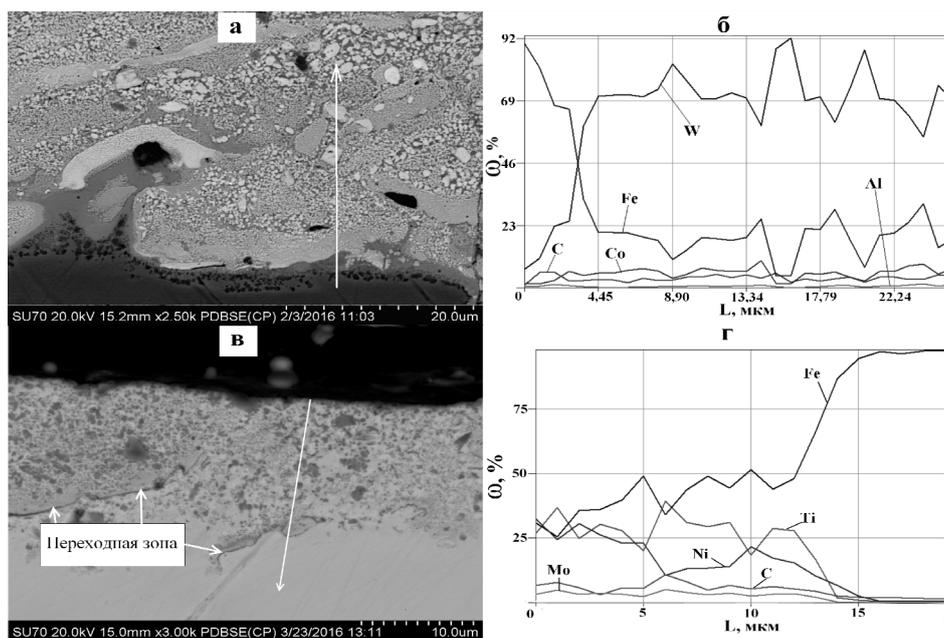


Рис. 1. Микроструктура ЛС на стали 45: а) ВК8 + 5 % Al_2O_3 500 Гц 80 мкс; в) TiC-Ni-Mo + 1 % ДТК 500 Гц 80 мкс. Концентрационные кривые распределения элементов в покрытии: б) ВК8 + 5 % Al_2O_3 500 Гц 80 мкс; г) TiC-Ni-Mo + 1 % ДТК 500 Гц 80 мкс

Металлографический анализ поперечного шлифа катода с нанесенным ЛС показывает, что в поверхностном слое в исследованных образцах присутствуют поры, микротрещины (рис. 1а, 1в). Распределение железа в покрытии имеет неравномерный характер. Концентрация железа увеличивается по мере приближения к подложке (рис. 1б, 1г). Светлые пятна на рис. 1а богаты вольфрамом. На СЭМ-изображении (рис. 1а) можно наблюдать зерна карбида вольфрама (0.2 – 3 мкм) в виде светлых пятен с острыми краями, которые окружает матрица из WFeCoC. Мелкие светло-серые пятна (0.5 – 1 мкм) представляют собой зародыши продуктов частичной кристаллизации матрицы, возникшие в процессе остывания области воздействия разряда на катоде. Наличие светло-серых однородных областей указывает на присутствие аморфной фазы в покрытии, возникшей в результате высоких скоростей охлаждения поверхности катода (103 – 104 К/с) в ходе разряда. На СЭМ-изображении (рис. 1в) можно наблюдать зерна карбида титана (0.2 – 3 мкм) в виде темных пятен с округлыми краями, которые окружает матрица из FeNiMoC. На рис. 1в отчетливо видны участки переходной зоны. По мере приближения к границе с подложкой размеры зерен TiC уменьшаются.

Свойства ЛС определяются фазовым составом покрытий, который отличается от состава материала электрода. По данным рентгенофазового анализа, покрытие TiC-Ni-Mo + 1 % ДТК, кроме основной фазы TiC, содержат фазу FeNi. Основу покрытий ВК8 и ВК8 + 5 % Al_2O_3 составляет субкарбид вольфрама типа W_2C , с мелкими включениями WC.

Были проведены исследования жаростойкости покрытий. В качестве ЭМ использовали составы ВК8, ВК8 + 5 % Al_2O_3 и TiC-Ni-Mo + 1 % ДТК. На рис. 2в представлена термограмма процесса окисления стали 45 с покрытиями на основе карбида вольфрама.

Анализ экспериментальных данных на ТГ кривых от 500 до 1000°C показывает, что удельный прирост массы увеличивается, что связано с ростом скорости диффузии кислорода при повышении температуры и образованием оксидных фаз на поверхности образца. На ТГ кривых видно, что добавка Al_2O_3 в ЭМ не существенно влияет на процесс окисления покрытий. Изменение массы образцов покрытых TiC-Ni-Mo + 1 % не значительно выше образцов покрытых ВК8 и ВК8 + 5 % Al_2O_3 .

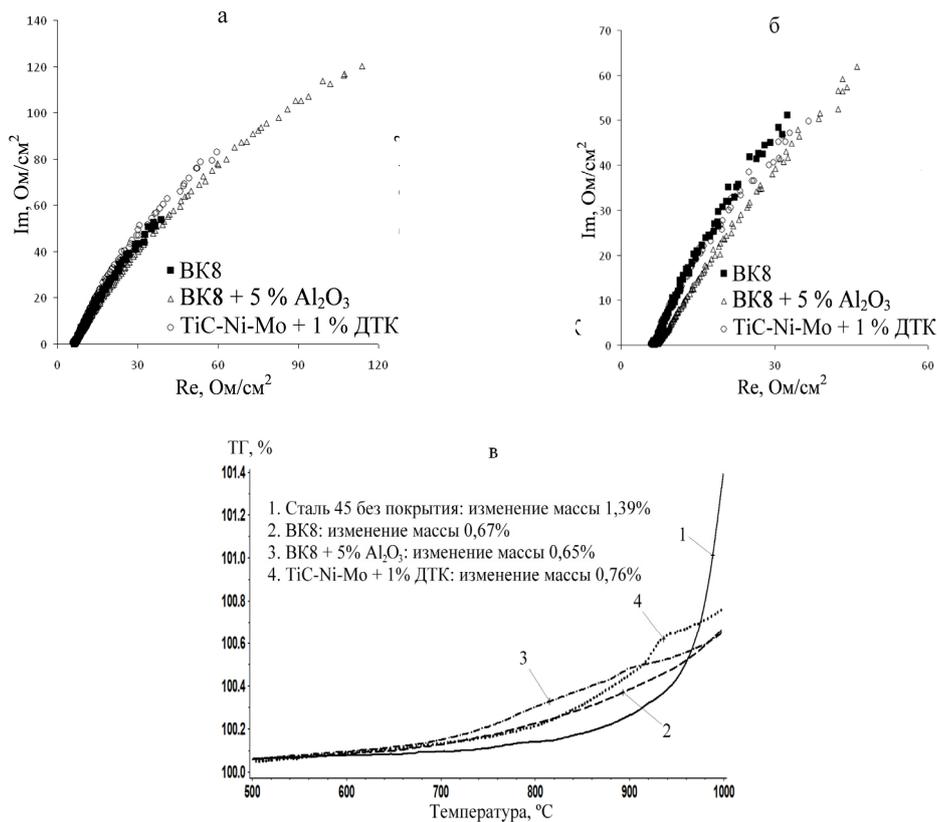


Рис. 2. График Найквиста для покрытий: а) при длительности 20 мкс, б) при 80 мкс; в) кривые окисления стали и покрытий

На рис. 2а, 2б показаны спектры электрического импеданса (ЭИС), изученных покрытий в осях Найквиста. Координаты Re и Im это действительная и мнимая составляющие импеданса, соответственно. Диаграммы Найквиста (рис. 2а) для всех образцов характеризуются не очень хорошо разделенными емкостными контурами аналогичной формы. При этом, более высокие значения сопротивлений Re на низких частотах показывают покрытия с 5 % содержанием оксида алюминия, что указывает на увеличение их коррозионной стойкости. Для дальнейшего объяснения коррозионной стойкости, спектры импеданса композиционных покрытий были установлены с использованием эквивалентной ячейки, схема которой показанной на рис. 3. Компоненты ячейки CPE, R_p и R_s представляют собой элемент постоянной фазы, сопротивление переноса заряда и сопротивление раствора, соответственно. Импеданс CPE может быть выражен через уравнение: $Z_{CPE} = [A(j\omega)^n]^{-1}$, где n это показатель степени, который может быть между 0 и 1, ω и A представляют собой частоту и константу CPE, соответственно. Эта схема была предложена рядом авторов для описания электрохимического поведения покрытий [8]. Предложенная эквивалентная схема удовлетворительно описывала экспериментальные спектры импеданса изучаемых объектов в рабочем растворе.

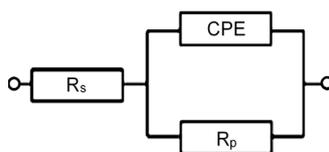


Рис. 3. Эквивалентная электрическая схема для анализа спектра импеданса

Параметры n и A связаны с толщиной и пористостью/шероховатостью барьерной пленки покрытий, соответственно. Емкостный параметр A ниже для покрытий ВК8 + 5 % Al_2O_3 . Это говорит об улучшении барьерных свойств. Характерно, что параметр A был выше для покрытий, осажденных при больших длительностях разрядов, что связано с аналогичной зависимостью шероховатости поверхности описываемых образцов (табл. 1). Значения сопротивлений R_p покрытий с 5 % добавкой Al_2O_3 и 1 % добавкой ДТК были в три раза выше, чем при использовании стандартного сплава ВК8 (табл. 2). Для покрытий, полученных при длительности импульсов 20 мкс, значения R_p немного выше, чем для покрытий, полученных при большей длительности, что говорит о том, что они наиболее устойчивы к коррозии в данных условиях. Для покрытий ВК8 + 5 % Al_2O_3 и TiC-Ni-Mo + 1 % ДТК значения R_p выше, чем для покрытий ВК8 что говорит об улучшении электроизоляционных свойств. Таким образом, электродные материалы ВК8 + 5 % Al_2O_3 и TiC-Ni-Mo + 1 % ДТК повышают электроизоляционные свойства и коррозионную устойчивость осаждаемых покрытий.

Таблица 2

Параметры эквивалентной ячейки для покрытий

Образец	A ($mF \cdot cm^{-2}$)	n	R_s ($\Omega \cdot cm^{-2}$)	R_p ($M\Omega \cdot cm^{-2}$)
ВК8 500 Гц 20 мкс	3.98	0.74	6.4	3.2
ВК8 500 Гц 80 мкс	4.21	0.77	6.5	1.85
ВК8 + 5 % Al_2O_3 500 Гц 20 мкс	1.83	0.65	5.96	9.73
ВК8 + 5 % Al_2O_3 500 Гц 80 мкс	3.76	0.70	7.13	5.65
TiC-Ni-Mo + 1 % ДТК 500 Гц 20 мкс	2.48	0.74	6.14	9.39
TiC-Ni-Mo + 1 % ДТК 500 Гц 80 мкс	4.67	0.74	5.84	9.36

Выводы. Характеристики покрытий, полученные при ЭИЛ электродными материалами на основе ВК8 с добавкой 5 мас.% Al_2O_3 и TiC-Ni-Mo с добавкой 1% ДТК, эквивалентны или превышают характеристики покрытий, полученных при ЭИЛ типовым сплавом ВК8. Микротвердость легированных слоев превышает в 3 – 4 раза микротвердость стали 45. Добавка Al_2O_3 в электродных материалах на основе ВК8 и добавка ДТК в ЭМ на основе TiC-Ni-Mo повышает электроизоляционные свойства и коррозионную устойчивость покрытий, а также снижает их шероховатость.

ЛИТЕРАТУРА

1. Николенко С. В., Верхотуров А. Д. Новые электродные материалы для электроискрового легирования // Владивосток: Дальнаука. – 2005. – С. 219.
2. Бурков А. А., Пячин С.А., Власова Н. М., Карпович Н. Ф., Каминский О. И. Повышение жаростойкости титанового сплава ВТ20 электроискровым осаждением покрытий на основе интерметаллида Ti3Al с добавками оксида алюминия // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. – 2015. – Т. 3. № 3. – С. 346–352.
3. Химухин С. Н., Ри Хосен, Верхотуров А.Д., Ри Э.Х. Формирование структуры слоя на металлах и сплавах при электроискровой обработке // Хабаровск: Изд-во ДВГУПС. – 2010. – С. 239.
4. Zamulaeva E. I., Levashov E. A., Kudryashov A. E. et al. Electrospark coatings deposited onto an Armco iron substrate with nano- and microstructured WC-Co electrodes: Deposition process, structure, and properties // Surface & Coatings Technology. – 2008. – V. 202. – P. 3715–3722.
5. Назаренко О. Б. Электровзрывные нанопорошки: получение, свойства, применение // под ред. А. П. Ильина. Томск: Изд-во Том. ун-та. – 2005. – С. 148.
6. Николенко С. В., Верхотуров А. Д., Дворник М. И., Власова Н. М., Пугачевский М. А., Михайлов М. М., Крестьяникова Н.С. Использование нанопорошка Al_2O_3 в качестве ингибитора роста зерна в сплаве ВК8 // Вопросы материаловедения. – 2008. – № 2. – С. 100–105.
7. Young-Soon Kwon, Jin-Chun Kim, Alexander P. Ilyin, Olga B. Nazarenko, and Dmitry V. Tikhonov. Electroexplosive Technology of Nanopowders Production: Current Status and Future Prospects // Journal of Korean Powder Metallurgy Institute. – 2012. – V. 19. – P. 40–48.
8. Fei Cai, Chuanhai Jiang, Zhongquan Zhang, Enzo Muttini, Peng Fu, Yuantao Zhao, Vincent Ji. Fabrication and characterization of Ni-Zr composite coatings using electrodeposition technique // Journal of Alloys and Compounds. – 2015. – V. 635. – P. 73–81.

**ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРОВ.
АППРОКСИМАЦИЯ ОПЫТНЫХ ДАННЫХ МЕТОДОМ РАВНЫХ СУММ
ПРИ ЛЮБОЙ ЧИСЛОВОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ АРГУМЕНТА**

О. А. Одинокова, Г. В. Гайчук

ФГБОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет»
г. Хабаровск, E-mail: odi37@mail.ru

Результаты представленной работы позволяют без снижения точности аппроксимировать результаты эксперимента методом равных сумм не накладывая ограничения на временную зависимость съема показаний опыта и тем самым упростить в ряде случаев условия проведения испытаний.

Подбор формул, количественно описывающих процесс ползучести, остается наиболее эффективным способом представления и экстраполяции экспериментальных данных [1].

Трехпараметрические формулы достаточно точно описывают реальные свойства пластмасс, при этом степень математической трудности остается приемлемой. В работе [2] сделан анализ точности и целесообразности применения различных методов аппроксимации для обработки опытных данных.

Результаты исследований показали, что математическую обработку опытных данных целесообразно производить методом равных сумм как наиболее простым и не уступающим в данном случае по точности методу наименьших квадратов. Тем более что метод наименьших квадратов основан на использовании функционального степенного ряда в качестве аппроксимирующей функции, а представление последней в виде логарифмической или показательной формулы приводит к значительным сложностям вычислений. Кроме того, метод наименьших квадратов следует по рельефу экспериментальных точек, поэтому не исключается возможность при его использовании иметь неожиданные и несоответствующие здравому смыслу характерные точки.

Для широко используемой стандартной зависимости

$$y = a + b \lg x + c \lg^2 x \quad (1)$$

значения параметров a , b , и c определены П.В. Мелентьевым следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{1}{2} S_1 + \frac{3}{2} \Delta_1 - 2 \Delta^2 \\ b &= \frac{\delta_1 + \frac{1}{4} \delta^2}{1.204} \\ c &= \frac{\delta^2}{1.45} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где S_1 , Δ_1 , Δ^2 , δ_1 , δ^2 – известные математические символы промежуточных вычислений [3].

Однако простота обработки опытных данных методом равных сумм сохраняется лишь в том случае, когда значения аргумента в эксперименте составляют геометрическую прогрессию:

$$x = 0.25; 0.5; 1; 2; 4; 8 \text{ мин.}$$

При изменении знаменателя или первого члена геометрической прогрессии аргумента, коэффициенты a , b и c функции (1) определяются по-другому и выражения для

них должны быть получены заново для каждого конкретного значения параметров прогрессии.

В настоящей работе предлагается способ аппроксимации опытных данных, позволяющий значительно расширить область использования метода равных сумм, не накладывая ограничений на характер изменения и величину аргумента. Предложенный способ дает возможность аппроксимировать не только кривые ползучести, но и самые разнообразные проявления физико-механических свойств материалов [4].

Пусть заданы опытные значения Y при некоторых значениях аргумента X . Нужно найти зависимость $Y(X)$, при значениях X , подчиняющихся любой числовой последовательности. Для этого определим параметры a , b и c стандартной функции $y(x)$ по уравнению (1), используя известный алгоритм (2) при $y=Y$ и соответствующих значениях x .

Введем отношение аргументов:

$$M = \frac{x}{X} . \quad (3)$$

Подставив значение x и (3) в (1) получим:

$$y = a + b \lg(MX) + c \lg^2(MX) = a + b(\lg M + \lg X) + c(\lg M + \lg X)^2 =$$

$$a + b \lg M + c \lg^2 M + (b + 2c \lg M) \lg X + c \lg^2 X$$

Следовательно, искомая функция может быть представлена в форме, аналогичной форме стандартной функции (1) но с другими коэффициентами:

$$Y(X) = A + B \lg X + C \lg^2 X, \quad (4)$$

где коэффициенты A , B и C определяются через коэффициенты a , b и c стандартной функции (1) следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} A &= a + b \lg M + c \lg^2 M \\ B &= b + 2c \lg M \\ C &= c \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Широкое практическое применение имеют опыты с равноотстоящим аргументом

$$X = Q k , \quad (6)$$

где Q – первый член арифметической прогрессии, а k принимает всевозможные значения от 1 до ∞ . Пусть даны k значений измеренной функции Y , соответствующих аргументу X .

Используя известный алгоритм аппроксимации метода равных сумм (соотношения (2)) для определения стандартной функции $y = f(x)$, определим функцию $Y = F(X)$. Так как x меняется по геометрической прогрессии, имеющей стандартные значения (0.25; 0.5; 1; 2; 4; 8), то:

$$x = q 2^{k-1} , \quad (7)$$

где $q = 0.25$ – первый член геометрической прогрессии, знаменатель которой равен двум.

Отношение аргументов

$$M = \frac{0,25 \cdot 2^{k-1}}{Q \cdot k} ,$$

а так же коэффициенты A и B становятся функциями параметра k , определяющего положение аргумента X на числовой оси.

Если требуется определить только частные значения функции $Y(X)$ задача значительно упрощается, так как в таком случае можно воспользоваться стандартным уравнением (1), предварительно вычислив x , соответствующей нужному значению X , по соотношениям (6) и (7).

В случае применения стандартной функции типа:

$$y = a + bx^n \quad (8)$$

в качестве аппроксимирующего уравнения, искомое уравнение отыскивается в виде

$$Y = A + BX^n, \quad (9)$$

где $A = a$, $B = bM^n$.

Алгоритм для определения параметров a , b и n стандартного уравнения (8) составлен П.В. Мелентьевым [3]. Если X изменяется по любой геометрической прогрессии, M , A_k и B_k становятся постоянными и вычисления значительно упрощаются.

ПРИМЕР

Подберем функцию типа:

$$Y_k = A_k + B_k \lg X + C \lg^2 X,$$

если определены частные значения Y , соответствующие шести равностоящим значениям аргумента X

Таблица 1

X	10	20	30	40	50	60
Y	5.0	5.5	5.8	6.1	6.2	6.4
x	0.25	0.5	1	2	4	8
k	1	2	3	4	5	6
y	5.031	5.469	5.819	6.082	6.256	6.344
A_k	2.950	2.950	3.263	3.678	4.122	4.599
B_k	2.565	2.565	2.444	2.273	2.077	1.862
Y_k	5.032	5.470	5.819	6.081	6.257	6.343

Находим стандартную функцию при $Y = y$

$$y = a + b \lg x + c \lg^2 x$$

x	y			
0.25	5.0	} $S_1 = 10.5$	$\delta_1 = 1.4$	$\delta^2 = -0.7$
0.5	5.5			
1	5.8	} $S_2 = 11.9$	$\delta_2 = 0.7$	
2	6.1			
4	6.2	} $S_3 = 12.6$		
8	6.4			

$$\Delta^2 = \frac{1}{8} \delta^2 = -\frac{0.7}{8} = -0.0875,$$

$$\Delta_1 = \frac{1}{4} \delta_1 + \Delta^2 = \frac{1}{4} \cdot 1.4 + (-0.0875) = 0.2625,$$

$$a = \frac{1}{2} S_1 + \frac{3}{2} \Delta_1 - 2 \Delta^2 = \frac{10.5}{2} + \frac{3}{2} \cdot 0.2625 - 2 \cdot 0.0875 = 5.819,$$

$$b = \frac{\delta_1 + \frac{1}{4} \delta^2}{1.204} = \frac{1.4 + \frac{1}{4}(-0.7)}{1.204} = 1.017,$$

$$c = \frac{\delta^2}{1.45} = -\frac{0.7}{1.45} = -0.483$$

Итак, стандартная функция принимает вид:
 $y = 5.819 + 1.017 \lg x - 0.483 \lg^2 x$

Значения y при стандартных значениях x содержатся в таблице 1.
Находим искомую функцию $Y(X)$, определив A и B . Отношение аргументов

$$M = \frac{0.25 \cdot 2^{k-1}}{10 \cdot k} = 0.025 \frac{2^{k-1}}{k},$$

тогда

$$A = 5.819 + 1.017 \lg(0.025 \frac{2^{k-1}}{k}) - 0.483 \lg^2(0.025 \frac{2^{k-1}}{k}),$$

$$B = 1.017 - 2 * 0.483 \lg(0.025 \frac{2^{k-1}}{k}).$$

Значение третьего параметра остается равным стандартному: $C = c$.

Значения A , B и $Y_k(X)$ для заданных X также сведены в таблицу 1; значения $Y_k(X)$ практически не отличаются от соответствующих значений $y(x)$.

Определим значение Y при $X = 35$. Для этого достаточно определить

$$k = \frac{35}{10} = 3.5$$

и соответствующее значение стандартного аргумента

$$x = 0.25 * 2^{3.5-1} = 1.414$$

$$Y_{(35)} = y_{(1.414)} = 5.819 + 1.017 \lg 1.414 - 0.483 \lg^2 1.414 = 5.961$$

Такое же значение (разница в четвертом знаке после запятой) получим по уравнению $Y(X)$, при этом

$M = 0.0404$	$\lg M = -1.3936$
$A_{3.5} = 3.4638$	$B_{3.5} = 2.3632$
$C = -0.483$	$Y_{(35)} = 5.961$

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Основы конструирования изделий из пластмасс / Под редакцией Э. Бера. Пер. с англ. М.: Машиностроение. 1970. 272 с.
2. Даниловский Ю. М. Сравнительный анализ методов аппроксимации деформационных кривых полимерных материалов //Тр. Ин-та ЛИТЛП им. С.М. Кирова. Л. 1975. 116 – 121.
3. Мелентьев П. В. Приближенные вычисления. М.: Изд-во физ. мат. литературы, 1962. 388 с.
4. Одинокова О. А., Даниловский Ю. М. Математическая обработка результатов механических испытаний материалов: Информ. Листок № 72-81 НТД. Хабаровск, 1981.: Межотраслевой территориальный ЦНТИ и пропаганды. 3 с.

ОБОБЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОИСКРОВОГО ПОКРЫТИЯ

С. А. Пячин

ФГБУН «Институт материаловедения» ХНЦ ДВО РАН
г. Хабаровск, E-mail: pyachin@mail.ru

В работе представлены основные положения математической модели, описывающей перенос металла с одного электрода на другой за счет выброса вещества из зоны разряда, а также диффузионное проникновение легирующих элементов с поверхности в глубину подложки. Расчеты по данной модели позволяют проанализировать изменение масс катода и анода в зависимости от различных параметров процесса электроискрового легирования: геометрических размеров электродов, скорости и траектории перемещения анода, плавления и эрозии металлов, частоты следования импульсов, продолжительности обработки.

Одна из ключевых проблем электроискрового легирования (ЭИЛ) заключается в установлении взаимосвязей между параметрами разрядов, продолжительностью воздействия, составом газовой среды и физико-химическими свойствами формируемых покрытий [1-3]. Из-за недостаточного развития теории формирования электроискровых покрытий необходимо проводить опыты для каждой пары электродов и определенного режима обработки. Поэтому теоретические разработки в области ЭИЛ являются весьма актуальными. Целью данной работы являлось создание общей математической модели, затрагивающей различные физические явления при формировании электроискрового покрытия – эрозию при воздействии электрических разрядов, массоперенос, кинетику изменения масс электродов, диффузионные процессы в поверхностных слоях подложки.

Модель основана на следующих предположениях. Покрытие формируется в результате многократно повторяющихся разрядных импульсов между вибрирующим анодом и неподвижным катодом. В момент соприкосновения электродов через микровыступы в области контакта начинает протекать импульс тока. В результате тепловыделения на катоде образуется область плавления объемом V_k , а на аноде, соответственно – V_a (рис. 1, I). Принималось, что разрыв электродов происходит так быстро, что металлы анода и катода не успевают перемешаться друг с другом, и поэтому на поверхностях электродов после их разъединения остается расплав из исходного металла. На аноде размер оставшейся области плавления – $\beta_a V_a$, а на катоде – $\beta_k V_k$ (рис. 1, II). Общий объем продуктов эрозии составляет $(1-\beta_a)V_a + (1-\beta_k)V_k$. Размеры областей плавления на электродах можно рассчитать на основе решения уравнения теплопроводности с учетом поверхностного источника тепла, действующего во время протекания разрядного импульса.

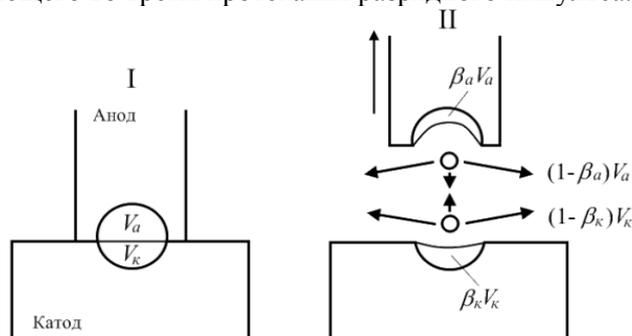


Рис. 1. Схематическое изображение (I) плавления металлов при протекании импульса тока во время контакта двух электродов, разделения (II) расплавленных областей с выбросом материала

Предполагалось, что металл вылетает из точки возникновения разряда равномерно во все стороны. Часть его при движении встречает преграду в виде плоскостей анода или катода. Для определения доли эродируемого материала, которая осаждается на поверхность противоположного электрода, вычислен коэффициент осаждения металла.

В случае если электроды имеют квадратные сечения, его можно рассчитать как

$$\begin{aligned}
 p = & \frac{1}{2\pi} \left[2(\varphi_4 - \varphi_2) + \text{Arc sin} \left(\frac{L \sin \varphi_1}{\sqrt{(x_p - 0.5b)^2 + L^2}} \right) - \text{Arc sin} \left(\frac{L \sin \varphi_4}{\sqrt{(x_p - 0.5b)^2 + L^2}} \right) \right] + \\
 & + R^2 \left[- \text{Arc sin} \left(\frac{L \cos \varphi_2}{\sqrt{(y_p - 0.5b)^2 + L^2}} \right) + \text{Arc sin} \left(\frac{L \cos \varphi_1}{\sqrt{(y_p - 0.5b)^2 + L^2}} \right) - \text{Arc sin} \left(\frac{L \sin \varphi_3}{\sqrt{(x_p + 0.5b)^2 + L^2}} \right) \right] + \\
 & + R^2 \left[- \text{Arc sin} \left(\frac{L \sin \varphi_2}{\sqrt{(x_p + 0.5b)^2 + L^2}} \right) + \text{Arc sin} \left(\frac{L \cos \varphi_4}{\sqrt{(y_p + 0.5b)^2 + L^2}} \right) - \text{Arc sin} \left(\frac{L \cos \varphi_3}{\sqrt{(y_p + 0.5b)^2 + L^2}} \right) \right]
 \end{aligned} \quad (1)$$

где L – длина межэлектродного промежутка; b – длина ребра основания электрода; x_p и y_p – координаты места возникновения разряда; $\varphi_1 - \varphi_4$ – углы наклона отрезков, соединяющих место разряда с вершинами основания электрода. Поскольку место возникновения каждого разряда невозможно установить, поэтому коэффициент осаждения определен по средним его значениям на площади области перекрытия S_{ov} , которая помимо геометрических размеров электродов зависит от координат центра анода x_a и y_a

$$\tilde{p}_a(x_a, y_a) = \frac{1}{S_{ov}(x_a, y_a)} \int_{S_{ov}(x_a, y_a)} p_a ds, \quad \tilde{p}_k(x_a, y_a) = \frac{1}{S_{ov}(x_a, y_a)} \int_{S_{ov}(x_a, y_a)} p_k ds \quad (2)$$

Поскольку $S_k > S_a$, то $\tilde{p}_k < \tilde{p}_a$. Координаты центра анода в момент возникновения i -го разряда определяются траекторией и скоростью перемещения анода. При приближении анода к краю катода вероятность осаждения вещества на катод уменьшается.

Рост толщины покрытия из металла противоположного электрода обусловлен циклическим осаждением вещества на поверхность катода за исключением области воздействия разряда. Средняя толщина осажденного слоя на катоде и аноде на момент окончания i -го разряда равна

$$\tilde{h}_{ei} = \tilde{h}_{ei-1} \frac{S_e - S_p}{S_e} + \tilde{p}_a (1 - \beta_a) \frac{V_a}{S_e}, \quad \tilde{h}_{ai} = \tilde{h}_{ai-1} \frac{S_a - S_p}{S_a} + \tilde{p}_e (1 - \beta_e) \frac{V_e}{S_a} \quad (3)$$

Во время каждого i разрядного акта масса катода M_k снижается на величину $(1 - \beta_k) \tilde{\rho}_{ki} V_k$, но при этом за счет осаждения металла с анода она повышается на величину $\tilde{p}_{ai} (1 - \beta_a) \tilde{\rho}_{ai} V_a$. Аналогично, убыль массы анода M_a составляет $(1 - \beta_a) \tilde{\rho}_{ai} V_a$, а прирост – $\tilde{p}_{ki} (1 - \beta_k) \tilde{\rho}_{ki} V_k$. Здесь $\tilde{\rho}_{ai}$ и $\tilde{\rho}_{ei}$ – средние значения плотности материалов, выброшенных с анода и катода, соответственно. Их можно рассчитать как

$$\tilde{\rho}_{ki} = \rho_k + (\tilde{\rho}'_{ki-1} - \rho_k) \frac{S_p \tilde{h}_{ki-1}}{V_k (1 - \beta_k)}, \quad \tilde{\rho}_{ai} = \rho_a + (\tilde{\rho}'_{ai-1} - \rho_a) \frac{S_p \tilde{h}_{ai-1}}{V_a (1 - \beta_a)} \quad (4)$$

где $\tilde{\rho}'_{ki} = \frac{(S_k - S_p)\tilde{h}_{ki-1}\tilde{\rho}'_{ki-1} + S_k h_{k1}\tilde{\rho}_{ai}}{(S_k - S_p)\tilde{h}_{ki-1} + S_k h_{k1}}$, $\tilde{\rho}'_{ai} = \frac{(S_a - S_p)\tilde{h}_{ai-1}\tilde{\rho}'_{ai-1} + S_a h_{a1}\tilde{\rho}_{ki}}{(S_a - S_p)\tilde{h}_{ai-1} + S_a h_{a1}}$ – средние

плотности поверхностных слоев, осажденных на катод и анод, соответственно.

Коэффициент массопереноса K_M можно выразить как

$$K_M = \frac{\Delta M_\kappa}{|\Delta M_a|} = \frac{\sum_{i=1}^N (\tilde{p}_{ai}(1-\beta_a)\tilde{\rho}_{ai}V_a - (1-\beta_\kappa)\tilde{\rho}_{ki}V_\kappa)}{\sum_{i=1}^N (\tilde{p}_{ki}(1-\beta_\kappa)\tilde{\rho}_{ki}V_\kappa - (1-\beta_a)\tilde{\rho}_{ai}V_a)} \quad (5)$$

Результаты расчетов согласно формулам (1)–(5) на примере осаждения электроискрового покрытия титана на алюминии представлены на рис. 2. При вычислениях были использованы следующие параметры: $f = 100$ Гц; $\tau = 20$ мкс; $V_a = 4,9 \cdot 10^{-4}$ мм³; $V_\kappa = 3,56 \cdot 10^{-4}$ мм³; $S_a = 39$ мм²; $S_\kappa = 100$ мм²; $S_p = 0,5$ мм²; $p_a = 0,814$; $p_\kappa = 0,743$; $\beta_a = \beta_\kappa = 0,7$. Предполагалось, что они постоянны во время электроискровой обработки. В этих условиях толщина покрытия на катоде растет непрерывно, но она значительно превышает размеры поверхностного слоя, образующегося на аноде за счет обратного массопереноса. После электроискрового легирования в течение 50 секунд средние плотности поверхностных слоев на электродах становятся равными плотности металла анода.

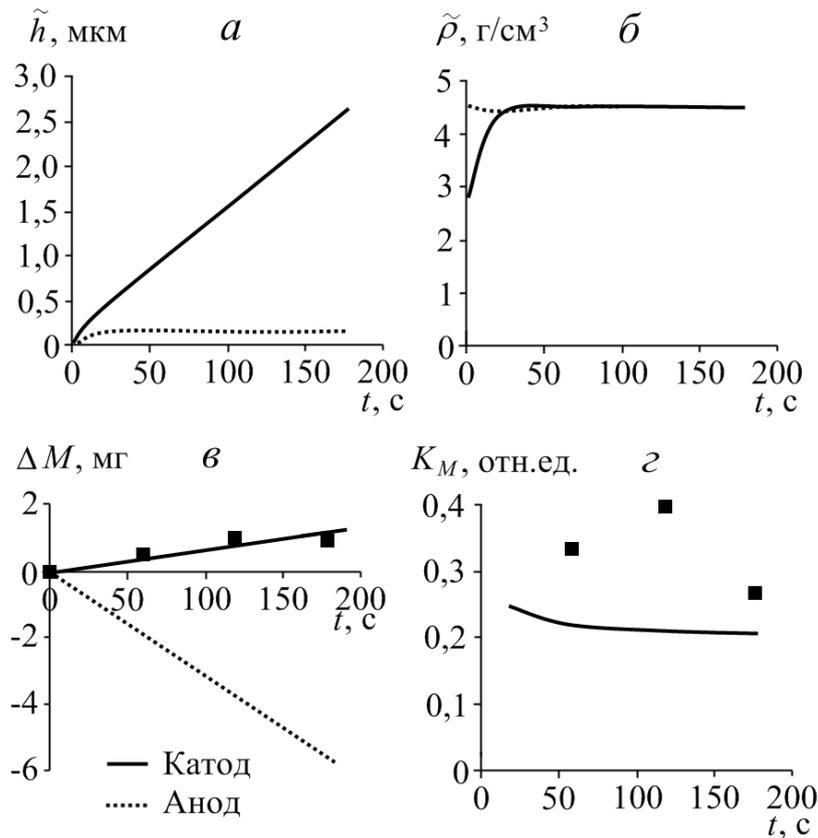


Рис. 2. Зависимости (а) толщины, (б) плотности осажденных слоев на катоде и аноде, (в) изменения масс электродов, (г) коэффициента массопереноса от продолжительности электроискрового легирования алюминия титаном. Сплошные линии – расчет; точки – экспериментальные данные

Вычисления показывают, что зависимости $\Delta M_a(t)$ и $\Delta M_k(t)$ представляют собой линейные функции. Однако согласно известным данным в процессе ЭИЛ масса катода растет, но до определенного предела, по достижении которого начинает снижаться [4]. Основной причиной таких изменений является разрушение осаждаемых слоев за счет накопления структурных дефектов в результате воздействия разрядов. Экспериментальные зависимости $\Delta M_a(t)$ и $\Delta M_k(t)$ можно довольно точно описать полиномом второй степени

$$\Delta M_a = -a_1 t + a_2 t^2, \quad \Delta M_k = b_1 t - b_2 t^2, \quad (6)$$

где a_1, a_2, b_1, b_2 – коэффициенты, зависящие от материалов электродов и параметров разрядов. Коэффициент K_M , как правило, уменьшается линейно с течением времени обработки. Предполагая, что доля металла, остающегося на катоде, постепенно снижается как

$$\beta_k = \beta_{ko} (1 - \eta f t), \quad (7)$$

можно получить удовлетворительное совпадение функций $\Delta M_a(t)$ и $\Delta M_k(t)$ с экспериментальными данными. Сравнивая уравнения (5) – (7), можно установить, что коэффициенты уравнений (6) соответствуют

$$\begin{aligned} a_1 &= \tilde{p}_{ai} (1 - \beta_a) \tilde{\rho}_{ai} V_a f - (1 - \beta_{ko}) \tilde{\rho}_{ki} V_k f & a_2 &= \eta \beta_{ko} \tilde{\rho}_{ki} V_k f \\ b_1 &= \tilde{p}_{ki} (1 - \beta_{ko}) \tilde{\rho}_{ki} V_k f - (1 - \beta_a) \tilde{\rho}_{ai} V_a f & b_2 &= \eta \tilde{p}_{ki} \beta_{ko} \tilde{\rho}_{ki} V_k f. \end{aligned} \quad (8)$$

Для описания проникновения металла из осажденного слоя в подложку использовано одномерное уравнение диффузии второго порядка для полубесконечного твердого тела

$$\frac{\partial C_j}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C_j}{\partial z^2}, \quad (j = 1, \dots, N). \quad (9)$$

Диффузия протекает в течение N циклов. Начальные условия для первого цикла

$$C_1(z, 0) = \begin{cases} C_0, & \text{если } 0 \leq z \leq h \\ 0, & \text{если } z > h \end{cases},$$

где C_0 – начальная концентрация легирующего металла в осажденного слоя, h – толщина слоя, осаждаемого на катоде за время, равное паузе между разрядными воздействия в исследуемую область. Для последующих циклов начальные условия определяются результатом распределения концентрации металлов в конце предыдущего цикла со сдвигом на толщину h вновь осажденного слоя

$$C_j(z, 0) = \begin{cases} C_0, & \text{если } 0 \leq z \leq h \\ C_{j-1}(z-h), & \text{если } z \geq h \end{cases}, \quad j \geq 2.$$

Значения коэффициента взаимной диффузии D могут быть взяты из экспериментальных данных [5]. В начальный момент осажденный металл анода распространен равномерно по глубине, но по мере протекания разрядного импульса легирующий материал проникает вглубь катода, и толщина покрытия увеличивается. На рис. 3 показано, как изменяется концентрация легирующего металла анода в поверхностных слоях катода при нанесении электроискрового покрытия. Чем выше D , тем на большую глубину проникает диффузиант, при этом концентрация металла в верхних слоях снижается. С ростом числа разрядных импульсов толщина покрытия постепенно увеличивается.

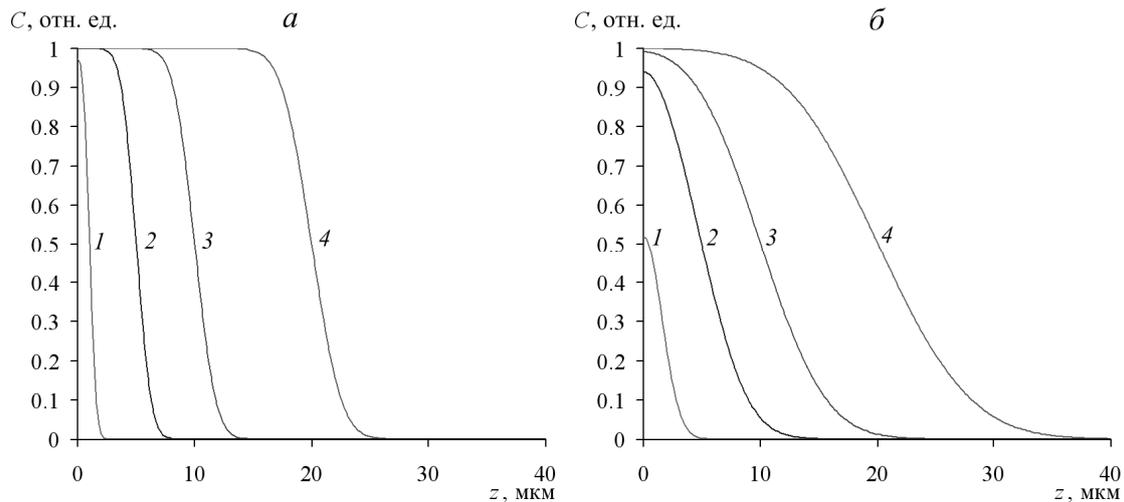


Рис. 3. Профили распределения концентрации металла анода по глубине электроискрового покрытия на момент окончания (1) первого, (2) пятого, (3) десятого, (4) двадцатого цикла осаждения при коэффициентах диффузии: а) $D = 1 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$; б) $D = 1 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2/\text{с}$. $\tau = 100 \text{ мкс}$, $h = 1 \text{ мкм}$, $C_0 = 1$

Выводы. Разработана модель для оценки изменения масс электродов при ЭИЛ за счет переноса вещества и эрозионных потерь. При вычислениях учитываются геометрические размеры электродов, траектория перемещения анода, объем плавления металлов за один разрядный импульс. Расчетные данные $\Delta M_a(t)$ и $\Delta M_k(t)$ удовлетворительно совпадают с экспериментальными кинетическими зависимостями, которые описываются полином второй степени, при условии, что доля расплава, остающегося на катоде на момент окончания разряда, постепенно снижается в процессе электроискрового легирования. Диффузионная модель позволяет определить глубину проникновения металлов из осажденного слоя внутрь электродов при многократном воздействии разрядов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Верхотуров А. Д. Формирование поверхностного слоя при электроискровом легировании // Владивосток: Дальнаука, 1995. – 323 с.
2. Ribalko A. V., Korkmaz K., Sahin O. Intensification of the anodic erosion in electrospark alloying by the employment of pulse group // Surface & Coatings Technology. – 2008. – V. 202. – P. 3591–3599.
3. Paustovskii A. V., Alfintseva R. A., Shelud'ko V. E., Kurinnaya T.V., Tereshchenko V.S. A Study of the Dependence of the Mass Transfer on the Structural Factors of the Electrodes in Electrospark Alloying with Ni-Cr-Al Alloys // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. – 2011. – V. 47. – Iss. 1. – P. 23–27.
4. Пячин С. А., Аблесимов Н. Е., Ягодзинский Д. Л. О зависимости изменения массы электродов от времени при электроискровом легировании // Электронная обработка материалов. – 2003. – № 1. – С. 19–26.
5. Пячин С. А., Заводинский В. Г., Гниденко А. А., Чебыряк Ю. А. Оценка коэффициентов взаимной диффузии переходных металлов при электроискровом легировании тантала // Физика и химия обработки материалов. – № 6. – 2004. – С. 59–65.

О ВЛИЯНИИ БОРА НА СТРУКТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИЛИЦЕНА

М. А. Чибисова, А. Н. Чибисов

ФГБУН «Вычислительный центр» ДВО РАН
г. Хабаровск, E-mail: omariya2003@yandex.ru

Ab initio методом рассчитано влияние трехвалентного бора на ближайшее атомное окружение в силицене при замещении четырехвалентного кремния. Показано, как изменяются такие структурные характеристики силицена как длина связи, угол связи и гофрированность при модифицировании бором. Кроме того, исследовано, как приложенное внешнее давление и легирование влияют на атомную структуру силицена в так называемых направлениях деформации «кресло» и «зигзаг».

Введение

В последние годы все более широкое внимание исследователей привлекают так называемые 2D материалы (графен, силицен [1]). Необычные электронные свойства данных материалов обусловлены особенностью их зонной структуры. Что позволяет успешно использовать графен и силицен в спинтронике. Внедрение бора в структуру силицена приводит к появлению перехода «полупроводник-металл» в материале из-за появления полузаполненных примесных уровней [2] и изменению структурных свойств материала. Поэтому в данной работе мы рассматриваем влияние атомов бора на структурные свойства силицена.

Детали расчета

Построение атомных моделей чистого и модифицированного бором силицена, а также расчет их полных энергий выполнялись с использованием программного пакета Quantum ESPRESSO [3], с применением высокопроизводительных вычислений (вычислительный кластер ВЦ ДВО РАН). PBE (Perdew-Burke-Ernzerhof) псевдопотенциалы для атомов кремния и бора, в обобщенно-градиентном приближении (GGA), взяты из пакета Quantum ESPRESSO. Расчет элементарной ячейки объемного кремния производился с учетом $8 \times 8 \times 8$ k-точек. При расчете характеристик силицена использовался специальный набор k-точек $8 \times 8 \times 1$ с энергией обрезания плоских волн 489.81 эВ. Равновесная модель силицена получалась путем свободной релаксации всех атомов структуры. Для этого модель помещалась в ячейку объемом $15.46726 \times 15.46726 \times 10.48962 \text{ \AA}^3$. В силу трансляционной симметрии вдоль направлений a и b структура силицена считалась бесконечной, а вдоль направления c фиксировался один гофрированный слой. Атомная релаксация проводилась до значения межатомных сил 0.026 эВ/\AA .

Результаты расчетов

Во-первых, необходимо было построить равновесные атомные модели чистого и модифицированного бором силицена. Для этого изначально нужно было определиться с тем, какой вариант размещения атома бора (адсорбция или абсорбция) по отношению к поверхности силицена является энергетически более выгодным. Так согласно результатам полученным авторами статьи [4], энергия связи при замещении атома кремния бором в силицене составила -6.21 эВ против -5.85 эВ при адсорбции (положение «valley»). При этом авторами статьи [4] были изучены четыре возможных положения атома-адсорбата бора («valley», «bridge», «hollow» and «hill») и энергетически более выгодным оказалось положение «valley». Поэтому нами было решено изучить то, как изменяется атомная структура силицена именно при замещении атомов кремния бором. Равновесная атомная модель силицена представлена на рисунке 1а. Сразу же хотелось бы отметить, что в рам-

как данного исследования мы не будем подробно останавливаться на описании тестирования псевдопотенциалов для атома кремния, так как в предыдущей нашей статье [5], в которой изучалось влияние азота на упругие свойства силицена, все это уже достаточно подробно приведено.

Внедрение атома В в структуру силицена (в концентрации 1/32) приводит к ее сильному искажению. Бор как бы стягивает на себя соседние атомы кремния. При этом, длина связи Si-B существенно уменьшается в среднем до значения 1.96 Å. Несмотря на то, что для чистого силицена средняя $d(\text{Si-Si})$ составляла 2.28 Å (рисунок 1b) при перепаде высот между слоями 0.44 Å (рисунок 1c). Эти значения очень близки или совпадают с данными других источников [4, 6, 7,]. Внутренний угол для силицена модифицированного примесным атомом бора θ_{SiBSi} существенно увеличился и составил примерно 120°. В чистом силицене угол θ_{SiSiSi} в среднем равнялся 116.4° (рисунок 1b). Что также неплохо согласуется с результатами работ других авторов [4, 6].

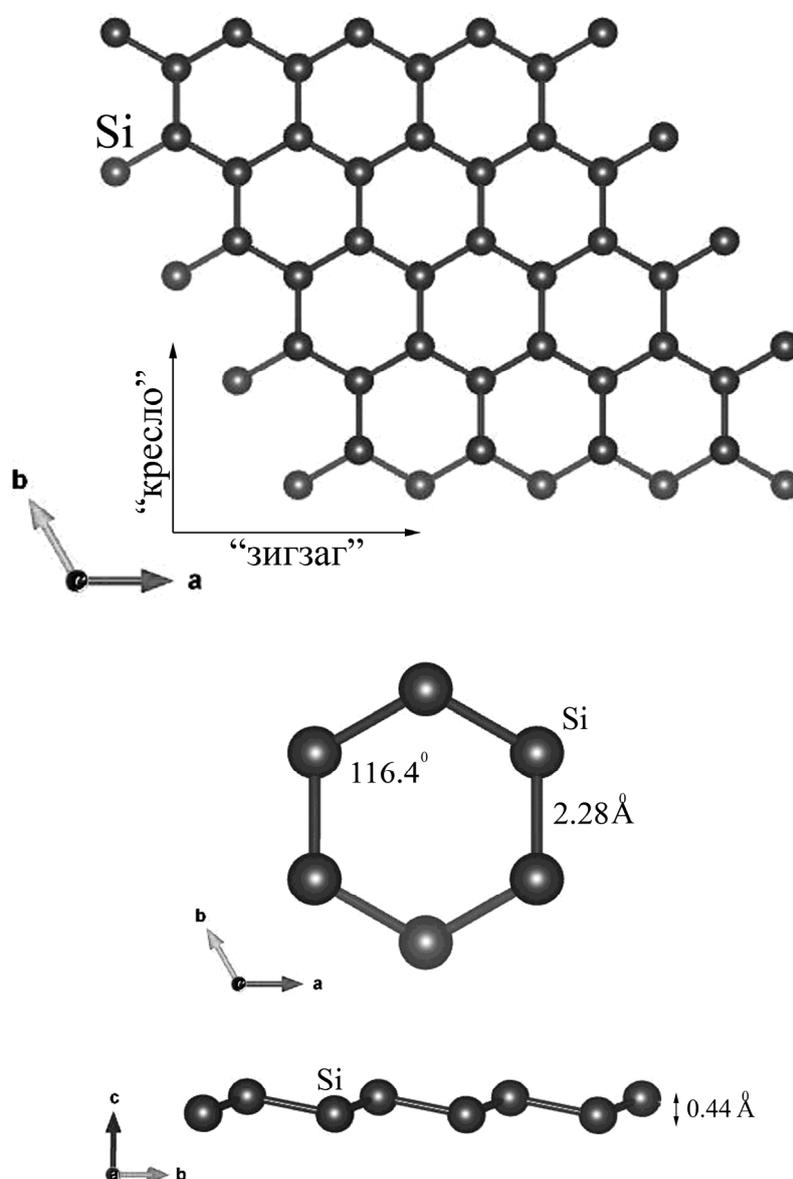


Рис. 1. Структурные характеристики силицена

Во-вторых, мы изучили, как приложенное внешнее давление влияет на атомную структуру силицена. Для этого ранее построенные нами атомные модели чистого и модифицированного бором силицена подвергались растяжению, сжатию от -2 до 2 ГПа вдоль двух взаимно перпендикулярных направлений деформации а и b, так называемых «кресло» и «зигзаг» (рисунок 1а) [8]. Здесь хотелось бы отметить, что атомная структура силицена имеет геометрическое подобие со слоем (110) в объемном кремнии. А направления деформации а и b совпадают с направлением [112] и [110] соответственно в объемном кремнии.

Интересным оказался тот факт, что несмотря на пропорциональное изменение длин связей $d(\text{Si-Si})$ и $d(\text{Si-B})$ в обеих моделях силицена при сжатии и растяжении, внутренний угол θ_{SiBSi} практически не изменялся и оставался примерно равным 120° . При этом внутренний угол θ_{SiSiSi} менялся в среднем от значения 114.4° при сжатии до 117.6° при растяжении.

Заключение

В данной работе с использованием методов теории функционала электронной плотности и псевдопотенциалов проведен расчет структурных характеристик чистого и легированного примесными атомами бора силицена. Показано, что длина связи Si-B существенно уменьшается в среднем до значения 1.96 \AA , несмотря на то, что для чистого силицена средняя $d(\text{Si-Si})$ составляла 2.28 \AA . Внутренний угол θ_{SiBSi} существенно увеличивается и составляет примерно 120° , в то время как угол θ_{SiSiSi} в среднем равнялся 116.4° . Таким образом, установлено, что замещение атома кремния бором в силиcene в концентрации 1/32 приводит к его сильному структурному искажению.

Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-37-00195 мол. а. Расчеты произведены с использованием вычислительных кластеров ВЦ ДВО РАН (г. Хабаровск) и частично МГУ (г. Москва).

ЛИТЕРАТУРА

1. Huang S., Kang W., Yang L. Electronic structure and quasiparticle bandgap of silicene structures. // Applied Physics Letters. – 2013. – № 102. – P. 133106-1-133106-5.
2. Fu-bao Zheng et al. Novel electronic and magnetic properties in N or B doped silicene nanoribbons. // J. Mater. Chem. C. – 2013. – Vol. 1. – P. 2735-2743.
3. Giannozzi P., Baroni S., Bonini N., Calandra M., Car R., Cavazzoni C., Ceresoli D., Chiarotti G.L., Cococcioni M., Dabo I., Dal Corso A., de Gironcoli S., Fabris S., Fratesi G., Gebauer R., Gerstmann U., Gougoussis C., Kokalj A., Lazzeri M., Martin-Samos L., Marzari N., Mauri F., Mazzarello R., Paolini S., Pasquarello A., Paulatto L., Sbraccia C., Scandolo S., Sclauzero G., Seitsonen A.P., Smogunov A., Umari P., Wentzcovitch R.M.. Quantum espresso: a modular and open-source software project for quantum simulations of materials. // J. Phys.: Condens. Matter. – 2009. – № 21. – P. 395502-1-395502-19.
4. Sivek J., Sahin H., Partoens B., Peeters F.M.. Adsorption and absorption of boron, nitrogen, aluminum, and phosphorus on silicene: Stability and electronic and phonon properties. // Physical Review B. – 2013. – № 87. – P. 085444-1-085444-8.
5. Chibisova M.A., Chibisov A.N. The effect of nitrogen doping on the elastic properties of silicone. // Solid State Phenomena. – 2016. – № 245. – P. 14-18.
6. Peng Q., Wen X., De S. Mechanical stabilities of silicone. // RSC Adv. – 2013. – № 3. – P. 13772-13781.
7. Zheng F.-b., Zhang C.-w., Wang P.-j., Li S.-s. Novel half-metal and spin gapless semiconductor properties in N-doped silicene nanoribbons. // Journal of Applied Physics. – 2013. – № 113. – P. 154302-1-154302-4.
8. Jing Y., Sun Y., Niu H., Shen J.. Atomistic simulations on the mechanical properties of silicone nanoribbons under uniaxial tension. // Phys. Status Solidi B. – 2013. – № 8. – P. 1505-1509.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЧЕРНЫЕ СЛАНЦЫ

Н. Л. Швец¹, Г. Г. Капустина¹, Н. А. Леоненко²

¹ФГБОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет»

²ФГУН «Институт горного дела» ДВО РАН

г. Хабаровск, E-mail: nat.leon66@mail.ru

В данной работе исследован процесс воздействия лазерного излучения на графитистые черные сланцы. С помощью электронной микроскопии исследован вещественный состав образцов. Выявлено образование кристаллических агломерированных структур металлов.

Многообразие и расширение областей использования благородных металлов предопределяет неуклонное увеличение их спроса и добычи. Российские запасы металлов платиновой группы (МПГ) составляют почти 15,4 тыс. т, или 1/6 часть мировых. По этому показателю Россия уверенно опережает все другие государства, входящие в число основных держателей запасов, за исключением ЮАР. Исключительное широкое развитие высокоуглеродистых толщ, значительная протяженность на сотни и тысячи километров, многоуровневый характер их размещения, доступность в их освоении, предопределяют черные сланцы в качестве перспективного минерального сырья [2]. Однако такие объекты не достаточно изучены и поэтому пока не осваиваются. Это относится к России в целом и, в частности, - к Хабаровскому краю, где черные сланцы в значительных количествах сосредоточены в Буреинском массиве [4]

Форма проявления платиноидов в черных сланцах разнообразна и сложна, ее трудно установить современными техническими средствами, поскольку они находятся в черных сланцах в дисперсной или ультрадисперсной форме, причем в ассоциации с органическими веществами или сульфидами. Минералогический и геохимический состав черных сланцев определяет их свойства и технологическую упорность [1]. При традиционных технологических процессах обогащения черносланцевых пород не учитывается поведение платиноидов в сланцах, вследствие чего не достигается высокое извлечение благородных металлов [4].

В настоящее время в горнопромышленной отрасли наметилась тенденция использования принципиально новых технологий извлечения благородных металлов с использованием физических воздействий. Одним из методов энергетического воздействия является лазерная обработка материалов, в основе которой лежит способность создавать на малом участке поверхности высокие плотности теплового потока, достаточные для нагрева, плавления или испарения практически любого материала [2].

В экспериментальной работе для исследования поведения графитистых сланцев, подвергнутых воздействию высокоэнергетическому излучению использовался иттербиевый волоконный лазер ЛС - 06, работающий в непрерывном режиме с длиной волны 1060 нм. Диаметр расфокусированного луча составлял 5-7 мм. Исходная дисперсная минеральная среда - модельные образцы графитистых сланцев, приготовленных по специальной методике, в рассыпном виде помещались в графитовые кюветы диаметром 1 см и толщиной 5 мм. Над графитовой подложкой размещалась оптическая головка, благодаря которой можно было создавать параметры расфокусированного излучения. Воздействие лазерного излучения длилось 30 секунд. Мощность излучения составляла 400 Вт. Исходный рассыпной материал под действием лазерного излучения плавился и принимал форму спеков, в виде стекловидных агломератов сине-черного цвета.

Вещественный состав образцов до и после обработки исследован с помощью электронной микроскопии. Данные поэлементного состава минералов, входящих в состав образцов, а так же растровые изображения элементов исследования при различных увеличениях получены с помощью растрового электронного микроскопа "LEO EVO 40HV" (Карл Цейс, Германия) с энергодисперсионным анализатором "INCA-ENERGY".

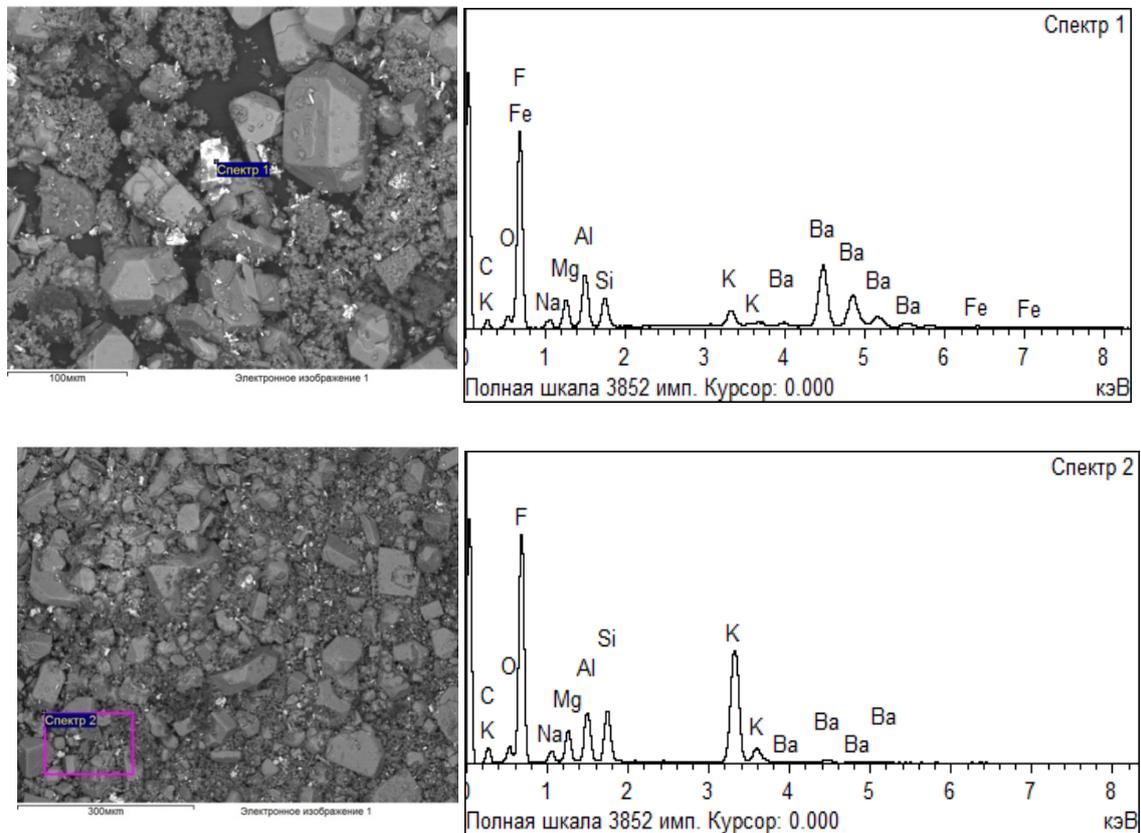
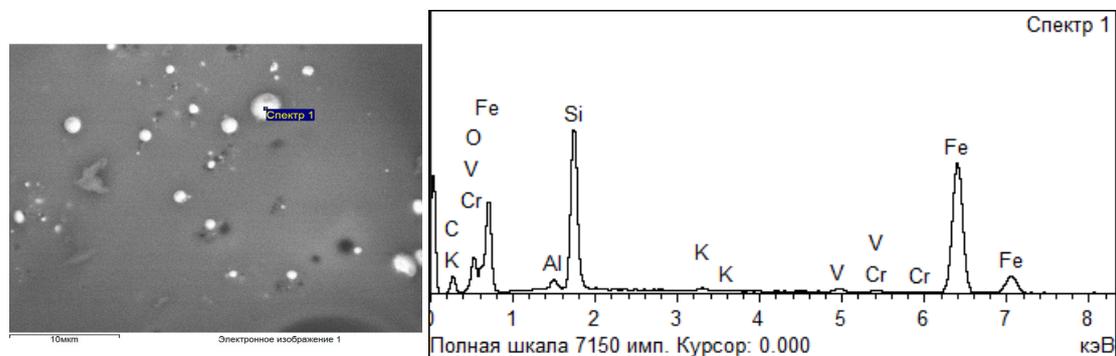


Рис. 1. Электронные растровые изображения и элементный состав исходных образцов графитистых сланцев

Также были получены электронные изображения и определен элементный состав спеков при мощности 400 Вт. Выявлено наличие агломерирование кристаллических структур золота, титана, ванадия, хрома и других металлов (рис. 2), наличие которых не выявлено в исходных образцах [2].



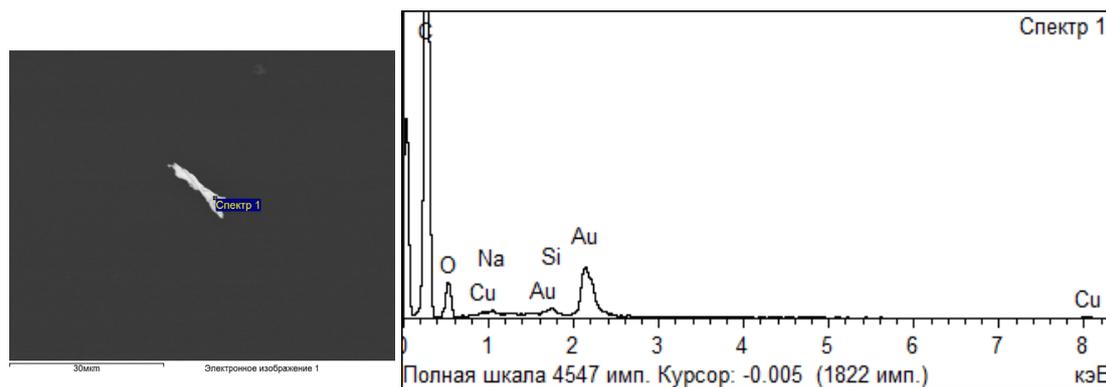


Рис. 2. Электронные растровые изображения и элементный состав спеков графитистого сланца при мощности излучения 400 Вт

Наблюдаемые изменения формы, структуры и гранулометрического состава графитистых сланцев зарегистрированы после лазерной обработки. Показана возможность укрупнения частиц различных металлов (золота, ванадия, титана и других металлов). Это свидетельствует в пользу практической значимости способа. На этой основе может быть предложен достаточно эффективный и экологически безопасный способ укрупнения частиц благородных металлов, не извлекаемых традиционными методами, основанный на их лазерной обработке [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Гурская Л. И. Платинометальное оруденение черносланцевого типа и критерии его прогнозирования. СПб.: ВСЕГЕИ, 2000. 121 с
2. Капустина Г. Г., Швец Н. Л. Воздействие высокоэнергетического излучения на тонкодисперсные минеральные среды. ЭВОЛЮЦИЯ СОВРЕМЕННОЙ НАУКИ: сборник статей Международной научно - практической конференции. Уфа: АЭТЕРНА, 2016. - 232 с.
3. Леоненко Н. А., Кузьменко А. П., Кузьменко Н. А. Извлечение ультрадисперсных благородных металлов из минеральных сред при импульсном лазерном воздействии / Н.А. Леоненко, // Горный информационно-аналитический бюллетень. Отдельный выпуск. Дальний Восток. – 2007. - № 9. – 584с.
4. Ханчук А. И., Бердников Н. В., Черепанов А. А., Коновалова Н. С. Тонкодисперсное золото и платиноиды в графитовых сланцах Буреинского массива – новый тип благороднометалльного оруденения на Дальнем Востоке России. Горный информационно-аналитический бюллетень, вып.5 9-18, МГУ, Москва.
5. Чернышов Н. М. Региональные и локальные признаки и критерии прогнозирования и поисков золотоплатинометалльного оруденения черносланцевого типа докембрийского фундамента курско-воронежского региона. Вестник ВГУ, СЕРИЯ: ГЕОЛОГИЯ, 2008, № 1, январь-июнь. С.79-93.

Секция «Физическое образование (школьное и вузовское)»

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОДГОТОВКА В ДВ РЕГИОНЕ (АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ОЛИМПИАД ШКОЛЬНИКОВ)

А. В. Казарбин, С. В. Бульба

ФГБОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет»
г. Хабаровск, E-mail: kazarbin@ Rambler.ru

В настоящее время в Российской Федерации разработана и утверждена правительством Концепция Федеральной целевой программы развития образования на 2016 - 2020 годы. Целью Программы является обеспечение условий для эффективного развития российского образования, направленного на формирование конкурентоспособного человеческого потенциала. Данная цель достигается путем решения нескольких задач. Одной из задач является популяризация среди детей и молодежи научно- образовательной и творческой деятельности, выявление талантливой молодежи, создание условий для личностного развития детей и молодежи и др. Одним из механизмов, решения данной задачи является олимпиадное движение среди учащихся, в основе которого лежит принцип соревнования. Олимпиады школьников (итоги, результаты) позволяют выявить проблемы региональной системы образования, создать систему оценки качества образования, сформировать качественно новое отношение обучающихся и образовательных организаций к образованию и получаемым по его итогам компетенциям, организатором которых выступил Тихоокеанский государственный университет.

Образовательные организации высшего образования вносят основной вклад в вопрос подготовки высококвалифицированных кадров региона. Процесс подготовки специалистов по новым направлениям и образовательным программам, соответствующим программе развития региона осложняется низкой подготовкой абитуриентов, особенно это касается физико-математической подготовки школьников, в связи с чем, Тихоокеанский государственный университет (далее ТОГУ), на протяжении длительного времени поддерживая инициативу правительства и ведущих вузов страны, является организатором и соорганизатором олимпиад школьников.

Особое место в продвижении олимпиадного движения ТОГУ уделяет естественно-научным дисциплинам, таким как физика и математика, т.к. университет является классическим вузом и ведет подготовку по многим инженерно-техническим направлениям, в основе которых лежат фундаментальные знания.

Авторы выделяют следующие цели олимпиады:

- поддержка одаренных детей и создание необходимых условий для их развития,
- пропаганда научно-технических знаний,
- поиск талантливой молодежи, проявившей интерес к науке, и обладающей обширными познаниями в избранной области, привлечение их для обучения в образовательные организации высшего образования [1, 2].

В настоящее время ТОГУ является соорганизатором таких олимпиад как: открытая межвузовская олимпиада школьников Сибирского Федерального округа «Будущее Сибири» по физике, многопрофильная инженерная олимпиада школьников «Будущее России», олимпиада школьников «Звезда» – Таланты на службе обороны и безопасности» по физике и математике, интернет-олимпиада школьников по физике, кутафинская олимпиада школьников по праву.

В данной статье авторы представляют итоги деятельности по развитию движения олимпиад школьников «Будущее Сибири» совместно с Новосибирским государственным техническим университетом и «Звезда – Таланты на службе обороны и безопасности» совместно с Южно-Уральским государственным университетом в Дальневосточном регионе.

Результаты данных олимпиад позволяют провести анализ качества абитуриентов (физико-математической подготовки) и прогнозов востребованности в инженерно-технических направлениях подготовки со стороны потребителей, так же эти данные, возможно использовать как первоисточник для анализа научно-технического потенциала ДВ региона (качество потенциала).

Перечисленные выше олимпиады проводятся в два этапа. Первый этап – отборочный тур, второй этап – заключительный. Этапы олимпиад проводятся по заданиям, составленным на основе образовательных программ, реализуемых на ступенях основного общего и среднего (полного) общего образования. По степени сложности задания олимпиад делятся на сложные, задачи повышенной сложности (трудности) и творческие. Сложные – это задания, для решения которых необходимо использовать нескольких формул, которые могут быть из разных тем [3].

Повышенной сложности – в данных заданиях в одной проблеме связаны несколько разделов (часто бывает, что для участников олимпиады сложность вызывает не физическая, а математическая составляющая решения задачи). Творческие – алгоритм решений данных задач, ученику не известен. Это могут быть задачи, по классификации Разумовского [4], исследовательские или конструкторские. Исследовательская задача отвечает на вопрос «почему?», а конструкторская – на вопрос «как сделать?»

Ежегодно Тихоокеанский государственный университет увеличивает географию присутствия и количество участников олимпиад. Так, например в 2013 году в олимпиаде «Будущее Сибири» по физике приняли участие 335 человек, 2014 году – 197 человек, 2015 – 477 человек. В олимпиаде «Звезда – Таланты на службе обороны и безопасности» в 2014 году по математике приняли участие 733 человека, по физике – 307 человек, в 2015 году, по математике – 1291 человек, по физике – 930 человек из следующих субъектов ДВ региона: Амурская область, ЕАО, Сахалинская область, Республика Саха (Якутия), Хабаровский край и др. Всего за период проведения школьных олимпиад количество участников по математике возросло в 1,8 раза, по физике в 4,2 раза. Анализ участников олимпиад в процентном отношении в зависимости от класса обучения представлен в таблице 1.

Таблица 1

Процентное соотношение участников отборочного тура олимпиад

Показатель	Звезда – Таланты на службе обороны и безопасности				Будущее Сибири		
	математика		физика		физика	физика	физика
	2014	2015	2014	2015	2013	2014	2015
9 класс, %	1,5	20,7	0	27,7	15,5	4,6	35,2
10 класс, %	36,7	39,7	30,6	32,2	26,3	38,6	32,9
11 класс, %	61,8	39,6	69,4	40,1	58,2	56,8	31,9

Как видно из представленной информации наиболее активные участники – это учащиеся 10-11 классов, что объективно, они являются выпускниками, готовятся к выпускным экзаменам и к поступлению в профессиональные образовательные организации.

На рисунках 1, 2, 3 представлена информация о результатах (итогах) отборочных этапов олимпиад (количество участников ранжированных по баллам).

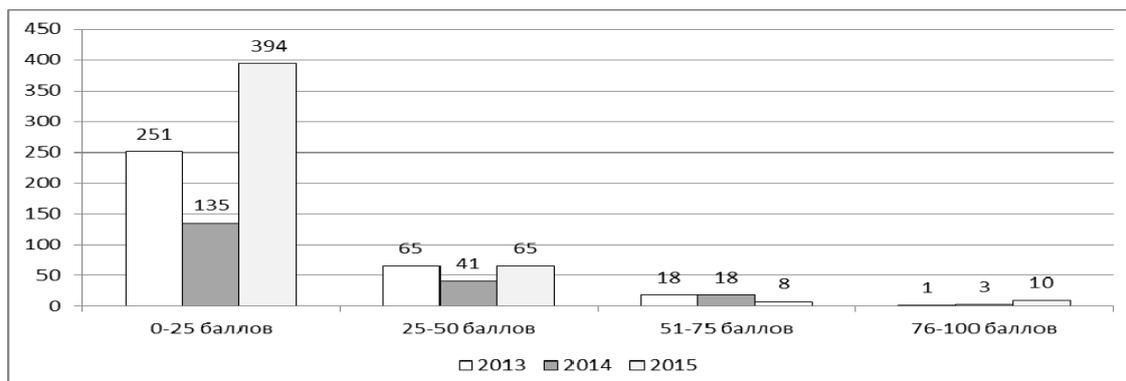


Рис. 1. Итоги отборочного этапа олимпиады «Будущее Сибири» по физике в 2013-2015 годах

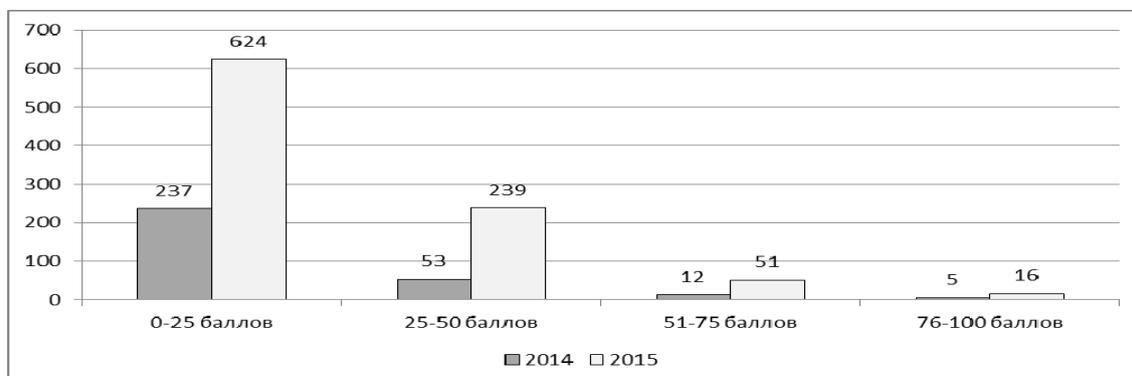


Рис. 2. Итоги отборочного этапа олимпиады «Звезда – Таланты на службе обороны и безопасности» по физике в 2014-2015 годах

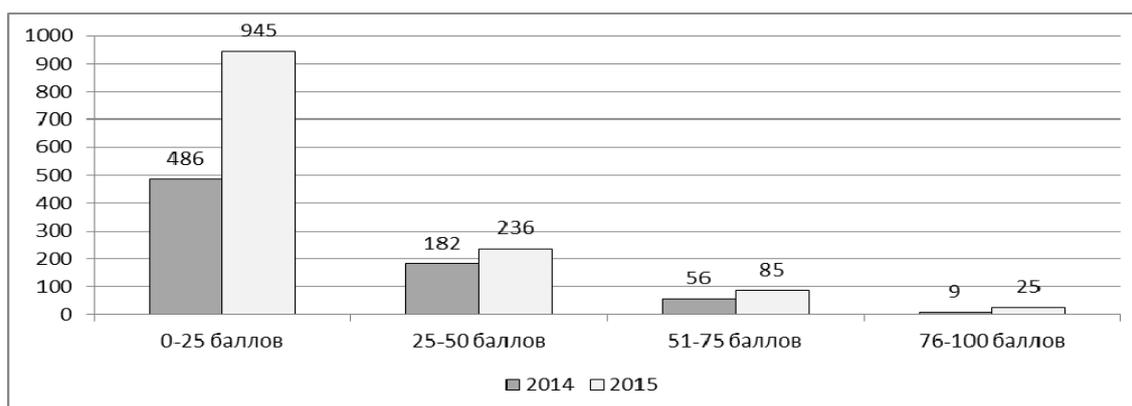


Рис. 3. Итоги отборочного этапа олимпиады «Звезда – Таланты на службе обороны и безопасности» по математике в 2014-2015 годах

В таблице 2 представлена информация – процентное соотношение баллов, полученных участниками олимпиад.

К сожалению, представленная информация не внушает оптимизма, т. к. фактически ежегодно порядка 70% участников не справляются и с 25% заданий, что говорит о низкой

общеобразовательной подготовке участников олимпиад. В последствие, для одних это становится стимулом для дополнительной подготовки, другие, и их большинство, просто отказываются от выбора ЕГЭ по физике. Этот факт подтверждается данным министерства образования и науки РФ, не более 25% выпускников выбирают физику как единый государственный экзамен, а это означает, что профессиональные образовательные организации еще долго будут испытывать дефицит абитуриентов ориентированных на технические направления подготовки. Как следствие дефицит специалистов инженерно-технического направления в экономике и снижение научно-технического потенциала региона.

Таблица 2

Процентное соотношение баллов, полученных участниками олимпиад

Баллы	Звезда – Таланты на службе обороны и безопасности				Будущее Сибири		
	математика		физика		физика	физика	физика
	2014	2015	2014	2015	2013	2014	2015
от 0 до 25, в %	66,3	73,2	77,2	67,1	74,8	68,6	82,6
от 26 до 50, в %	24,8	18,3	17,7	25,7	19,3	20,8	13,6
от 51 до 75, в %	7,6	6,6	3,9	5,5	5,7	9,1	1,7
от 76 до 100, в %	1,3	1,9	1,6	1,7	0,3	1,5	2,1

Призеры и победители отборочного тура выходят в заключительный тур. В 2013 году в олимпиаде «Будущее Сибири» в заключительный тур вышло 108 человек, в 2014 году – 62, в 2015 году 83 человека. В олимпиаде «Звезда – Таланты на службе обороны и безопасности» эти показатели составили: математика в 2014 году – 47 человек, в 2015 году – 456 человек, по физике в 2014 году – 15 человек, в 2015 году – 255 человек.

В таблице 3 дана информация о процентном соотношении участников вышедших в заключительный этап олимпиад по классам.

Таблица 3

Процентное соотношение участников заключительного этапа олимпиад

Показатель	Звезда – Таланты на службе обороны и безопасности				Будущее Сибири		
	математика		физика		физика	физика	физика
	2014	2015	2014	2015	2013	2014	2015
9 класс, %	8,5	21,3	0	26,6	4,6	11,3	20,5
10 класс, %	4,3	45,8	20,0	29,5	17,6	11,3	47,0
11 класс, %	87,2	32,9	80,0	43,9	77,8	77,4	32,5

Анализ результатов позволяет сделать следующие выводы:

- о заинтересованности школьников в участии в олимпиадах (увеличение количества участников),
- о недостаточной физико-математической подготовке школьников для участия в олимпиадах (70% участников не решают 25% заданий олимпиад, низкие баллы, малое количество призеров и победителей),

– об отсутствии мотивации для изучения физики и математики у школьников, о формировании внешнего формального характера ценностной ориентации или отсутствии ценностных ориентаций у школьников,

– об отсутствии в ряде территорий ДВ региона квалифицированных педагогических кадров для подготовки школьников к участию в олимпиадах,

– о неблагоприятном прогнозе на положительную динамику научно-технического потенциала региона в среднесрочном периоде.

По мнению авторов, в процессе социально-экономических изменений в стране обострились проблемы развития физико-математического образования, из которых можно выделить:

1. Низкая учебная мотивация обучающихся на всех уровнях образования, связанная с общественной недооценкой значимости физико-математического образования.

Математика и физика, являются предметами общего образования. Социальная значимость этих предметов заключается в повышении уровня интеллектуального развития человека для его полноценного функционирования в обществе.

Обеспечение функциональной грамотности каждого члена общества является необходимым условием повышения интеллектуального уровня общества в целом. Ведущей целью математики как предмета общего образования является интеллектуальное воспитание, развитие мышления подрастающего человека, необходимое для свободной и безболезненной адаптации в современном обществе. Содержание, система и методология физики формируют научное мировоззрение учащихся, вырабатывают практические умения и навыки, в том числе и для самостоятельной работы. При реализации этих заданий развиваются умственные способности учеников, в частности логическое мышление.

2. Содержание физико-математического образования продолжает устаревать, нарушена преемственность между уровнями образования. Уровень физико-математического образования в образовательных организациях всех уровней продолжает падать, наблюдается изолированность от современной науки и практики [5].

3. Кадровые проблемы отрасли. В настоящий момент молодые учителя математики и физики мало отвечают квалификационным требованиям, профессиональным стандартам и имеют мало опыта педагогической деятельности и применения педагогических знаний.

Возможность достижения высокого уровня физико-математической подготовки должна быть обеспечена развитием системы специализированных общеобразовательных организаций и классов, системы дополнительного образования, а так же системы ученических соревнований – олимпиадного движения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Положение об Открытой межвузовской олимпиаде школьников Сибирского федерального округа «Будущее Сибири» // [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://олимпиада-сфо.нгту.рф>
2. Положение об олимпиаде «Звезда – Таланты на службе обороны и безопасности» // [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://olymp.susu.ru/>
3. Бугаев А. И. МПФ в средней школе. Теоретические основы. М.: Просвещение, 1981. 288 с.
4. Разумовский В.Г. Творческие задачи по физике в средней школе. М.: Просвещение, 1966. 156 с.
5. Концепция развития математического образования в Российской Федерации [Электронный ресурс] – Режим доступа: <http://pravo.gov.ru/laws/acts/1/50534854451088.html>.
6. Концепция Федеральной целевой программы развития образования на 2016 - 2020 годы утверждена распоряжением Правительства Российской Федерации от 29 декабря 2014 г. № 2765-р

ЕСТЕСТВЕННО–НАУЧНЫЕ АСПЕКТЫ В ФГОС ВО 3 (+) ДЛЯ ГУМАНИТАРНЫХ НАПРАВЛЕНИЙ ПОДГОТОВКИ БАКАЛАВРОВ

А. В. Кирюшин, В. И. Римлянд

ФГБОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет»
г. Хабаровск, E-mail: avkirjushin47@mail.ru, rimpl@fizika.khstu.ru

Проводится сравнительный анализ естественнонаучных аспектов ФГОС ВПО и ФГОС ВО. Сделан вывод о снижении уровня требований к естественнонаучной подготовке студентов-гуманитариев в новых образовательных стандартах

В настоящее время в вузах РФ идет процесс внедрения новых образовательных стандартов ФГОС ВО (3+), утвержденных Министерством образования и науки РФ в 2014 – 2016 г. г. Предполагается, что эти стандарты исправят недостатки и ошибки, допущенные в ФГОС ВПО до перехода к ВГОС ВО 4-го поколения. На кафедре физики ТОГУ ведется работа по составлению новых РПД «Концепции современного естествознания» для гуманитарных направлений подготовки бакалавров и специалистов.

Особая роль естественнонаучной подготовки студентов-гуманитариев, по-видимому, впервые была понята в мае 1959 г. после лекции известного писателя и ученого Ч. Сноу «Две культуры и научная революция». В результате продолжительной дискуссии самые разные слои общества, деятели культуры и науки пришли к осознанию того факта, что сближение двух культур – естественнонаучной и гуманитарной – является, при всех их различиях, закономерным, объективным результатом человеческой деятельности. В настоящее время ведущие ученые страны, проводящие исследования в области естественнонаучного образования, сходятся во мнении, что такое образование должно быть обязательным, в первую очередь, именно для студентов-гуманитариев [1].

В связи с этим представляет интерес провести сравнительный анализ естественнонаучных аспектов стандартов ФГОС ВПО и ФГОС ВО для гуманитарных направлений подготовки. Бросается в глаза различие в их названии, которое наводит на мысль о том, что новые стандарты нацелены на повышение уровня требований к фундаментальной и мировоззренческой подготовке студентов. Однако анализ показывает, что это не так.

В компетентностной модели подготовки ФГОС ВПО ведущее место занимали общекультурные компетенции, многие из которых ориентировали бакалавров и специалистов в гуманитарной образовательной области на знание и умение использовать основные законы естественнонаучных дисциплин в профессиональной деятельности. Информацию о таких компетенциях содержит таблица. 1.

Таблица 1

Компетенции, нацеленные на знание основ естественнонаучных дисциплин,
в ФГОС ВПО

Направление подготовки	Общекультурные компетенции ФГОС ВПО
101100.62 «Гостиничное дело»	готовность использовать основные законы естественнонаучных дисциплин в профессиональной деятельности, применять методы математического анализа и моделирования, теоретического и экспериментального исследования (ОК-11) [2]
031300.62 «Журналистика»	способность использовать знания в области естественнонаучных дисциплин, базироваться на принципах научного подхода в процессе формирования своих мировоззренческих взглядов, касающихся взаимоотношений человека с окружающей средой и проблем безопасности

	жизнедеятельности и умение использовать естественнонаучные знания в своей социальной и профессиональной деятельности (ОК-15) [3]
100100.62 «Сервис»	использование базовые положения математики, естественных, гуманитарных и экономических наук при решении социальных и профессиональных задач (ОК-2) [4]
100100.62 «Социальная работа»	использование в профессиональной деятельности основные законы естественнонаучных дисциплин, в том числе медицины, применение методов математического анализа и моделирования, теоретического и экспериментального исследования (ОК-10) [5]
100400.62 «Туризм»	способность понимать и анализировать мировоззренческие, социально и личностно значимые философские проблемы, использовать основные законы естественнонаучных дисциплин в профессиональной деятельности (ОК-3) [6]
035701.65 «Перевод и переводоведение»	способность творчески использовать теоретические положения гуманитарных и естественнонаучных дисциплин, а также их методы для решения практических профессиональных задач (ПК-29) [7]
032000.62 «Зарубежное регионоведение»	владение основами методологии научного исследования, умение различать творческий и репродуктивный компоненты научной деятельности (ОК-8) [8]

В ФГОС ВО (3+) число общекультурных компетенций резко уменьшилось, и их содержание кардинально изменилось. Слово “естественнонаучный” из них исчезло. Вместо этого бакалавры, например, с направлением подготовки 101100.62 «Гостиничное дело» должны обладать следующими общекультурными компетенциями [9]:

способностью использовать основы философских знаний для формирования мировоззренческой позиции (ОК-1);

способностью анализировать основные этапы и закономерности исторического развития общества для формирования гражданской позиции (ОК-2);

способностью использовать основы экономических знаний в различных сферах жизнедеятельности (ОК-3);

способностью использовать основы правовых знаний в различных сферах жизнедеятельности (ОК-4);

способностью к коммуникации в устной и письменной формах на русском и иностранном языках для решения задач межличностного и межкультурного взаимодействия (ОК-5);

способностью работать в коллективе, толерантно воспринимать социальные, этнические, конфессиональные и личностные различия (ОК-6)

способностью к самоорганизации и самообразованию (ОК-7);

способностью использовать методы и средства физической культуры для обеспечения полноценной социальной и профессиональной деятельности (ОК-8);

способностью использовать приемы первой помощи, методы защиты в условиях чрезвычайных ситуаций (ОК-9).

Эти компетенции должны быть сформированы такими дисциплинами, как философия, история, иностранные языки и т. д. Казалось бы, такой процесс “гуманизации” общекультурных компетенций должен сопровождаться вхождением естественнонаучных составляющих в общепрофессиональные и профессиональные компетенции. Однако такое смещение акцентов в рассматриваемых новых стандартах ФГОС ВО (3+) [9-12] отсутствует.

Структура и содержание общекультурных, общепрофессиональных и профессиональных компетенций в новых стандартах ФГОС ВО 3 (+) для гуманитарных направлений подготовки бакалавров говорят сами за себя: естественнонаучная компонента подготовки таких бакалавров фактически ликвидируется. Ставится под угрозу включение в структуру основных образовательных программ студентов-гуманитариев дисциплины «Концепции современного естествознания».

Необходимо признать, что новые стандарты ФГОС ВО (3+) дают возможность ву-

зам дополнять перечень обязательных компетенций с учетом ориентации программы бакалавриата на тот или иной вид деятельности. Однако выпускающие гуманитарные кафедры вузов традиционно воспринимают естественнонаучные дисциплины как вспомогательные, второстепенные дисциплины. Поэтому крайне маловероятно, что они активно будут пользоваться этой возможностью.

Новые образовательные стандарты ФГОС ВО 3(+), по мнению авторов, разрушают гармонию двух ветвей познания - естественнонаучной и гуманитарной. В сложившихся условиях процесс формирования научного мировоззрения студентов-гуманитариев может принять односторонний, фрагментарный характер. Бакалавры в гуманитарной образовательной области могут оказаться не готовыми к жизни в высокотехнологичном обществе, построенном на экспансии наукоемких технологий. Более того, они окажутся не способными к решению профессиональных гуманитарных задач, которые поставят перед ними достижения естествознания XXI века (искусственный интеллект, генетическая терапия, считывание и генерация мозговых волн и пр.).

ЛИТЕРАТУРА

1. Бордонская Л. А., Старостина С. Е. Естественно-научное образование студентов гуманитарных направлений подготовки: концептуальные положения и методические основы. - «Ученые записки Забайкальского государственного университета. Серия: Педагогика и психология». – 2011. - № 5. – С. 5 – 14.
2. Федеральный государственный образовательный стандарт высшего профессионального образования (ФГОС ВПО) по направлению подготовки 101100.62 «Гостиничное дело» (квалификация «бакалавр»): утв. приказом Минобрнауки РФ от 16.09.2010 № 936.
3. Федеральный государственный образовательный стандарт высшего профессионального образования (ФГОС ВПО) по направлению подготовки 031300.62 «Журналистика» (квалификация «бакалавр»): утв. приказом Минобрнауки РФ от 21.12.2009 № 775.
4. Федеральный государственный образовательный стандарт высшего профессионального образования (ФГОС ВПО) по направлению подготовки 100100.62 «Сервис» (квалификация «бакалавр»): утв. приказом Минобрнауки РФ от 18.11.2009 № 627.
5. Федеральный государственный образовательный стандарт высшего профессионального образования (ФГОС ВПО) по направлению подготовки 100100.62 «Социальная работа» (квалификация «бакалавр»): утв. приказом Минобрнауки РФ от 08.12.2009 № 709.
6. Федеральный государственный образовательный стандарт высшего профессионального образования (ФГОС ВПО) по направлению подготовки 100400.62 «Туризм» (квалификация «бакалавр»): утв. приказом Минобрнауки РФ от 28.10.2009 № 489.
7. Федеральный государственный образовательный стандарт высшего профессионального образования (ФГОС ВПО) по направлению подготовки (специальности) 035701.65 «Перевод и переводоведение» (квалификация «специалист»): утв. приказом Минобрнауки РФ от 24.12.2010 № 2048.
8. Федеральный государственный образовательный стандарт высшего профессионального образования (ФГОС ВПО) по направлению подготовки 032000.62 «Зарубежное регионоведение» (квалификация «бакалавр»): утв. приказом Минобрнауки РФ от 22.12.2009 № 794.
9. Федеральный государственный образовательный стандарт образования высшего образования (ФГОС ВО) по направлению подготовки 43.03.03 «Гостиничное дело» (квалификация «бакалавр»): утв. приказом Минобрнауки РФ от 04.12.2015 № 1432.
10. Федеральный государственный образовательный стандарт образования высшего образования (ФГОС ВО) по направлению подготовки 42.03.02 «Журналистика» (квалификация «бакалавр»): утв. приказом Минобрнауки РФ от 07.08.2014 № 951.
11. Федеральный государственный образовательный стандарт образования высшего образования (ФГОС ВО) по направлению подготовки 43.03.01 «Сервис» (квалификация «бакалавр»): утв. приказом Минобрнауки РФ от 20.10.2015 № 1169.
12. Федеральный государственный образовательный стандарт образования высшего образования (ФГОС ВО) по направлению подготовки 43.03.02 «Туризм» (квалификация «бакалавр»): утв. приказом Минобрнауки РФ от 14.12.2015 № 1463.

ПРОБЛЕМЫ ОЦЕНКИ ОСВОЕНИЯ КОМПЕТЕНЦИЙ

И. Б. Копылова

ФГБОУ ВО «Амурский государственный университет»
г. Благовещенск, E-mail: kopylovaib@list.ru

Представлен краткий анализ способов оценки освоения компетенций учащимися вузов.

Переход системы образования на новые стандарты ФГОС 3+ предполагает, что для оценивания уровня освоения компетенций студентами должна быть составлена дорожная карта, которая включает перечень дисциплин, методические рекомендации по изучению дисциплин, перечень учебной литературы, фонд оценочных средств и другие материалы. При составлении учебного плана одна и та же компетенция может быть упомянута в различных дисциплинах и на различных курсах. Следует учитывать, что уровень компетентности студентов развивается в процессе обучения, поэтому в ходе обучения должен соблюдаться принцип от простого к сложному. Автоматически это означает, что в ходе изучения тех или иных дисциплин могут формироваться только определенные элементы компетенций. При разработке дорожных карт невозможно руководствоваться только мнением одного преподавателя, для этого должен работать целый методический коллектив, создание которого подчас является достаточно сложной задачей [1].

Остановимся на том, что же в силах преподавателя для формирования той или иной компетенции в ходе преподавания своего предмета. Это, прежде всего, разработка содержания дисциплины с учетом наличия соответствующей учебной литературы, методических указаний для изучения дисциплины и средств контроля освоения дисциплины.

Компетентностный подход в обучении современных студентов предполагает наличие определенных средств для оценки освоения компетенций. Проблема состоит в том, что уже имеющиеся средства не отвечают потребностям образования. Это связано прежде всего с тем, что современные выпускники ориентированы только на тестовую систему контроля, что превращает, например, экзамен в викторину: угадал правильно или неправильно.

Нельзя исключать тесты, как способ оценки знаний студентов, из учебного процесса. В настоящее время существуют различные формы и уровни тестов. Самый простой уровень – это уровень узнавания, другими словами выбор правильного ответа на вопрос, следующий уровень включает в себя элементы подстановки, решения типовых задач – это так называемые конструкционные тесты. Более высокий уровень имеют тесты-задания, которые включают элементы самостоятельности и творчества в выполнении заданий. Самый высокий уровень это проблемные тесты, предполагающие получение новых знаний [2].

Любые инновационные формы проведения занятий, такие как кейс-метод, ролевая игра, мозговой штурм, круглый стол и т.д. предполагают, прежде всего, способность к самостоятельной работе, умение пользоваться имеющимися знаниями, владение навыками анализа, знанием законов логики, а также основ научного познания. Такие формы проведения лучше всего работают на старших курсах. Способности студентов лучше всего проявляются при освоении профессиональных дисциплин, когда имитируется конкретная ситуация или решается производственная проблема. Хороший результат дают занятия при непосредственном участии работодателя, который лучше всего знаком с ситуацией на производстве, в организации, в какой либо системе практической деятельности выпускников по определенному направлению подготовки.

Широкое распространение различных систем информации предполагает умение не только пользоваться компьютером и некоторыми прикладными программами, но и способность из огромного объема информации находить достоверную, оригинальную. Навыки работы с информацией должны быть наработаны на младших курсах, например, при написании рефератов или эссе. В этом случае при выполнении более сложных заданий: курсовых проектов, творческих заданий, научно-исследовательской работе, выполнении квалификационных выпускных работ студент вполне компетентно подходит к поиску литературных источников.

Никакие методические указания для освоения той или иной дисциплины не могут научить студента правильно подходить к организации своего времени, пользованию доступной информацией, самоорганизации, усвоению полученных знаний, если хотя бы минимальные навыки не были заложены ранее. Порой только на старших курсах студент начинает осознавать, что он научился «учиться». Это не значит, что такие указания не нужно писать, но нужно подходить к этому творчески, ориентируясь на имеющийся уровень развития студентов. Постепенно задания должны усложняться, включать элементы творчества.

В настоящее время одним из способов оценки компетентности студента является портфолио. Портфолио включает набор достижений студента не только в освоении каких – либо дисциплин, например, путем участия в предметных олимпиадах, но и во всех видах учебной деятельности, участие в научных конференциях различного уровня, публикации в студенческих и научных журналах, организационных и культурных мероприятиях. Это необходимое условие в освоении многих общекультурных и профессиональных компетенций.

Способы оценивания освоения компетенций студентами достаточно разнообразны и интересны, но основной проблемой является не очень высокий уровень подготовки студентов, поступающих в современные вузы – это основная проблема, которая еще ждет своих подходов и идей для выпуска специалиста, отвечающего современным требованиям.

ЛИТЕРАТУРА

1. Елина Е. Г., Ковтун Е. Н., Родионова С. Е. Компетенции и результаты обучения: логика представления в образовательных программах // Высшее образование в России. – 2015. – № 1. – С. 10–20.
2. Ковтун Е. Н., Родионова С. Е. Промежуточная и итоговая аттестация при компетентностном подходе: применение инновационных образовательных технологий // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия Филология. Журналистика. – 2013. – № 4. – С. 107–110.

ЛАБОРАТОРНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ МОДУЛЕЙ В РЕАЛЬНЫХ КЛИМАТИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

О. В. Кравченко, Д. С. Фалеев

ФГБОУ ВО «Дальневосточный государственный университет путей сообщения»
г. Хабаровск, E mail: kob61-61@mail.ru

В работе рассматривается автономная солнечная фотоэлектрическая станция малой мощности (200 Вт пиковой мощности). Описана методика изучения ФЭС, работающая в реальных климатических условиях г. Хабаровска. Проводится сравнение мощности, получаемой экспериментально с пиковой мощностью, данной для условий стандартных испытаний. Полученные результаты свидетельствуют о том, что КПД солнечных модулей изменяется в пределах 5-15% в течение ясного солнечного дня длительностью 10 часов.

В последние годы строительство солнечных фотоэлектрических станций (СЭС) активно растет, о чем свидетельствует статистика производства и продаж солнечных модулей [1-3]. На рисунке 1 показан рост установленной мощности ФЭС в мире с 2000 по 2013г. из него следует, что в 2000 г величина установленной мощности составляла 1,288 ГВт, а в 2013 г - 138,833 ГВт.

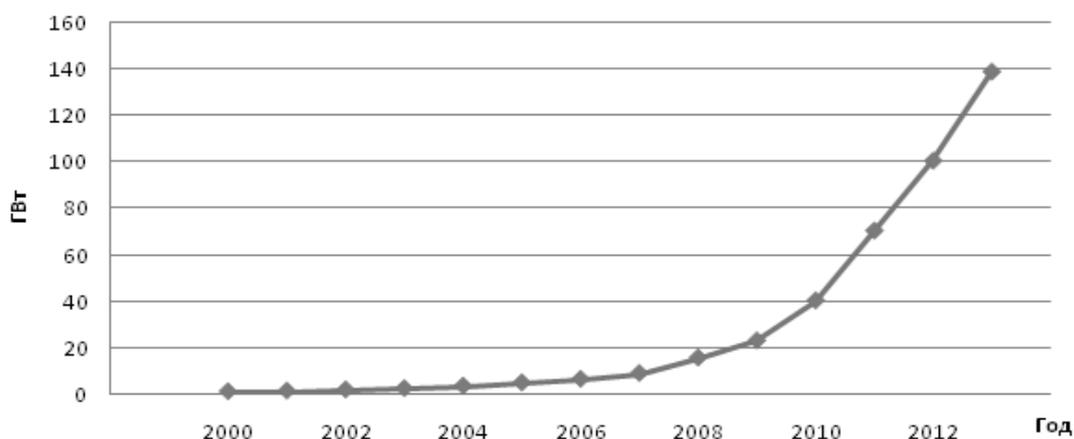


Рис. 1. Рост установленной мощности ФЭС в мире с 2000 г. по 2012 г.

Для сравнения напомним, что полная мощность всех электростанций в мире составляет приблизительно 3355 ГВт. По прогнозам ЕРІА (Европейская Ассоциация Солнечной Фотоэлектрической Энергетики) средние значения себестоимости кВт·ч в Европе было примерно 10 евроцентов (в долларах~17 центов), то в 2025 г ожидается 3-5 евроцентов, эти показатели по стоимости кВт·ч фактически сравниваются со стоимостью кВт·ч производимой на ТЭС, работающей на газе. Количество солнечной энергии, поступающей на территорию РФ за неделю, превышает энергию всех российских запасов нефти, газа, угля и урана. Очень большое распространение получила гелиоэнергетика в Евросоюзе, Японии, США, Китае и некоторых других странах. Характерно, что КНР за последние три года, начиная с 2013г, занимает первое место в мире по производству солнечных модулей и даже их продает в Евросоюз по заранее установленным квотам на объем продаж и их стоимость за 1 Вт.

Китайские компании активно и в значительных объемах продают в городах Дальнего Востока России большое количество солнечных фотоэлектрических станций небольшой мощности до 10 кВт. Причем такие гелиоустановки оснащены всеми необходимыми компонентами (солнечные модули, контроллеры заряда-разряда, аккумуляторы, инверторы).

Большие успехи в освоении и применении возобновляемых источников энергии (ВИЭ) сделали государства Евросоюза. Об этом свидетельствуют прогнозы Европейского совета по ВИЭ, которые планируют на долю этих источников в общем производстве первичной энергии возрастание следующими темпами: 2001г - 13,6%; 2010г - 16%; 2020г - 23,6%; 2030г - 34,7%; 2040г - 47,7%. Среднегодовой темп роста от всех истощаемых источников энергии составит 1%, т.е. потребление первичной энергии увеличится с 10 млрд т.н.э. в 2000г до 14 млрд т.н.э. в 2040г. Этот прогноз составлен исходя из весьма умеренных темпов развития различных видов ВИЭ [4]. Однако, гелиоэнергетика помимо явных положительных качеств (самый большой валовый потенциал, высокая степень экологичности) имеет недостатки. Это прежде всего невысокий КПД, который составляет для серийных солнечных модулей приблизительно 15-17% и себестоимость кВт·ч приблизительно 17-57 центов в зависимости от места установки. По сравнению с теплоэлектростанциями, работающих на газе, это в три раза выше [6], но с учетом того, что и нефть и газ в мире придут к истощению приблизительно в 2050 году, то вопросы рассматриваемые в статье весьма актуальны.

В настоящее время, по оценкам экспертов, общая мощность солнечной генерации в России не превышает 120 МВт. Общая мощность энергосистемы РФ на 2015г составляет 230ГВт, т.е. доля гелиогенерации составляет менее 0,052%. В ближайшие годы ожидается реализация крупных проектов, в том числе ввод в эксплуатацию Новочебоксарского завода по производству солнечных модулей. Хотя общая мощность солнечной генерации к 2020г увеличится в 100 раз, но все равно будет составлять менее 5%. Характерной особенностью солнечной энергетики состоит в том, что она будет внедряться очень быстрыми темпами в частном секторе (особенно в отдаленных селах и поселках), куда очень дорого подводить электроэнергию от мощных электростанций. На 2015г. пока не существует типовых проектов таких СЭС. В работе [6] показано, что для района им. Полины Осипенко Хабаровского края СЭС пиковой мощности 5 кВт, используемая для уличного освещения окупится за 2-3 года.

С целью оценки экономической эффективности малых СЭС нами была разработана лабораторная установка состоящая из двух солнечных модуля каждый с пиковой мощностью 100 Вт и имеющей в своем составе контроллер заряда-разряда типа SM-3024Z и аккумулятор типа AGM МГ1250 емкостью 50 А·ч. На первом этапе планируем использовать эту СЭС для питания светодиодных ламп соответствующей мощности 5 Вт и 7 Вт. В дальнейшем предполагаем применять инвертор мощностью 200 Вт для питания потребителей использующих переменный ток 220 В, 50 Гц. Валовый и технический потенциалы солнечного излучения рассчитывали согласно работе [5]. Блок-схема установки представлена на рисунке 1.

На этой установке можно измерить ВАХ каждого модуля в отдельности при определенной фактической солнечной радиации ($Вт/м^2$). Эта схема позволяет измерять отдельно ВАХ для нагрузки постоянного тока и отдельно для нагрузки переменного тока. Для нагрузок постоянного тока можно работать при напряжении 12 В и если SM1 и SM2 соединить последовательно можно работать при напряжении 24 В. Мощность получаемая от каждого модуля при измеренной солнечной радиации позволяет вычислить КПД солнечных модулей. Все измерения проводились согласно методическим указаниям [7].

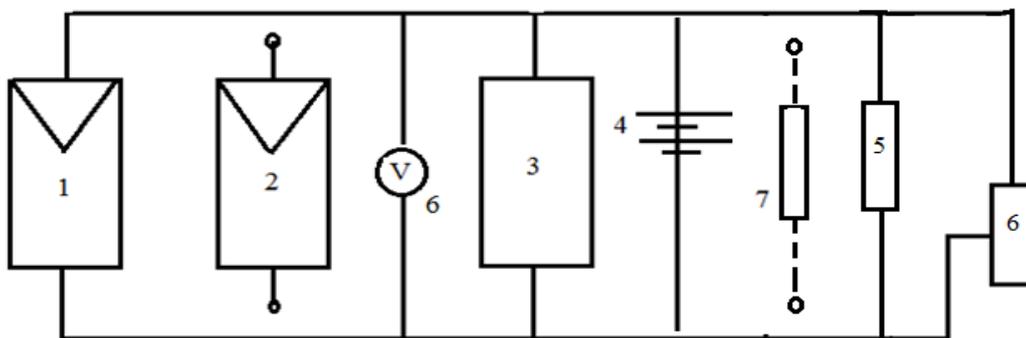


Рис. 2. Блок- схема автономной ФЭС пиковой мощности 200 Вт:
 1- солнечный модуль СМ1; 2- солнечный модуль СМ2; 3- контроллер заряда-разряда;
 4- аккумуляторы 50 А·ч; 5- инвертор 200 Вт; 6- нагрузка переменного тока;
 7- нагрузка постоянного тока

Солнечные модули размещены на южной стороне стены учебного корпуса №2 ДВГУПС на высоте 30 м от поверхности Земли и имеют наклон к горизонту $\beta=65^\circ$ и азимут $\gamma=25^\circ$ на юго-запад (рис 3).



Рис. 3. Внешний вид солнечных батарей, находящихся на южной стороне стены учебного корпуса №2 ДВГУПС

Хотя угол наклона $\beta=65^\circ$ в нашем случае не равняется широте Хабаровска $\varphi=48^\circ48'$, но ошибка в оценке валового потенциала составляет менее одного процента. К тому же этот угол наклона β выбран ещё и потому, что вероятность падения сосулек с крыши здания на солнечные модули практически невозможна. Солнечные модули типа CLP - 1005-12 площадью $1195 \cdot 551 \text{ мм}^2$ прочно закреплены на несущей стальной конструкции. Там же закреплен и измеритель солнечной радиации ($\text{Вт}/\text{м}^2$), изготовленный из маленького солнечного модуля (ФСМ-2-8) с размерами 230-145мм и пиковой мощностью 2 Вт при условиях стандартных испытаний. В лабораторных условиях он был проградуирован. Градуировка производилась при различных температурах от -40°C до $+50^\circ\text{C}$; этот процесс проводился с применением специального криостата.

Измерения тока и напряжения производятся с помощью мультиметров, у которых есть выход USB на компьютер, причем эти измерения можно производить через заранее

заданный интервал времени (1с, 1 мин, 10 мин, 1 час и т.д.) в течении светлого времени суток. Кроме отмеченных параметров СМ на установке имеется возможность измерять температуру окружающей среды и температуру лицевой поверхности солнечных модулей. Вся полученная информация фиксируется в компьютере с указанием даты проведения измерений.

Таким образом, предлагаемая установка дает возможность производить измерения необходимых параметров СМ в реальных климатических условиях их эксплуатации, а также позволит сравнивать их свойства с измеренными в условиях стандартных испытаний ($G=1000\text{Вт/м}^2$, $t=25^\circ\text{C}$, и воздушная масса М1,5). Кроме того контроллер СМ3024Z позволяет измерять фактическую нагрузку в А·ч постоянного тока за каждый световой день. Все это позволит оценить экономическую эффективность исследуемых солнечных модулей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Виссарионов, В. И., Солнечная энергетика/ В. И. Виссарионов, Г. В. Дерюгина, В. А. Кузнецова, Н.К. Малинин/ учеб. пос. для вузов - М.: изд.Дом МЭИ, 2008г.
2. Безруких, П. П., Взгляд на энергетику 2020 в свете устойчивого развития России/ Безруких, П. П., Соловьев Д. А.// Малая энергетика.- 2014.-№1-2.
3. Справочник по ресурсам возобновляемых источников энергии России и местным видам топлива /под ред. д.т.н. П.П. Безруких - М.: ИАЦ Энергия, 2007.
4. Безруких, П. П. Возобновляемая энергетика: стратегия, ресурсы, технология./ Безруких П.П., Стребков Д. С.//М.:ГНУ ВИЭСХ, 2005.
5. Информационная система для расчетов солнечной энергии на поверхности Земли для территории Дальнего Востока и Забайкалья: свидетельство государственной регистрации для ЭВМ /Дугаров М. Н., Фалеев Д. С. Заявитель ДВГУПС.- 2014612460. Заявлено 27.12.2013.- Хабаровск, 2013г - ГР.26.02.2014.
6. Дугаров, М. Н. Обоснование и перспективы использования СФЭУ в некоторых районах Хабаровского края/ М. Н. Дугаров, Д. С. Фалеев, И. А. Коростелёва, О.В. Кравченко// Бюллетень научных сообщений №18.- Хабаровск: Изд-во ДВГУПС, 2013г.
7. Фалеев, Д. С. Основные характеристики солнечных модулей: метод. указ. /Д. С. Фалеев.- Изд. ДВГУПС, Хабаровск, 2013г.-28 с.

ДЕМОНСТРАЦИОННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ПО СВОБОДНЫМ КОЛЕБАНИЯМ В КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ С ДВУМЯ СТЕПЕНЯМИ СВОБОДЫ

Н. К. Цыкун, А. С. Калашникова

ФГБОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет»
г. Хабаровск, E-mail: tanchotep@bk.ru

На примере свободных колебаний в индуктивно связанных контурах показано, что при изучении свободных колебаний в колебательной системе с двумя степенями свободы кроме временных диаграмм (осциллограмм) колебаний необходимо уделять внимание спектральному составу колебаний. На приведенных в работе осциллограммах и спектрах напряжений показано, что в отличие от двухмодового режима двухконтурной колебательной системы без потерь, когда в каждом контуре существуют два гармонических колебания с частотами ω_1 и ω_2 , в реальной колебательной системе с потерями спектр колебаний является сплошным, а ширина спектра зависит от величины связи между контурами.

Свободные колебания в идеальных колебательных системах (груз на пружине, математический маятник, колебательный контур) характеризуется тем, что смещение, скорость для механических систем, а также напряжения на элементах колебательного контура (катушке индуктивности или конденсаторе) изменяются по гармоническому закону [1,2]. Одним из главных свойств гармонических колебаний является их периодичность. При этом предполагается, что гармонические колебания длятся бесконечно долго.

Свободные колебания, которые возникают в реальных колебательных системах, с течением времени затухают. Из осциллограммы и спектра одиночного затухающего колебания [3] (рис. 1) следует, что свободные одиночные колебания не являются гармоническими, а представляют собой бесконечный набор частот в полосе частот, определяемой параметрами колебательной системы (добротностью колебательного контура). Вследствие этого такие понятия как период, частота, фаза колебаний для них не имеют смысла. Это обусловлено тем, что при разложении затухающего колебания в ряд Фурье на гармонические составляющие, их спектр является сплошным, т.е. характерным для неперiodических процессов.

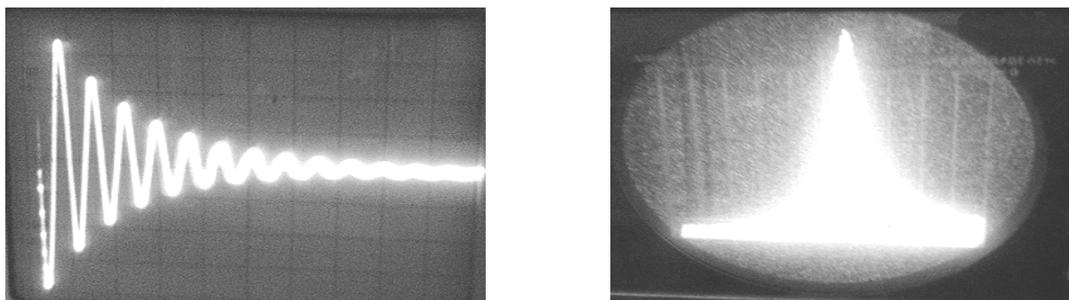


Рис. 1. Осциллограмма и спектр одиночного затухающего колебания

В учебной литературе по физике вопросу спектрального представления колебаний не уделяется достаточного внимания. Свободные колебания в колебательных системах обычно представлены временной диаграммой и демонстрируются только осциллограммы. В настоящей работе приведен демонстрационный эксперимент по наблюдению осциллограмм на первом и втором контурах и спектра колебаний в двух индуктивно связанных контурах. Эту демонстрацию можно использовать для моделирования колеба-

тельных процессов при взаимодействии атомов, а также при изучении свободных колебаний в любых колебательных системах с двумя степенями свободы. Известно, что при сближении атомов (атом-это своеобразная колебательная система с большим количеством собственных частот) происходит расщепление уровней энергии атома. Например, при сближении двух атомов водорода, уровень основного состояния расщепляется на два подуровня. Такое расщепление энергетических уровней является общим случаем и характерно для любых колебательных систем. При сближении колебательных систем, т.е. при появлении связей между ними, колебательные системы с равными собственными парциальными частотами $\omega_{10} = \omega_{20} = \omega_0$ совершают колебания на частотах ω_1 и ω_2 , одна из которых несколько больше, а другая несколько меньше исходной собственной частоты. В кристаллах, состоящих из огромного числа взаимодействующих между собой одинаковых атомов, один уровень энергии расщепляется в некоторую полосу энергии ΔE , ширина которой в значительной степени зависит от величины взаимодействия атомов.

Для получения осциллограмм и спектра свободных колебаний используется: осциллограф типа АСК-1021, анализатор спектра СКЧ-56, генератор прямоугольных импульсов типа Г5-60 и два индуктивно связанных контура, настроенных на одну и ту же частоту. Взаимосвязь контуров происходит посредством перемещения одной катушки относительно другой. Емкости конденсаторов $C_1 = C_2 = 0,01$ мкФ. Резонансные частоты контуров равны 12 кГц. Первичный контур возбуждался прямоугольными импульсами с длительностью импульса равной 1,5 мкс и амплитуде $U_{\text{им}} = 4$ В, что составляет 0.1 периода собственного колебания в контуре. Частота следования импульсов $F = 170$ Гц. Для показа одиночных колебаний в двухконтурной системе частота следования прямоугольных импульсов выбиралась таким образом, чтобы в рассматриваемом диапазоне частот (0-20) кГц на одном сантиметре экрана анализатора спектра по горизонтали укладывалось до 20 спектральных линий при ширине спектральной линии, равной 0,5 мм.

На рис.2 представлены осциллограммы напряжений на первом и втором индуктивно связанных контурах и спектр свободных колебаний во втором контуре для различных коэффициентов связи между контурами. Эти колебания являются негармоническими и непериодическими.

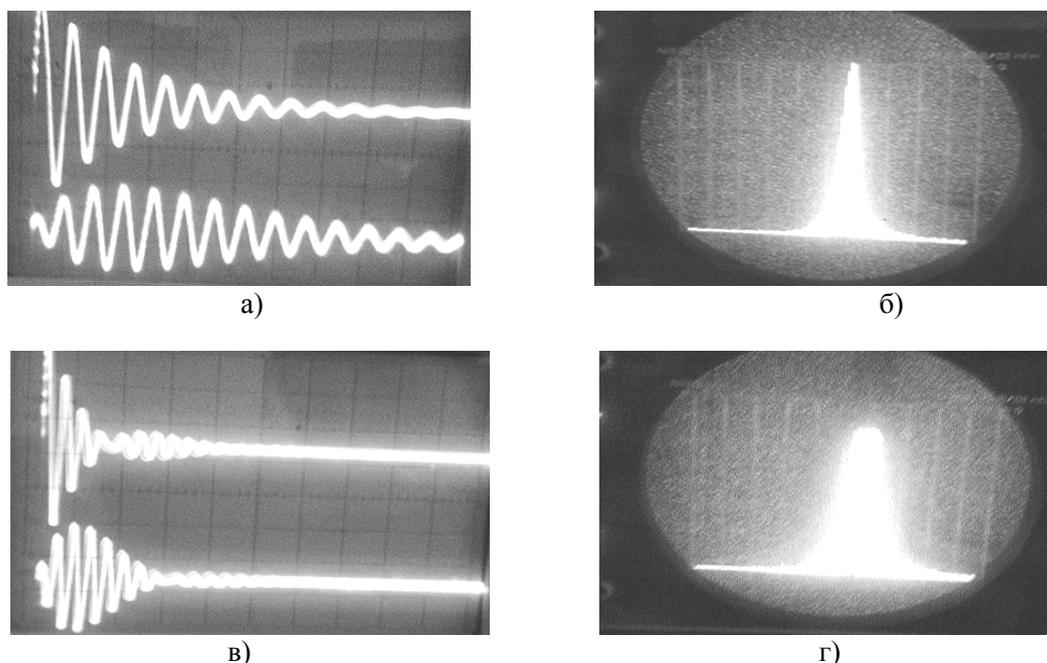
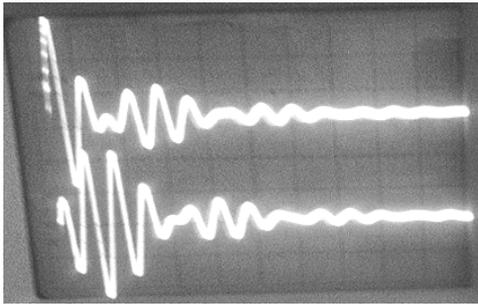
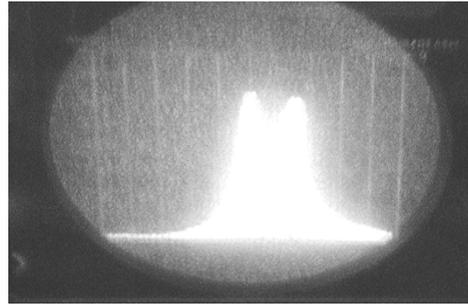


Рис. 2. Осциллограммы и спектры напряжений на первом и втором контуре двухконтурной колебательной системы при различных коэффициентах связи между контурами



д)



е)

Окончание рис. 2.

В начальный момент при поступлении импульса от генератора колебания происходят в первом контуре. С течением времени из-за различия в частотах первого и второго контуров колебания в первом контуре затухают, а во втором контуре амплитуда колебаний достигает максимума (рис.2а). При слабой связи между контурами (рис. 2а), вследствие наличия потерь в контурах, колебания затухают и во втором контуре. С увеличением коэффициента связи между контурами при критической и сильной связи (рис.2вд) наблюдается переход колебаний из второго контура в первый и наоборот. Слабая, критическая и сильная связь между контурами качественно определялась по виду огибающей спектра амплитуд.

Из представленных на рис.2бге спектров колебаний во втором контуре следует, что с увеличением коэффициента связи между контурами наблюдается различие в частотах колебаний в первом и втором контурах (максимумы на спектре свободных колебаний во втором контуре). При слабой связи между контурами резонансная частота одиночного контура была равна 13,2 кГц, а при сильной связи частота $\omega_1 = 11,8$ кГц и $\omega_2 = 14,8$ кГц.

В учебной литературе обычно не рассматривается спектральное представление колебаний и считается, что в связанных системах, работающих в двухмодовом режиме, существуют два колебания с частотами больше и меньше, чем собственные частоты одиночных колебательных контуров двухконтурной системы. В действительности спектр одиночного свободного колебания в связанной колебательной системе с диссипацией (рис.2бге) является сплошным спектром в полосе частот $\omega_2 - \omega_1$. Только при условии малых потерь в контурах (высокой добротности контуров и периодичности колебаний) в спектре свободных колебаний связанных колебательных систем будут наблюдаться условно всего два гармонических колебания различных частот.

Приведенные в работе демонстрации свободных колебаний в двухконтурной колебательной системе, показывают, что свободные колебания в связанных системах являются негармоническими колебаниями. Их спектр сплошной. Ширина спектра колебаний превышает ширину спектра свободных колебаний в одиночном контуре и в значительной степени зависит от величины коэффициента связи между контурами колебательной системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Трофимова Т. И. Курс физики. - М.: «Академия», 2007.
2. Малов. Н. Н. Введение в теорию колебаний/Малов. Н. Н. - М.: Просвещение, 1967.
3. Цыкун Н. К., Алтунин. С. А. Демонстрационный эксперимент по квазигармоническим колебаниям. (Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование. Всероссийская молодежная научная конференция 23-27 сентября 2014 г., Благовещенск, 2014г.).

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ СПЕКТРАЛЬНОГО ПРЕДСТАВЛЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ ПРИ ИЗУЧЕНИИ КВАЗИГАРМОНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

Н. К. Цыкун

ФГБОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет»
г. Хабаровск, E-mail: tanchotep@bk.ru

Показано, что при изучении разделов физики «Механика», «Колебания и волны», «Электричество», «Оптика» кроме временного представления колебаний (осциллограмм) методически важно использовать и спектральное представление колебаний, что позволит расширить круг взаимосвязанных явлений при изучении физики в вузе. В работе рассматриваются временные диаграммы и спектральный состав различных видов квазигармонических колебаний, показано отличие квазигармонических и гармонических колебаний. Демонстрационный эксперимент по квазигармоническим колебаниям может быть использован для качественного установления связи между длительностью колебания и шириной его спектра, а также для установления отличия квазимонохроматических и монохроматических волн различной физической природы.

В учебной литературе по физике [1] изучению колебаний уделяется значительное внимание. В механике рассматриваются различные колебательные системы (груз на пружине, математический и физический маятники и другие виды механических колебательных систем с одной и с двумя степенями свободы). Приводятся дифференциальные уравнения, их решения как для свободных колебаний в идеальных колебательных системах, так и при наличии потерь энергии. В разделе «Электричество и магнетизм» рассматриваются свободные и вынужденные колебания в колебательном контуре с потерями и без потерь. При этом основное внимание уделяется временному представлению колебаний. Временная диаграмма гармонического колебания представлена на рис. 1 а.

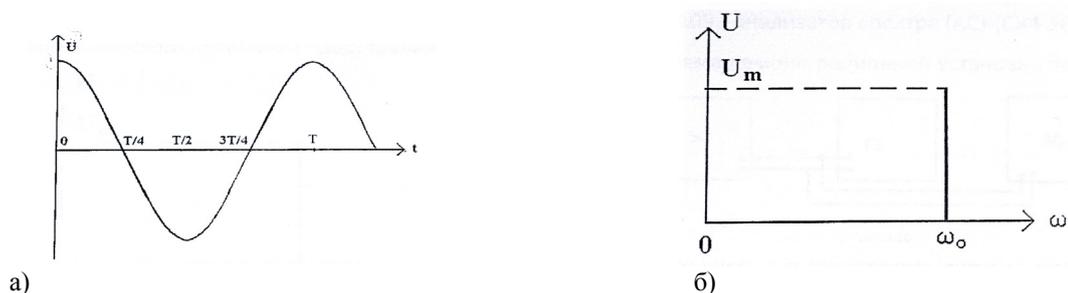


Рис. 1. Временная диаграмма (а) и спектр (б) гармонического колебания

Важнейшим свойством гармонического колебания является его периодичность. Следовательно, оно длится бесконечно долго. Реальные периодические процессы ограничены во времени. Вследствие этого изменение напряжения u на одном из элементов реального колебательного контура при свободных колебаниях не происходит в точности по закону синуса или косинуса. Поэтому гармоническое колебание является математической моделью реальных колебательных процессов.

Обычно при изучении колебаний ограничиваются представлением временной диаграммы колебания, т.е. зависимости $u = u(t)$ с показом его осциллограммы на экране осциллографа. При изучении оптических явлений, в радиоэлектронике, в теории сигналов широко используется спектральное представление колебаний, т.е. зависимость $u = u(\nu)$. Спектр гармонического колебания состоит из одной бесконечно узкой вертикальной (рис.1б) линии (спектральной линии). Ограничимся рассмотрением только амплитудного спектра. Высота спектральной линии пропорциональна амплитуде колебания, а расстоя-

ние ее от начала координат - его частоте. Показ спектра колебаний осуществляется на анализаторах спектра – приборах, у которых положение светящейся точки при ее движении от начала координат по горизонтали экрана пропорционально линейной частоте ν . В оптике наблюдение спектров излучения (поглощения) осуществляется с помощью спектрометров, монохроматоров, спектрофотометров.

Колебания, близкие по своим свойствам гармоническим, называются квазигармоническими. Приведем ряд осциллограмм и спектры различных квазигармонических колебаний и сравним их параметры с соответствующими параметрами гармонического колебания. Рассмотрим параметры квазигармонических колебаний, близких по форме гармоническим, например, колебаний, у которых незначительно изменяется амплитуда или частота. На рис. 2 представлены осциллограмма и спектральный состав квазигармонического колебания, полученного при сложении двух гармонических колебаний (биения) с близкими частотами ($\nu = 8$ кГц, $\nu = 9$ кГц) и примерно равными амплитудами.

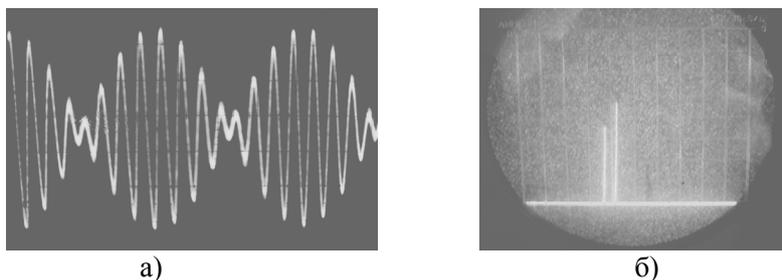


Рис. 2. Осциллограммы и спектр при сложении двух гармонических колебаний

Осциллограмма этого колебания близка к гармоническому колебанию, но оно не является гармоническим. Как и гармоническое оно является периодическим колебанием, но спектральные линии на экране анализатора спектра указывают на то, что оно состоит из двух гармонических колебаний. Таким образом, периодические квазигармонические колебания отличаются от гармонического колебания линейчатым спектром с числом спектральных линий более одной.

На рис. 3 представлены осциллограмма и спектр периодического однотонального амплитудно-модулированного (АМ) колебания [2] с несущей частотой ν . Амплитуда однотонального АМ – колебания изменяется в соответствии с модулирующим (управляющим) гармоническим сигналом частоты F . АМ – колебание является периодическим колебанием. Осциллограмма однотонального АМ – колебания подобна осциллограмме биений (рис. 2а), но его спектр в отличие от спектра биений (рис. 2б) состоит из трех гармонических составляющих: ν , $\nu \pm F$.

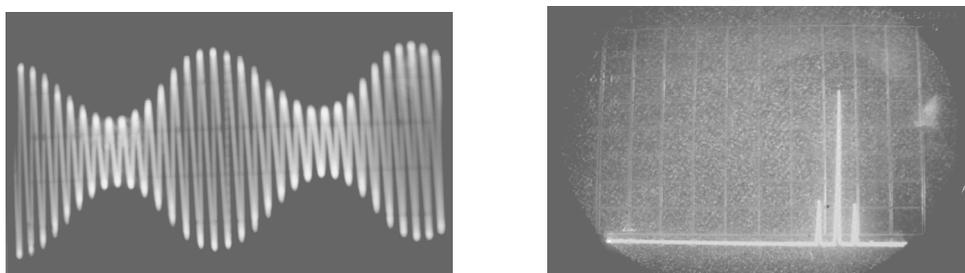


Рис. 3. Осциллограмма и спектр однотонального амплитудно-модулированного колебания

На рис. 4 представлены осциллограмма и спектр периодического однотонального частотно-модулированного (ЧМ) колебания [2] с несущей частотой $\nu = 15$ кГц и модулирующей $F = 700$ Гц.

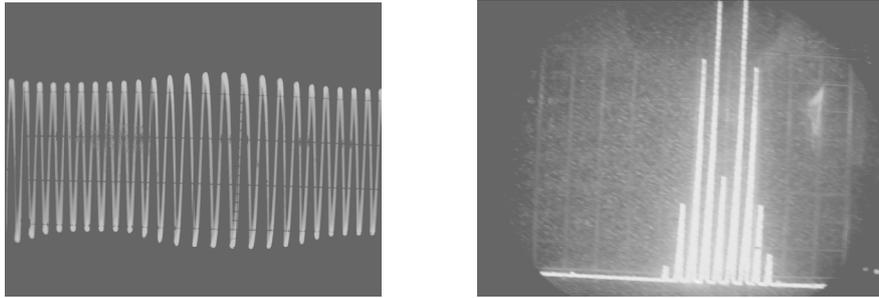


Рис. 4. Осциллограмма и спектр однотонального частотно-модулированного колебания

Амплитуда ЧМ-колебания неизменна (реальное ЧМ-колебание обычно сопровождается и паразитной амплитудной модуляцией). Частота несущего колебания изменяется в некоторых пределах в соответствии с частотой управляющего колебания F . ЧМ-колебание является также периодическим, но в отличие от АМ-колебания его линейчатый спектр при однотональной модуляции состоит из бесконечного числа спектральных линий (спектр реального ЧМ-колебания определяется индексом частотной модуляции и обычно на порядок шире, чем у АМ-колебания).

Рассмотрим характеристики колебаний, у которых амплитуда с течением времени изменяется по экспоненциальному закону. Это затухающие или нарастающие колебания. Спектр повторяющихся затухающих колебаний линейчатый (рис.5). Число линий бесконечно велико. Частоты спектральных составляющих кратны частоте следования импульсов ($F = 1/T$, где T - период повторения прямоугольных импульсов). Максимальная амплитуда напряжения наблюдается на частоте, совпадающей с собственной частотой колебательного контура. Огибающая амплитудного спектра на экране анализатора спектра определяется резонансной кривой колебательного контура (добротностью контура), а число спектральных линий на экране анализатора спектра - скважностью периодической последовательности прямоугольных импульсов.

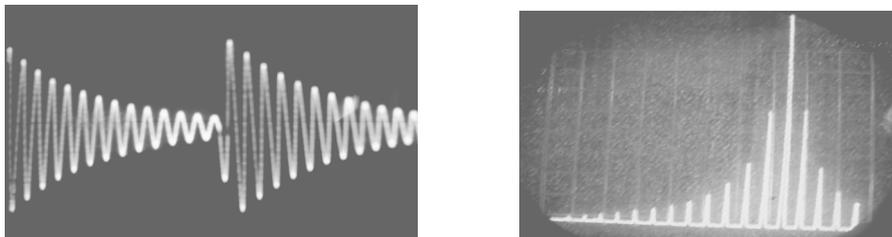


Рис. 5. Осциллограмма и спектр повторяющихся затухающих колебаний

Показ нарастающих периодических и одиночных колебаний, периодических и одиночных колебаний, имеющих фазу нарастания, установления и затухания амплитуды, а также периодических и одиночных отрезков (цугов) гармонических колебаний производится на макете автогенератора на ПТ с LC – контуром в цепи стока [3]. При частоте генерации автогенератора $\nu = 15$ кГц частота развертки осциллографа подбирается таким образом, чтобы на экране осциллографа укладывалось два – три нарастающих колебания. Повторяющееся квазигармоническое нарастающее колебание (частота следования прямоугольных импульсов $F = 500$ Гц, длительность импульсов $\tau = (0,6 - 0,8)$ мс) как и повторяющееся затухающее колебание обладает линейчатым спектром (рис. 6).

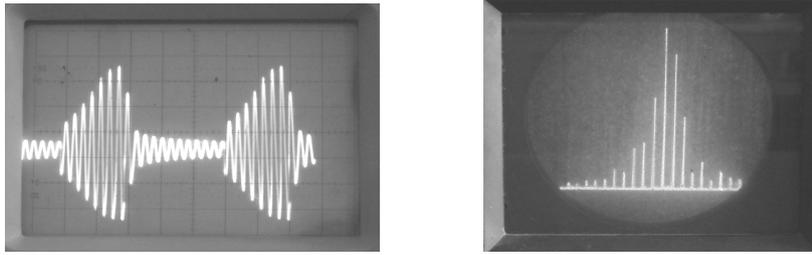


Рис. 6. Осциллограмма и спектр периодических нарастающих колебаний

Для демонстрации осциллограммы и спектра *одиночного* затухающего или нарастающего колебания, частоту генератора развертки осциллографа подбирают таким образом, чтобы на экране осциллографа укладывалось одно колебание (частота следования импульсов $F = 100$ Гц, частота автоколебаний $\nu = 15$ кГц). Для одиночного затухающего (нарастающего) колебания можно условно принять, что период его повторения T бесконечно большой, соответственно частота первой гармоники бесконечно мала. В отличие от повторяющихся затухающих колебаний, спектр которых является линейчатым, спектр одиночного затухающего колебания сплошной, характерный для неперiodических процессов (рис. 7). Отметим, что спектр одиночного нарастающего колебания также является сплошным.

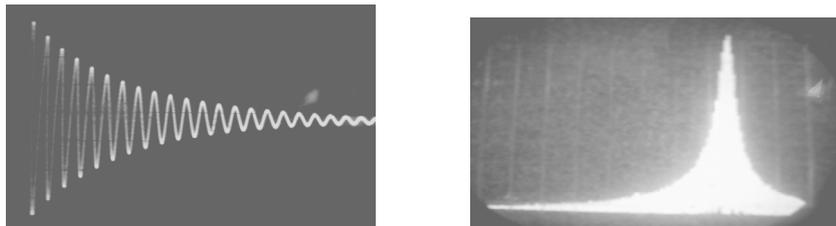


Рис. 7. Осциллограмма и спектр одиночного затухающего колебания

Огибающая амплитуд спектральных линий затухающего колебания по форме не отличается от резонансной кривой последовательного контура при вынужденных колебаниях в установившемся режиме. Она также близка к лоренцовой кривой излучения атомных осцилляторов, время жизни τ и ширина спектральной линии $\Delta\nu$, которые связаны примерным соотношением $\Delta\nu = 1/\tau$.

В учебной литературе для затухающих колебаний, при малом изменении амплитуды за один период, также как и для гармонических колебаний, вводится такой параметр как период T . Но одиночное затухающее колебание не является периодическим и тем более гармоническим колебанием. Вследствие этого такие понятия как амплитуда, период, частота, фаза колебания для него теряют смысл. Это обусловлено тем, что при разложении его на гармонические составляющие в ряд Фурье, оно состоит из бесконечно большого числа близких по частоте гармонических колебаний (рис. 7). Отметим, что спектр одиночного нарастающего колебания также является сплошным.

Одиночный отрезок гармонического колебания характеризуется сплошным спектром (рис. 8), при этом ширина спектра определяется длительностью отрезка гармонического колебания. Огибающая амплитуд спектральных линий такого «цуга» колебания по форме отличается от лоренцовой кривой излучения атомных осцилляторов.

Осциллограмма и спектр квазигармонического колебания, в котором имеются выраженные фазы нарастания, установления и затухания амплитуды колебаний (цуга колебания) представлены на рис. 9. Спектр одиночного колебания является сплошным. Ширина спектра определяется длительностью колебательного процесса.

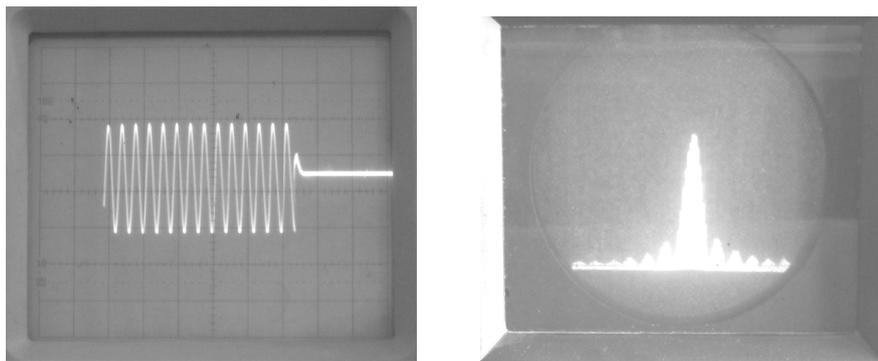


Рис. 8. Осциллограмма и спектр отрезка гармонического колебания

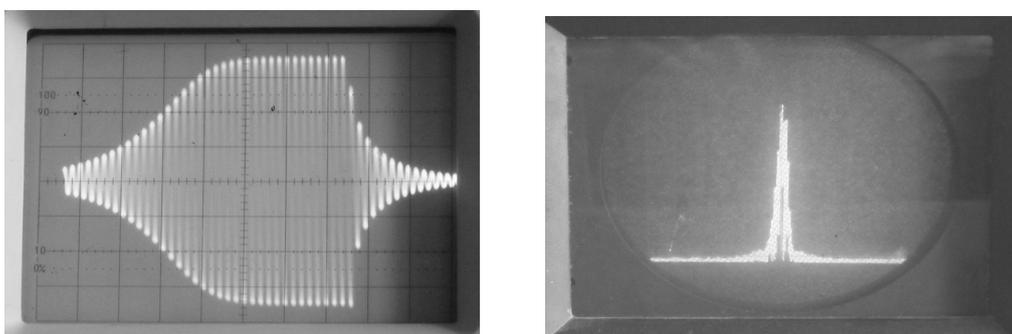


Рис. 9. Осциллограмма и спектр одиночного квазигармонического колебания

Таким образом, приведенные в работе демонстрации осциллограмм и спектров периодических и одиночных квазигармонических колебаний показывают, что любое квазигармоническое колебание отличается от гармонического не только осциллограммой, но и спектром. Квазигармоническое колебание представляется набором гармонических составляющих. В зависимости от вида временной диаграммы квазигармонического колебания его спектр может быть либо линейчатым (периодические квазигармонические колебания), либо сплошным (одиночные квазигармонические колебания).

ЛИТЕРАТУРА

1. Трофимова Т. И. Курс физики. - М.: «Академия», 2007.
2. Цыкун Н. К. Модулятор ЧМ-сигналов на полевом транзисторе, работающем в режиме прямых токов. (Учебный эксперимент в высшей школе.-№1, 2007. -с.58).
3. Цыкун Н. К., Демидов В. О. Демонстрационный эксперимент по установлению колебаний в автоколебательной системе с мягким режимом возбуждения: Материалы 12 региональной научной конференции, Хабаровск, 2013.

ВИРТУАЛЬНАЯ ЛАБОРАТОРНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

И. А. Шабанова, А. М. Стороженко, Герра Массон Хулио Эстебан

ФГБОУ ВО «Юго-Западный государственный университет»
г. Курск, E-mail: irina-a-sh@mail.ru

В работе описана виртуальная лабораторная установка, созданная в программной среде LabView для моделирования процесса получения нанодисперсных магнитных жидкостей и анализа физических параметров образца.

Нанодисперсные магнитные жидкости (МЖ) - уникальный искусственно синтезированный материал, обладающий одновременно текучестью и магнитными свойствами. Сочетание этих характеристик, которое не встречается в известных природных материалах, открыло широкие перспективы для создания новых технических устройств и технологий в различных областях науки и техники.

Обзор современного состояния технологий получения магнитных жидкостей показывает, что данный процесс состоит из двух основных стадий: получения магнитных частиц коллоидных размеров и стабилизации их в жидкой основе. Основная особенность этого процесса состоит в том, что обе стадии совмещены во времени: чтобы предотвратить слипание частиц под действием сил притяжения, образование адсорбционных слоёв на поверхности магнитных частиц должно происходить в момент появления последних.

Проблемы синтеза магнитных жидкостей являются, безусловно, актуальными. Важной технологической особенностью их получения является защита частиц высокодисперсных магнитных материалов от окисления и предотвращения их коагуляции, как в процессе получения, так и при переводе частиц в коллоидное состояние в дисперсионной среде. Наиболее успешно эта задача решается путём получения высокодисперсных частиц непосредственно в дисперсионной среде и стабилизации их поверхностно-активными веществами (или полимерами) сразу после их образования [1-3].

На фоне наблюдаемой на сегодняшний день широкой компьютеризации образования особый статус приобретают навыки экспериментальной работы, умение подсоединять и настраивать приборы. Целью настоящей работы является разработка системы виртуального синтеза магнитной жидкости методом химической конденсации в программной среде LabView. Отличие модельного эксперимента от реального заключается в том, что в модельном эксперименте могут быть реализованы любые ситуации, в том числе «невозможные» и аварийные, что в силу различных причин бывает недопустимо при работе с реальными объектами.

Разработанная в системе программирования LabView программа позволяет моделировать процесс синтеза нанодисперсных магнитных жидкостей и анализа физических параметров образца, в том числе оценку гранулометрического состава и получение кривой намагничивания.

Интерфейс виртуальной лабораторной установки представлен на рисунке 1.

В состав оборудования для синтеза МЖ входят: 1 - контейнер с олеиновой кислотой; 2 - контейнер с водой; 3 - контейнер с $\text{FeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$; 4 - контейнер с NH_4OH ; 5 - контейнер с $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$; 6 - контейнер с керосином; 7 - контейнер с $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$; 8 - емкость для смешивания H_2O с $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$; 9 - индикатор температуры; 10 - установка для перемешивания; 11 - контейнер для полученной МЖ; 12 - емкость для смешивания; 13 - нагреватель (термопара); 14 - контейнер для отходов; 15 - емкость для смешивания H_2O с $\text{FeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$; 16- емкость для смешивания олеиновой кислоты с керосином.

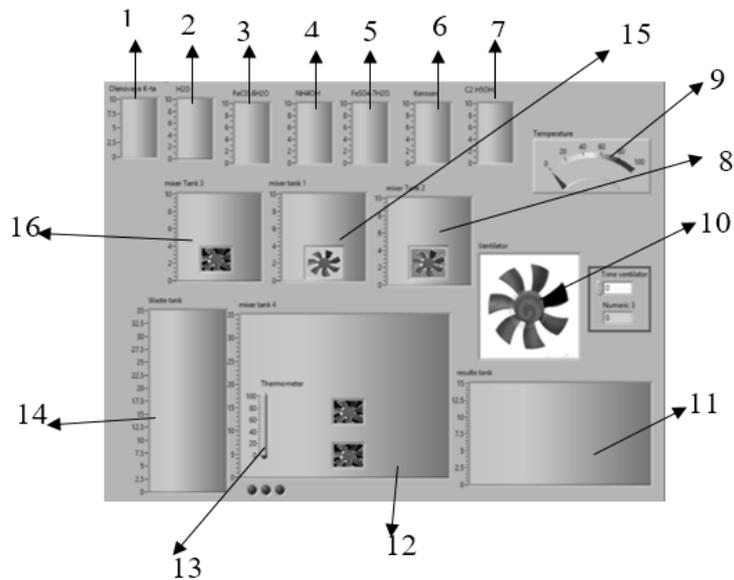


Рис. 1. Интерфейс виртуальной лабораторной установки

Функциональная схема соединения элементов программной среды LabView, используемых для моделирования, представлена на рис. 2. При запуске программы происходит имитация процесса смешивания химических реактивов, что в итоге приводит к получению магнитной жидкости.

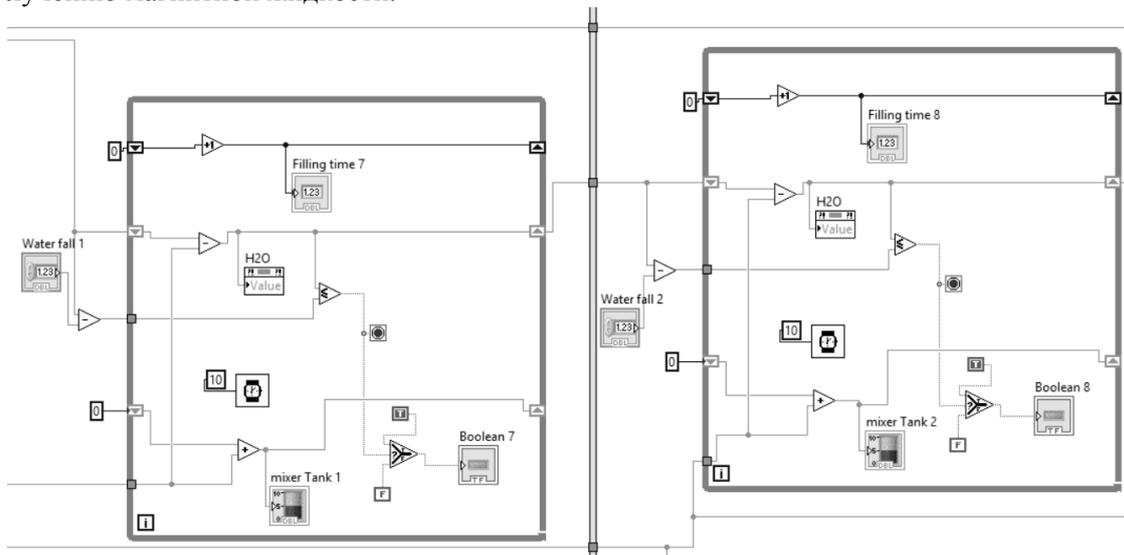


Рис. 2. Схема программы для моделирования

Исследование структуры полученного образца (рис. 3) подразумевает, в первую очередь, получение распределения частиц по размерам. Кроме того, предусмотрен анализ кривой намагничивания, что позволяет провести оценку максимального и минимального размеров магнитных частиц образца.

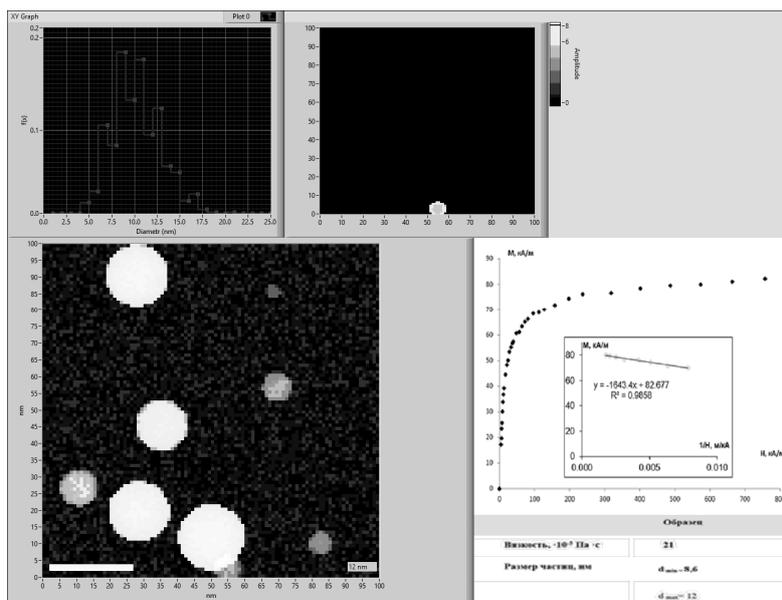


Рис. 3. Исследование структуры полученного образца

Для анализа размеров частиц дисперсной фазы МЖ используется программное средство обработки сканов Digitizer. При этом используются сканы реальных образцов МЖ, полученные методом атомно-силовой микроскопии. На основе этих данных симулируется получение изображения (рис. 4).

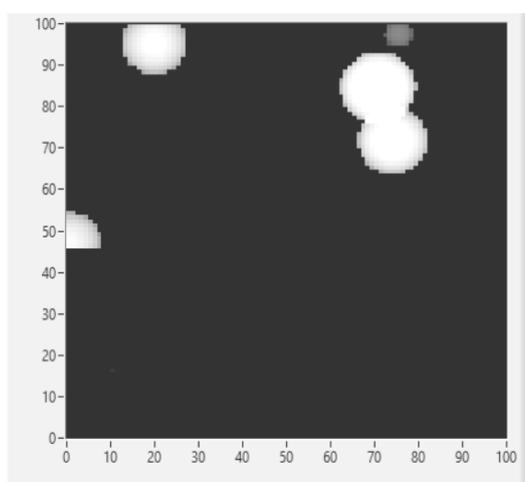


Рис. 4. Моделирование атомно-силового изображения частиц

Изображения, получаемые с помощью программы, основаны на реальных данных (рис. 5). Размер магнитных частиц зависит от исходных условий синтеза и концентрации прекурсоров. В свою очередь, магнитные и реологические свойства магнитных коллоидных систем во многом определяются дисперсным составом [4]. Таким образом, моделируемые процессы находятся в тесной взаимосвязи и должны рассматриваться в совокупности.

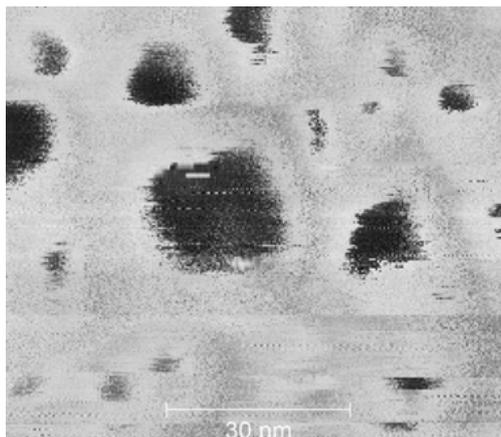


Рис. 5. Изображение частиц магнетита, полученное на атомно-силовом микроскопе

С точки зрения выбора программного обеспечения для решения задачи моделирования получения и исследования магнитной жидкости, наиболее целесообразным является применение среды LabView. Это связано с тем, что LabView позволяет разрабатывать прикладное программное обеспечение для организации взаимодействия с измерительной и управляющей аппаратурой, сбора, обработки и отображения информации и результатов расчетов, а также моделирования отдельных объектов и автоматизированных систем в целом.

Результатом работы является программа для виртуального синтеза магнитной жидкости методом химической конденсации, а также моделирования процесса анализа физических параметров полученного образца. Программное исследование структуры образца МЖ позволяет получить распределение частиц образца по размерам, кривую намагничивания, по которой проводится оценка максимального и минимального размеров частиц. Данная программа используется в образовательном процессе при подготовке студентов по направлению подготовки «Нанотехнологии и микросистемная техника».

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ (МК-5703.2016.8).

ЛИТЕРАТУРА

1. Vékás L., Raşa M. // Eur. Phys. J. 2000, V. E 2, P. 265 – 275.
2. Vékás L., Raşa M., Bica D. // J. Coll. Int. Sci., 2000, V. 231, P. 247 – 254.
3. Лунина М. А., Байбуртский Ф. С., Сенатская И. И. // Тез. Докл. X Межд. Конф. по магнитным жидкостям, Плещ, 2002, С.29 – 36.
4. Storozhenko A. M., Shabanova I. A., Tantsyura A. O. The results of research of magnetic fluid nanoparticles by microscopy and X-ray methods // Journal of Nano- and Electronic Physics. - 2015. - V. 7, No 4. – P. 04056(3pp)

РОЛЬ КУРАТОРА СТУДЕНЧЕСКОЙ ГРУППЫ В АДАПТАЦИИ СТУДЕНТОВ

Н. Л. Швец, Г. Г. Капустина

ФГБОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет»
г. Хабаровск, E-mail: nat.leon66@mail.ru

В статье излагаются проблемы адаптации, с которыми сталкиваются студенты в первый год своего обучения в ВУЗе. На основе анкетирования студентов проводится анализ этих проблем и вопросы психологической помощи. Особое внимание уделено роли куратора студенческой группы в организации процесса адаптации.

Важнейшей педагогической задачей любого вуза является работа со студентами первого курса, направленная на успешную их адаптацию к новой системе обучения, к новой системе социальных отношений. В социальном понимании адаптация - это процесс физических, социально-экономических или организационных изменений в специфически-групповом поведении, социальных отношений и в культуре; это итог процесса изменений социальных, социально-психологических, морально-психологических, экономических и демографических отношений между людьми, приспособление к социальной среде. Иными словами, адаптация есть не что иное, как усвоение личностью социального опыта той среды, к которой она принадлежит, т.е. к новым условиям жизни и деятельности в вузе.

Известно, что процесс адаптации к обучению в вузе - явление весьма сложное и многогранное. Выделяют две стороны социальной адаптации студентов: во-первых, профессиональную адаптацию, под которой понимается приспособление к характеру, содержанию, условиям и организации учебного процесса, выработка навыков самостоятельности в учебной и научной работе; во-вторых, социально-психологическую адаптацию – приспособление индивида к группе, взаимоотношениям в ней, выработка собственного стиля поведения. Различают три формы адаптации первокурсников к условиям вуза: *формальная*, касающаяся познавательного-информационного приспособления к новому окружению, структуре высшей школы, содержанию обучения в ней, ее традициям, своим обязанностям; *общественная*, т.е. процесс внутренней интеграции (объединения) группы студентов-первокурсников и интеграция этой группы со студенческим окружением в целом; *дидактическая*, касающаяся подготовки к новым формам и методам учебной работы в вузе.

Вчерашние школьники с первых дней учебной деятельности в ВУЗе окунаются в совсем другую, незнакомую им жизнь. И для решения вопроса быстрой адаптации их в новых условиях необходимо выявить наиболее типичные проблемы, с которыми сталкивается большинство студентов в первый год своего обучения.

По результатам опроса, направленного на выявление основных трудностей, с которыми сталкиваются студенты первых курсов ТОГУ, можно назвать следующие самые значительные проблемы первых месяцев обучения:

- поиск оптимального режима труда и отдыха в новых условиях;
- заметно возросший объем учебной нагрузки;
- налаживание быта и самообслуживания, особенно при переходе из домашних условий в общежитие;

При этом по результатам того же исследования 80% из всех опрошенных первокурсников отрицают необходимость психологической помощи. Остальные 20% перво-

курсников считают, что психологическая помощь им нужна в первую очередь при решении следующих проблем:

- преодоление стресса перед первой сессией;
- вхождение в новый коллектив;
- конфликтность в группе и с преподавателями;
- решение личностных проблем.

Одним из важнейших социальных факторов, оказывающим влияние на поведение студента первого курса, на его взаимоотношения с другими учащимися и преподавателями вуза является произошедшая смена социальной ситуации, необходимость привыкания к новым условиям обучения, освоения новой социальной роли – студента высшего учебного заведения. Одной из форм педагогического управления процессом адаптации выступает деятельность кураторов студенческих групп. Кураторство – незаменимая и при правильной организации, эффективная система взаимодействия преподавателей и студентов, которая позволяет решать многие задачи в учёбе и в других студенческих проблемах, передавать молодёжи жизненный опыт, знания, традиции, оказывать определённое воздействие на их мировоззрение и поведение. В процессе своей деятельности куратор выполняет информирующую функцию, развивающую функцию, контролирующую, регулирующую функцию [3].

Адаптация первокурсника в университете – первая, наиважнейшая задача куратора. На этом этапе куратору необходимо:

- узнать о своих студентах как можно больше: сначала заочно, потом во время проведения кураторских часов, встреч и бесед;
- создать в группе атмосферу доброжелательности, товарищества и взаимопомощи, выявить и подобрать организационный и творческий актив группы;
- ознакомиться с условиями проживания студентов (особенно в общежитиях).

Второй задачей куратора является информирование студентов о возможности самореализации в университете. С помощью кураторских часов первокурсники имеют возможность правильно сориентироваться в новой для них обстановке и, самое главное, в этот момент закладывается основа патриотизма к своему университету, факультету; происходит знакомство с традициями университета [2].

Мероприятия по учебно-профессиональной адаптации предполагают ознакомление с учебным расписанием, принципами организации учебного процесса, возможностями проведения научно-исследовательской работы и возможностями трудоустройства после окончания вуза.

Мероприятия по общественно-культурной адаптации включают в себя проведение экскурсий по университетским корпусам, посещение театра, участие в студенческих праздниках и спортивных мероприятиях. Первая сессия для студента всегда стресс и проведение для первокурсников кураторского часа на тему «Моя первая сессия» является большим подспорьем и снижает студенческие переживания. Куратор студенческой группы проводит анализ и подводит итоги экзаменационных сессий, после чего проводит собрания группы и беседы с отстающими студентами [1].

Положительный эффект может принести практика оповещения родителей об успеваемости студентов: отстающие прилагают больше усилий по сдаче сессии, а выражение благодарности за учебу студента мотивирует последнего на поддержание успеваемости или её повышение.

Проведенное анкетирование студентов первого курса, показало, что 40% первокурсников помогли адаптироваться к новым условиям обучения в первую очередь собственные черты характера и способности, такие, например, как общительность, доброжелательность, чувство юмора. Одна треть опрошенных студентов считают, что освоиться в новых условиях им помогли товарищи по группе. Только в единичных анкетах было отмечено, что в адаптационный период студенты рассчитывают на поддержку преподавате-

лей. Тем не менее, почти все первокурсники, принявшие участие в анкетировании считают, что куратор, прежде всего, помощник и информатор. Необходимо изменить ситуацию, привлечь педагогический коллектив университета к активной воспитательной деятельности и внеучебной работе со студентами, начиная с самых первых дней обучения в ВУЗе. Обеспечение эффективной адаптации студентов первого курса к новой воспитательно-образовательной среде является той целью, которая определила содержание следующих педагогических задач. Можно выделить систему последовательных и взаимосвязанных шагов:

- изучение личностных особенностей первокурсников;
- выявление трудностей адаптационного периода и особенностей «вхождения» обучающихся в студенческую жизнь;
- анализ и обобщение полученных данных;
- подготовка на основе данных исследований рекомендаций для кураторов и преподавателей, работающих со студентами первых курсов, направленных на оптимизацию адаптационного периода;
- проведение круглого стола с участием проректора по социальной и внеучебной деятельности, зам. деканов по воспитательной работе, специалистов управления организационно-воспитательной работы по проблеме адаптации первокурсников;
- включение в учебное расписание студентов первого курса кураторского часа, в рамках которого проводятся разномасштабные мероприятия по различным тематическим программам;
- разработка и постоянное совершенствование тематических образовательных программ для студентов первых курсов;
- организация и проведение цикла практических занятий со студенческими активными и старостами первых курсов, направленных на повышение уровня осознания трудностей адаптационного периода, освоение способов их преодоления и развитие навыков конструктивного общения;
- индивидуальное и групповое консультирование студентов и преподавателей;
- совместное подведение итогов, анализ результатов проделанной работы и планирование работы на будущее.

Таким образом, в решении педагогических задач, связанных с повышением эффективности адаптации студентов первого курса к обучению в университете, важнейшая роль отводится кураторам академических групп.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гасанова Д. И. Актуальность рефлексивного подхода к подготовке педагога к профессиональной деятельности. Известия Дагестанского государственного педагогического университета/ Психолого-педагогические науки №2, 2013.
2. Магомедова З. Ш. Педагогическое сопровождение нравственного становления личности. «Педагогическое образование и наука» - М., 2013. -№1- С. 113-117.
3. Швец Н. Л., Капустина Г. Г. Теория и практика приоритетных научных исследований. Сборник научных трудов по материалам Международной научно-практической конференции 31 марта 2016 г. В 4-х частях. Часть 3. Смоленск: ООО "НОВАЛЕНСО", 2016. 148с.

ИНТЕРАКТИВНЫЕ МЕТОДЫ ОБУЧЕНИЯ В ВУЗЕ

Н. Л. Швец, Г. Г. Капустина

ФГБОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет»
г. Хабаровск, E-mail: nat.leon66@mail.ru

В данной статье рассматривается отличие интерактивного метода обучения от пассивного и активного. Представлены различные методики интерактивного обучения, применяемые в лекционных, семинарских и лабораторных занятиях в ВУЗе.

Задача преподавателя всегда состояла в передаче студентам своих знаний и умений, воспитании и развитии личности, ее социализации в обществе. В нашей стране сложился некий традиционный подход к обучению, при котором происходит передача информации от преподавателя к обучающемуся без возникновения взаимодействия между ними, так называемая *пассивная форма обучения*. Информация, полученная таким путем, плохо усваивается слушателями и вскоре забывается. Стоит учесть, что в окружающем нас информационном пространстве самостоятельный поиск и изучение материала не вызывает затруднений. При помощи Интернета можно получить доступ к огромному количеству информации в любое время. В различных социальных сетях, на форумах мы можем получить компетентный ответ на вопрос из любой области знаний.

В современном информационном обществе главной целью обучения становится не овладение знаниями, а преимущественное обретение навыков анализа и принятия решений на основе этого анализа[2]. Меняется роль обучаемого: из пассивного слушателя он становится активным участником собственного образовательного процесса. Для преподавателя на первое место выходит задача научить студентов находить нужную информацию, анализировать ее, генерировать новые идеи, находить решения практических задач. Педагог приобретает новую функцию – наставника-наблюдателя, готового подсказать наилучшую стратегию обучения. Происходит двухсторонний процесс коммуникации – *активная форма обучения*. Наилучшие же результаты в процессе обучения достигаются при активном взаимодействии не только преподавателя и студента, но и самих студентов между собой – *интерактивной форме обучения*. Именно она является рекомендованной новыми Федеральными стандартами.

Понятие интерактивность происходит от англ. “interaction” – взаимодействие. «*Интерактивное обучение* – способ познания, осуществляемый в формах совместной деятельности обучающихся: все участники образовательного процесса взаимодействуют друг с другом, обмениваются информацией, совместно решают проблемы, моделируют ситуации, оценивают действия коллег и свое собственное поведение, погружаются в атмосферу делового сотрудничества по разрешению проблем» [1]. Интерактивное обучение способствует совершенствованию коммуникативных навыков, приобретению навыков работы в команде, упрочению мотивации к обучению, самосовершенствованию для достижения поставленных преподавателем целей. Все интерактивные занятия должны базироваться на демократических принципах: равенстве участников, праве на собственную точку зрения; проходить в доброжелательной обстановке. Каждый присутствующий вносит свой вклад в общий образовательный процесс, основанный на личном суждении и личном опыте.

Преподаватель должен стать организатором и соратником в групповых занятиях студентов, попытаться найти психологический подход к каждому обучающемуся, создать в аудитории атмосферу доброжелательности и взаимоуважения.

Важными этапами занятия являются: подготовка к нему всеми участниками: как преподавателем, так и студентами; определение целей, методов, принципов и правил проведения, обязательных для всех; основная часть, которая зависит от вида конкретного

интерактивного занятия; индивидуальное и групповое подведение итогов.

В настоящее время в педагогике разработано множество методик по ведению образовательного процесса в интерактивной форме. Рассмотрим некоторые из них [3]:

1. Лекционные занятия

– мозговой штурм – учащиеся предлагают свои решения поставленной преподавателем задачи любыми путями, в том числе самыми нетривиальными. Важно, что критическая оценка предложенным идеям дается не сразу, а лишь по окончании мозгового штурма в ходе группового обсуждения. На первом этапе важен процесс генерирования идей, многостороннего подхода к решению задачи. У группы людей рождаются идеи более высокого качества, чем у отдельных индивидов. Групповое же обсуждение позволяет отшлифовать их и довести до совершенства.

– презентации, демонстрации с использованием вспомогательных средств (слайдов, видео, экспериментальных установок и пр.) также можно отнести к интерактивным методам обучения в случае, если после этого подводятся итоги увиденного и услышанного с участием всех слушателей. Современные мультимедийные технологии позволяют проводить виртуальные экскурсии, в ходе которых студенты могут побывать на производственных объектах, принять виртуальное участие в новейших технических экспериментах.

– обратная связь – в традиционном случае ведения лекции, по ее окончании, полезно задать заранее подготовленные вопросы слушателям, в обсуждении которых стараться задействовать наибольшее количество студентов. Ответы на вопросы не должны быть озвучены в тексте лекции, ее содержание должно лишь активизировать мыслительный процесс.

– лекции с запланированными ошибками – студентам заранее объявляется о том, что лектором будет допущено определенное количество ошибок. Необходимо выдать слушателям список вопросов, которые будут озвучиваться и список литературы, по которой следует подготовиться к занятию. Целесообразно провести разбивку студентов на малые группы, в которых они смогут провести анализ материала, озвученного преподавателем в специально отведенное время. И затем, в конце занятия, провести общее обсуждение.

– лекция – дискуссия между двумя преподавателями, в ходе которой студентам озвучиваются две точки зрения, различные между собой. Два разных взгляда на проблему обеспечивают активизацию мыслительного процесса слушателей, способствуют большей заинтересованности. Интерактивность обеспечивается за счет привлечения студентов к обсуждению вопроса. Также студенты могут наблюдать за культурой ведения дискуссии, проанализировать стратегии преподавателей.

2. Семинарские занятия

– Дискуссия (от лат. *discussio* – рассмотрение, исследование) – это публичное обсуждение или свободный вербальный обмен знаниями, суждениями, идеями или мнениями по поводу какого-либо спорного вопроса, проблемы. Ее существенными чертами являются сочетание взаимодополняющего диалога и обсуждения-спора, столкновение различных точек зрения, позиций [1]. Для проведения учебной дискуссии студенты должны быть заранее подготовлены к вопросу, который будет на ней обсуждаться, преподаватель же должен быть полностью компетентен в нем, чтобы суметь направить ход беседы к верным научным выводам и, в случае необходимости, всесторонне их обосновать.

– Кейс-метод – анализ конкретных ситуаций, вымышленных или взятых из реальной жизни. В кейсе должна присутствовать вся информация, необходимая для решения поставленных задач, но при этом решение ее не должно лежать на поверхности. Материал, собранный в кейсе, представляет собой описание организации, технического задания, каких-либо сложившихся критических условий. Студентам необходимо провести исследование полученной информации, выявить ключевые проблемы и задачи, предложить пути их решения. Важно, чтобы кейс содержал не упрощенную схематическую модель, а ситуацию, которая отражена в реальной жизни. Это позволит студентам попробовать применить свои знания и навыки на практике, не рискуя потерпеть ошибку.

– метод инцидента – студентам предлагается неблагоприятная ситуация (недостаток времени, технических средств, информации, аварийная обстановка). Необходимо предло-

жить и разработать план действий в данной ситуации и обосновать его теоретически.

3. Самостоятельная работа студентов

– спарринг-партнерство – вид самостоятельной работы студентов в парах, определенных преподавателем. Задания могут быть установлены преподавателем или же подготовлены партнерами друг другу. Дух соперничества мотивирует студентов на образовательный процесс. Важно помнить, что при этом необходимо сохранить доброжелательную обстановку и обязательно подвести итоги «состязания», где студенты смогут проанализировать собственные действия, наметить пути по исправлению ошибок.

– метод проектов, реализованных в малых группах учащихся. Студентам предлагается самостоятельно создать реальный объект или теоретический продукт – результат проекта должен быть «осязаем» и готов к использованию. На первом этапе происходит постановка задачи. Она должна быть актуальна и заинтересовать слушателей. Ход выполнения проекта предполагает сбор информации, ее анализ, практические исследования, обобщение результатов. Заключительный этап должен включать в себя представление и защиту работы. Это может быть конференция с докладами от малых групп или смотр-конкурс.

4. Лабораторный практикум

– должен включать в себя работу в мини-группах для осуществления практических работ. Это позволит обучающимся, помимо применения теоретических знаний, научиться приходить к общему мнению, конструктивно решать спорные ситуации, аргументируя собственную позицию.

Выше перечислены лишь некоторые методики интерактивной формы обучения. Также к ним относят деловые и ролевые игры, тренинги, конференции и видеоконференции, мастер-классы, интервью с преподавателем или приглашенным специалистом по интересующей области знаний, имитационное моделирование ситуаций, внеаудиторное обучение на выставках, конференциях. Преподаватель может сочетать в одном занятии несколько методик или же разработать свою, которая будет максимально удовлетворять его целям.

Следует лишь помнить, что принцип интерактивности обеспечивается только при взаимодействии всех присутствующих. Каждый должен быть вовлечен в образовательный процесс, уметь вырабатывать свое собственное отношение к поднятым вопросам. Это позволит студентам чувствовать свою интеллектуальную успешность и повысит мотивацию к дальнейшему обучению.

Кроме того, интерактивная форма обучения – это, ни в коем случае, не развлечение студентов, а инструмент, позволяющий решить **следующие задачи**: более эффективное усвоение теоретического материала, чем в пассивной форме обучения; формирование у учащихся собственной позиции и умение ее аргументировано защищать; формирование практических навыков и умений; активизация творческих процессов у студентов: генерирование идей, поиск разных путей решения поставленной задачи; получение коммуникативных навыков, навыков работы в команде; развитие культуры межличностного общения; повышение у студентов мотивации к процессу обучения и саморазвития.

Исходя из этого, интерактивные методы следует применять системно и осмысленно, совмещая с традиционными занятиями и анализируя полученные результаты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Панина Т. С., Вавилова Л. Н. Современные способы активизации обучения: учеб. пособие для студ. высш. учеб. заведений. М.: «Академия», 2008
2. Амуржуев О. В. Обучение в век информационной революции и инноваций. //Педагогическая инноватика: инновационное образование, инновационное мышление, инновации. Материалы международной научно-практической конференции – Балашиха: Изд-во «Де-по», 2011.
3. Косолапова М. А., Ефанов В. И., Кормилин В. А., Боков Л. А. Положение о методах интерактивного обучения студентов по ФГОС 3 в техническом университете: для преподавателей ТУСУР – Томск: ТУСУР, 2012.

СОДЕРЖАНИЕ

Секция «Общая и техническая физика. Оптика»

Гресс И. В., Стукова Е. В. Особенности диэлектрических свойств нитрита натрия и композитов на его основе ..	3
Драчёв К. А., Римлянд В. И. Распространение акустических волн в металлических трубах	7
Зайцев А. В., Макаревич К. С., Карпович Н. Ф., Пячин С. А. Оптические и каталитические свойства композиции TiO_2-WO_3 , полученной гидротермальным синтезом	13
Иванов В. И., Иванова Г. Д., Крылов В. И., Хе В. К. Сепарация наночастиц лазерным излучением	18
Иванов В. И., Иванова Г. Д., Хе В. К. Термолинзовый отклик в тонкослойной кювете	21
Кирюшина С. И., Иванова Г. Д. Динамические голограммы в жидкофазной дисперсной среде	24
Комина О. Ю., Жуков Е. А., Каминский А. В. Способ измерения магнитного поля в катушках малого размера с помощью ферромагнитных материалов	27
Копылова И. Б. Пирозэффект в облученных кристаллах триглицинсульфата	29
Кузин А. А. Измерительный комплекс для исследования многокомпонентных сред	31
Максименко В. А. Взаимодействие лазерного пучка с нерегулярным волновым фронтом с фоторефрактивными кристаллами ниобата лития	34
Михеенко А. В. Оптический пробой в толще воды под действием непрерывного лазерного излучения	37
Мяготин А. В., Иванова Г. Д. Светолинзовая диагностика нанодисперсных сред	41
Нестеров В. И. К вопросу о классификации рентгеновского излучения по данным измерения фазы ОНЧ-сигнала	45
Нестеров В. И. Изменение эффективной высоты ионосферы во время внезапных ионосферных возмущений	48
Новикова Е. Е., Авербух Б. Б. Среда с нулевым показателем преломления, состоящая из электрических диполей ..	52
Перков Ю. О., Иванов В. И. Характеристики фотоприемника излучения на основе сэндвичной структуры металл-сегнетоэлектрик-металл	56
Пикуль О. Ю., Коваленко Л. Л., Повх И. В. Коноскопические картины фазовой кристаллической пластинки $\Lambda/4$	60
Платонов К. В., Иванова Г. Д. Самовоздействие света в прозрачной наносuspензии	62
Полянский Д. А., Гумовский А. Н., Бондарь А. В. Спектрофотометрический прибор для неинвазивного определения содержания билирубина в крови на базе устройства для конъюнктивальной микроскопии	65

Рекунова Н. Н., Окишев К. Н., Иванова Г. Д. Адаптивное зеркало со светоуправляемой кривизной	70
Рябинкин К. С., Пупатенко В. В. Высокоточные сейсмические наблюдения на северо-восточном замыкании системы разломов Тан-Лу. Результаты и модель затухания сейсмических волн	74
Сюй А. В. Уменьшение погрешности при определении электрооптических коэффициентов электрооптического кристалла	79
Хижняк Д. А., Сюй А. В., Киле Е. О. Определение электрооптических коэффициентов кристалла ниобата лития	84
Юхно А. И., Авербух Б. Б. Распространение S-поляризованного излучения в метаматериале	88
Секция «Теоретическая физика и вычислительная математика»	
Авдеев Д. А., Римлянд В. И. Трехмерное моделирование акустического поля методом конечных разностей во временной области	92
Белоконь В. И., Шелест Д. А., Дьяченко О. И. Теплоемкость системы спинов Изинга в модели случайных полей взаимодействия	97
Гниденко А. А. Моделирование сдвигового разрушения в однородных слоях α - и β -фаз титана	102
Зайцев А. С., Крамарь Е. И. Учет кулоновского взаимодействия в состояниях двух- и трехчастичного континуума в рамках S-модели	106
Капитан В. Ю., Пержу А. В., Нефедев К. В. Магнитные свойства многослойных пленок в модели Гейзенберга	111
Лин Ко Ко, Хохлов Н. А. Моделирование реакции упругого eD рассеяния в рамках релятивистской квантовой механики	114
Макаров А. Г., Шевченко Ю. А., Нефедев К. В. Теплоемкость и магнитная восприимчивость квадратного спинового льда в модели точечных диполей	118
Павельчук А. В., Масловская А. Г. Модельные представления динамической зарядки диэлектрических мишеней электронными пучками средних энергий	121
Проскуряков Е. А., Мазур А. И. Применение метода АССС в осцилляторном представлении теории рассеяния	126
Чжо Аунг Хеин, Хохлов Н. А. Моделирование нуклон-нуклонного рассеивания методом обратной задачи квантовой механики	130
Шевченко Ю. А., Нефедев К. В. Термодинамика спинов на решетке Shakti	134
Секция «Физика конденсированных сред»	
Агапьятова О. А., Волков В. О. Электрофизические свойства синтетических цеолитов	137
Адамова М. Е., Жуков Е. А., Каминский А. В. Взаимодействие упругих колебаний с доменными границами в борате железа	142

Алексеева О. А., Набережнов А. А., Стукова Е. В., Борисов С. А., Симкин В. Г. Кристаллическая структура и диэлектрические свойства сегнетоэлектрических композитов $(1-x)\text{NaNO}_2+(x)\text{BaTiO}_3$ и $(1-x)\text{KNO}_3+(x)\text{BaTiO}_3$	147
Андроникова Д. А., Бронвальд Ю. А., Леонтьев Н. Г., Леонтьев И. Н., Бурковский Р. Г., Чернышов Д. Ю., Филимонов А. В., Вахрушев С. Б. Исследование промежуточной фазы в монокристаллах цирконата-титаната свинца с малой концентрацией титана методом рассеяния синхротронного излучения	151
Антонов А. А., Барышников С. В., Долгова Ю. А., Милинский А. Ю. Генерация гармоник в системах с электрическим и магнитным упорядочением	153
Барабаш Т. К., Масловская А. Г. Моделирование динамики переключения поляризации сегнетоэлектриков в неравновесных условиях электронного облучения	157
Барышников С. В., Антонов А. А. Резонансные эффекты в композитах $(\text{BaTiO}_3)_x/(\text{CuO})_{1-x}$	162
Ванина П. Ю., Набережнов А. А., Нижанковский В. И., Мамин Р. Ф. Диэлектрические и магнитные свойства мультиферроиков $\text{A}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.93}\text{Sr}_{0.07}\text{MnO}_3$ под воздействием сильных магнитных полей	166
Галкин Н. Г., Ян Д. Т. К вопросу о механизме люминесценции наноструктур пористого кремния	169
Ефимова О. В., Голубева И. А., Стукова Е. В. Исследование диэлектрических свойств сегнетоэлектрического композита $(\text{NH}_4\text{HSO}_4)_x/(\text{PbTiO}_3)_{1-x}$	174
Ливашвили А. И., Криштон В. В., Костина Г. В., Брюханова Т. Н. Наножидкость как бистабильная среда	179
Мередилина Т. А., Барышников С. В. Вклад спонтанной поляризации в диэлектрический отклик проводящих кристаллов ниобата калия	183
Мередилина Т. А., Карацуба Л. П. Влияние примесных молекул на адсорбционную способность детокса	187
Милинский А. Ю. Размерные эффекты в композитах на основе нанокристаллической целлюлозы и иодата калия	191
Стороженко А. М., Триттель Т., Штаннариус Р., Шабанова И. А. Ротационный эффект в разбавленных образцах нанодисперсной магнитной жидкости	196
Стукова Е. В., Барышников С. В., Королева Е. Ю., Милинский А. Ю. Диэлектрические исследования сегнетоэлектрических нанокомпозитов на основе иодата аммония	201
Ткачев В. В., Крайнова Г. С., Фролов А. М., Должиков С. В. Структурные неоднородности по толщине ленты в быстрозакаленных сплавах	206
Филимонов А. В., Бондаренко В. Б., Королева Е. Ю. Поверхностный потенциал в случае равновесного распределения примеси в обеднённых слоях полупроводника	209
Цесарская А. К., Ткачев В. В., Крайнова Г. С., Полянский Д. А., Иванов В. А., Гридасова Е. А., Плотников В. С., Федорев А. Н. Особенности механических свойств и микротвердости аморфного металлического сплава $\text{Fe}_{75}\text{Ni}_2\text{Si}_{10}\text{B}_{13}$	214

Секция «Физическое материаловедение»

Бурков А. А. Синтез аморфных электроискровых покрытий в среде гранул	217
Веселова Е. М., Леоненко Н. А., Ванина Е. А. Расчет изменения энтропии золота после лазерного воздействия на природный магнетит	221
Дворник М. И., Ершова Т. Б., Зайцев А. В. Сравнительный анализ физико-механических свойств ультрадисперсного твердого сплава, полученного традиционным спеканием	224
Карпович Н. Ф., Макаревич К. С., Пугачевский М. А., Лебухова Н. В., Ситдииков В. Д. I D структуры W И WO ₃ на подложках никеля и вольфрама	226
Николенко С. В., Сюй Н. А. Характеристики электроискровых покрытий, нанесенных на сталь 45 электродами на основе карбидов вольфрама и титана	230
Одинокова О. А., Гайчук Г. В. Физико-механические свойства полимеров. Аппроксимация опытных данных методом равных сумм при любой числовой последовательности аргумента	235
Пячин С. А. Обобщенная модель формирования электроискрового покрытия	239
Чибисова М. А., Чибисов А. Н. О влиянии бора на структурные характеристики силицена	244
Швец Н. Л., Капустина Г. Г., Леоненко Н. А. Воздействие высокоэнергетического излучения на черные сланцы	247
Секция «Физическое образование (школьное и вузовское)»	
Казарбин А. В., Бульба С. В. Физико-математическая подготовка в ДВ регионе (анализ результатов олимпиад школьников)	250
Кирюшин А. В., Римлянд В. И. Естественно–научные аспекты в ФГОС ВО 3 (+) для гуманитарных направлений подготовки бакалавров	255
Копылова И. Б. Проблемы оценки освоения компетенций	258
Кравченко О. В., Фалеев Д. С. Лабораторная установка для исследования солнечных модулей в реальных климатических условиях	260
Цыкун Н. К., Калашникова А. С. Демонстрационный эксперимент по свободным колебаниям в колебательных системах с двумя степенями свободы	264
Цыкун Н. К. Об использовании спектрального представления колебаний при изучении квазигармонических колебаний	267
Шабанова И. А., Стороженко А. М., Герра Массон Хулио Эстебан Виртуальная лабораторная установка для получения и исследования магнитной жидкости	272
Швец Н. Л., Капустина Г. Г. Роль куратора студенческой группы в адаптации студентов	276
Швец Н. Л., Капустина Г. Г. Интерактивные методы обучения в вузе	279

Научное издание

**ФИЗИКА: ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ,
ОБРАЗОВАНИЕ**

Материалы XIV региональной
научной конференции

Хабаровск
22–24 сентября 2016 г.

Отпечатано с авторских оригиналов

Компьютерная верстка *Е. А. Кулагиной*

Подписано в печать 02.08.16. Формат 60x84 $\frac{1}{16}$. Бумага писчая.

Гарнитура «Таймс». Печать цифровая. Усл. печ. л. 16,74 Тираж 100 экз. Заказ 194.

Издательство Тихоокеанского государственного университета.
680035, Хабаровск, ул. Тихоокеанская, 136.

Отдел оперативной полиграфии издательства Тихоокеанского государственного университета.
680035, Хабаровск, ул. Тихоокеанская, 136.