

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ОТДЕЛЕНИЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ
ДАГЕСТАНСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ
ДАГЕСТАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

**ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И
КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ
В КОНДЕНСИРОВАННЫХ
СРЕДАХ**

МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

**МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ
ПЕРЕХОДЫ**

III МЕЖДУНАРОДНЫЙ СЕМИНАР,
ПОСВЯЩЕННЫЙ ПАМЯТИ АКАДЕМИКА
А.С. БОРОВИКА-РОМАНОВА

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

(8-11 сентября 1998 г.)

*Конференция и семинар проводятся при поддержке
Министерства науки и технологий Российской Федерации и
Российского фонда фундаментальных исследований
(проект № 98-02-26075, проект № 98-02-26074)*

Махачкала, Республика Дагестан, Россия
1998г.

**ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В
КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ**

Международная конференция

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ

III Международный семинар, посвященный памяти академика

А.С. Боровика-романова

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

8-11 сентября 1998 г., Махачкала

В настоящий сборник включены тезисы докладов, представленных на международную конференцию «Фазовые переходы и критические явления в конденсированных средах» и III Международный семинар, посвященный памяти академика А.С. Боровика-романова «Магнитные фазовые переходы».

Конференция и семинар проводятся Отделением Общей Физики и Астрономии РАН, научным советом РАН по проблеме «Магнетизм», Институтом физики ДНЦ РАН и Дагестанским государственным университетом.

Тезисы воспроизведены с авторских оригиналов, в связи с чем оргкомитеты конференции и семинара не несут ответственности за допущенные опечатки и стилистические погрешности.

© Институт физики Дагестанского научного центра РАН, 1998

**Организационный комитет
международной конференции
«Фазовые переходы и критические явления
в конденсированных средах»**

Председатели:	академик РАН чл.-корр. РАН	К.С. Александров (Россия) И.К. Камилов (Россия)
Зам. председателя:	дфмн	Х.К. Алиев (Россия)
Зам. председателя:	дтн	Г.В. Степанов (Россия)
Зам. председателя:	кфмн	А.К. Муртазаев (Россия)
Ученый секретарь:	кфмн	К.М. Алиев (Россия)

Члены оргкомитета

академик РАН **Ж.И. Алферов**, Россия
чл.-корр. РАН **А.М. Асхабов**, Россия
академик РАН **С.Н. Багаев**, Россия
академик НАНУ **В.Г. Барьяхтар**, Украина
дфмн **П.Н. Воронцов-Вельяминов**, Россия
дтн **Б.А. Григорьев**, Россия
дтн **А.Д. Козлов**, Россия
чл.-корр. РАН **Ю.В. Копаев**, Россия
дфмн **О.А. Омаров**, Россия
чл.-корр. РАН **В.И. Пустовойт**, Россия
дтн **В.А. Рабинович**, Россия
академик РАН **В.П. Скрипов**, Россия
дфмн **Б.А. Струков**, Россия

Локальный и программный организационный комитет

Председатель:	дфмн Х.К. Алиев
Зам. Председателя:	кфмн А.К. Муртазаев
Ученый секретарь:	кфмн А.А. Аливердиев

Члены оргкомитета:

кфмн Ш.Б. Абдулвагидов	ктн В.А. Мирская
дфмн А.А. Абдурахманов	кфмн Г.Г. Мусаев
кфмн К.М. Алиев	дтн Г.В. Степанов
кфмн А.Б. Батдалов	кфмн Г.М. Шахшаев

**Организационный комитет
III Международного семинара
«Магнитные фазовые переходы»**

Почетный председатель:	академик РАН	С.В. Вонсовский
Председатели:	чл.-корр. РАН	Ю.А. Изюмов
	чл.-корр. РАН	И.К. Камилов
Зам. председателя:	дфмн	Х.К. Алиев
Зам. председателя:	дфмн	Н.М. Крейнес

Бюро оргкомитета международного семинара:

академик РАН А.Ф. Андреев , Россия	дфмн А.С. Маркосян , Россия
академик НАНУ В.Г. Барьяхтар , Украина	дфмн С.А. Никитин , Россия
дфмн К.П. Белов , Россия	дфмн П.Н. Стеценко , Россия
чл.-корр. РАН Ю.В. Копаев , Россия	чл.-корр. РАН Е.А. Туров , Россия
дфмн Р.З. Левитин , Россия	

Члены оргкомитета:

дфмн А.Н. Васильев , Россия	кфмн А.М. Кадомцева , Россия
дфмн А.З. Гаджиев , Россия	дфмн В.И. Ожогин , Россия
дфмн А.К. Звездин , Россия	дфмн В.Г. Шавров , Россия

Локальный и программный организационный комитет

Председатель:	дфмн Х.К. Алиев
Зам. Председателя:	кфмн А.К. Муртазаев
Ученый секретарь:	кфмн А.А. Аливердиев

Члены оргкомитета:

кфмн Ш.Б. Абдулвагидов	ктн В.А. Мирская
дфмн А.А. Абдурахманов	кфмн Г.Г. Мусаев
кфмн К.М. Алиев	дтн Г.В. Степанов
кфмн А.Б. Батдалов	кфмн Г.М. Шахшаев



Андрей Станиславович Боровик-Романов
(1920-1997)

Прошел год без незабвенного Андрея Станиславовича Боровика – Романа – крупнейшего физика, действительного члена Российской Академии наук, заместителя академика – секретаря ООФА РАН, председателя Научного Совета РАН по проблеме «Магнетизм», лауреата государственной премии России, главного редактора журнала экспериментальной и теоретической физики, преемника лауреата Нобелевской премии академика П. Л. Капицы на посту директора Института физических проблем РАН, талантливого организатора науки и высшего образования, человека высокой культуры и простого в личном общении, но в то же время строгого в оценке научных достижений, одного из основателей современного магнетизма и физики низких температур. Всего того, чем он занимался здесь не перечислить. Говорил он четко, ясно и без излишней вычурности. Я помню каждый его жест, характерную ему манеру поведения, стиль его руководства международными, всесоюзными, российскими научными конференциями и семинарами. Наука была смыслом всей его жизни.

Андрей Станиславович оставил глубокий след во всех областях физики, где он работал. Смерть его в Австралии, куда он ездил с докладом на международную конференцию, была для всех полной неожиданностью.

Однако главные научные достижения Андрея Станиславовича:

открытие и исследования явлений пьезомагнетизма и слабого ферромагнетизма, предсказание и наблюдение двух ветвей спиновых волн, их параметрической генерации в антиферромагнетиках, обнаружение микроскопического и когерентного переноса намагниченности в сверхтекучем гелии-3 – сверхтекучего спинового тока, наблюдение аналога эффекта Джозефсона на сверхтекучем спиновом токе - несомненно, обогатили физику конденсированного состояния.

Он был незаурядным экспериментатором, да и теоретиком высокого класса. Андрей Станиславович принимал активное участие в организации и координации научных исследований по магнетизму и низким температурам в СССР, а также в рамках международных исследовательских программ. Его организаторский талант особо проявился еще при организации и проведении международной конференции по магнетизму в Москве. Он являлся организатором и редактором «Научной физической газеты» - журнала «Письма в ЖЭТФ», научным редактором периодически издаваемого Сборника научно – популярных статей «Физика за рубежом», выпускаемого издательством «Мир» и т. д.

Созданный и руководимый им научный семинар по магнетизму в Институте физических проблем РАН получил высокое призвание специалистов. Мне посчастливилось выступить на этом семинаре и после этого получить его согласие стать оппонентом моей докторской диссертации. Считаю, что это было высшим признанием моих научных работ. Я многим обязан Андрею Станиславовичу и об этом помню всегда.

Андрей Станиславович со своей обаятельной женой Татьяной Петровной дважды побывал в Дагестане как сопредседатель всесоюзных семинаров по магнитным фазовым переходам и критическим явлениям и однажды по личному моему приглашению.

Он принимал непосредственное участие в организации физических исследований как в Дагестанском университете, так и в Институте физики Дагестанского научного центра. Его выступления, многочисленные встречи с дагестанскими физиками, с простыми горцами, учителями, школьниками и руководителями Дагестана выступления по радио и телевидению производили большое впечатление. Он был избран почетным пионером Гунибской средней школы. Не было ни одной моей поездки в Москву, которая бы не завершилась встречей с ним. Говорят, что многое забывается, но все мои встречи с ним глубоко запали мне в душу, и я буду помнить о них всегда. Он не только покорял вершины Дагестана, но и сердца дагестанцев. Таким я помню академика Андрея Станиславовича Боровика – Романова. Таким он останется и в памяти моих земляков.

Именно по этой причине мы проводим в Махачкале этот международный семинар по магнитным фазовым переходам, посвященный памяти великого магнетолога – Андрея Станиславовича Боровика-Романова.

Член-корреспондент РАН И.К. Камиллов

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Пленарные доклады (конференция «Фазовые переходы и критические явления в конденсированных средах»)</i>	8
<i>Пленарные доклады (семинар «Магнитные фазовые переходы»)</i>	18
<i>Семинар, посвященный памяти академика А.С. Боровика-Романова</i>	31
<i>Магнитные критические явления</i>	63
<i>Критические явления в сегнетоэлектриках</i>	87
<i>Критические явления и фазовые переходы в ВТСП и электронных полупроводниках</i>	113
<i>Пленарные доклады (фазовые переходы и критические явления в жидкостях)</i>	158
<i>Критические явления в жидкостях</i>	167
<i>Компьютерное моделирование фазовых переходов и критических явлений</i>	203
<i>Неравновесные фазовые переходы и хаос в конденсированных средах</i>	214
<i>Релаксационные явления в области фазовых переходов</i>	244
<i>АВТОРСКИЙ СПИСОК</i>	259

**Пленарные доклады
(конференция «Фазовые
переходы и критические
явления в
конденсированных
средах»)**

П1-1
**КРИТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ
КРИСТАЛЛОВ.**

Алиев Х.К.

Институт физики Дагестанского Научного Центра РАН
367003, Махачкала, ул. М.Ярагского, 94

Изложены результаты экспериментального изучения динамических критических явлений в диэлектрических (ферриты со структурой шпинели и граната) и металлических (гадолиний) магнитоупорядоченных кристаллов акустическими методами. В этом случае измеряемыми параметрами являются скорость распространения ν и коэффициент поглощения ультразвуковых волн α_k , которые из-за спин-фононной связи магнитострикционной природы претерпевают аномалии вблизи критической температуры. В большинстве магнетиков преобладает объемномагнитострикционная связь и поэтому аномальное изменение ν_L и α_k наблюдается только для продольных волн.

Степень сингулярности ν_L и α_k зависит от типа связи между звуковыми волнами и внутренними степенями свободы спиновой системы. Существует три таких механизма: линейная связь с параметром порядка, линейная связь со спиновым гамильтонианом и квадратичная связь с флуктуациями параметра порядка. Все эти механизмы были обнаружены нами при экспериментальном исследовании ν_L и α_k ферритов со структурой шпинели и граната и Gd.

Экспериментальные данные критического поглощения $\Delta\alpha_k = \alpha_k - \alpha_0$ (α_0 - фоновое поглощение) и относительного изменения скорости $(\Delta\nu/\nu)_k = \Delta\nu/\nu_0 - \Delta\nu/\nu$ ($\Delta\nu/\nu$ - нормальное изменение скорости) удовлетворяют степенным законам:

$$\frac{\Delta\alpha_k}{\omega^2} = B_0^\pm t^{-n_i^\pm}, \quad \left(\frac{\Delta\nu}{\nu}\right)_k = V_0^\pm t^{-n_i^\pm}. \quad (1)$$

Из значений критических индексов (n_i^\pm, n_i^\pm) и амплитуд (B_0^\pm, V_0^\pm) видно незначительное изменение n_i от образца к образцу и близость его значений к значениям критического индекса теплоемкости α , что показывает: скорость распространения продольных волн дает информацию о статическом критическом поведении, а следовательно, все исследованные кристаллы по данным $n_i = \alpha = a$ можно также отнести к гейзенберговскому классу универсальности.

Что касается критического индекса поглощения η_i , то его значения не зависят от частоты и направления распространения продольных волн, но зависят от протяженности обменного взаимодействия: для гадолиния η_i значительно больше, чем для ферритов со структурой шпинели и граната.

В ферритах звуковые волны преимущественно взаимодействуют с флуктуациями плотности спиновой энергии, распад которых может осуществляться посредством тепловой диффузии спинов и спин решеточной релаксацией, тогда

$$\alpha_k \sim \frac{\omega^2 C_H \tau}{(1 + \omega^2 \tau^2)} . \quad (2)$$

Для выяснения преобладающего механизма распада флуктуаций плотности спиновой энергии в ферритах необходимо определить время релаксации и его температурную зависимость. Для этой цели может быть использована универсальная для всех механизмов формула

$$\tau = \nu / \omega^2 (\Delta \alpha_k / (\Delta \nu / \nu)_k) = \tau_0 t^{-x} \quad (3)$$

Значения τ_0 и x , наилучшим образом описывающих экспериментальные данные показывают, что τ является слабо сингулярной величиной. Больше того, в парамагнитной фазе ферромагнетиков критические индексы α и x в пределах ошибки эксперимента равны друг другу и совпадают со значениями для других магнитных изоляторов. Пропорциональность τ магнитной части C_H свидетельствует о том, что в ферритах преобладающим механизмом распада флуктуаций является спин-решеточная релаксация, для которой при $\omega \tau \ll 1$ из теории следует, что $\eta_i = 2\alpha$. Это равенство достаточно хорошо выполняется для исследованных нами ферритов.

При сравнении экспериментальных значений η_i , n_i , B_0 и V_0 с теоретическими для гадолиния могут быть использованы предсказания, вытекающие из теории взаимодействующих мод. Экспериментальные значения дают равенство критических индексов $x^+ = x^-$ и $z^+ = z^-$ (z - динамический критический индекс) подтверждает для гадолиния справедливость основного предположения гипотезы динамического скейлинга. Кроме того, флуктуационный и релаксационный вклады, выделенные из суммарного поглощения УЗ-волн, соответствуют уравнениям динамического скейлинга:

$$\alpha_F = B_F \omega^{1+y} f_F(\omega\tau), \quad f_F(\omega\tau) = \frac{(\omega\tau)^{1-y}}{c + (\omega\tau)^{1-y}}$$

$$\text{и} \quad \alpha_R = B_R \omega^{1+y} f_R(\omega\tau), \quad f_R(\omega\tau) = \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} .$$

В то же время необходимо отметить, что экспериментальные значения x и z далеки от значений, предсказываемых теорией для модельных кристаллов. Это справедливо даже в случае ферромагнетиков с несохраняющимся спином. В Gd к нарушению закона сохранения полного спина могут привести дипольные взаимодействия.

ХАРАКТЕР УПОРЯДОЧЕНИЯ В СЛОИСТЫХ МЕТАЛЛООРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ

Левченко Г. Г., Дульнев В. Н., Зубов Э.Е. (ДонФТИ НАН Украины, г. Донецк), **М. Дриллон** (Institute of General and Inorganic Chemistry, Strasbourg, France), **Ксенофонтов В. Г., Р.Гутлих** (Institute of Inorganic and Analitic Chemistry, Mainz, Germany)

ДОНЕЦКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.А. Галкина
НАН Украины, ДонФТИ, 3401 14, Донецк, ул. Р.Люксембург, 72,
Тел.: (0622)55-14-33, Факс: (0622)55-01-27, E-MAIL: Dulnev@host.dipt.ua,
рабочий телефон (0622)51-07-24

В последнее время большой интерес вызывает область исследований под общим названием "молекулярный магнетизм". Это направление посвящено исследованию магнитных свойств молекулярных соединений включающих неорганические, металлоорганические и органические комплексы. Интерес к этим исследованиям вызван перспективой получения магнитных материалов с отличными от традиционных физическими свойствами (прозрачность, проводимость, удельный вес и т.д.).

Как правило "магнитные" взаимодействия в этих соединениях носят низкоразмерный характер с преобладанием взаимодействия в одном или двух направлениях. Поэтому большой интерес вызывают как теоретические так и экспериментальные исследования возможности получения ферро- или ферримагнитных соединений с большой температурой упорядочения при низкоразмерных взаимодействиях.

Для такого рода исследований в качестве модельных могут использоваться новые металлоорганические соединения на основе базового вещества $M_2(OH)_4$ ($M = Co, Ni, Cu$). При замене (OH)- группой NO_3 , n-алкилкарбоксилатом ($C_nH_{2n+1}CO_2$) или сульфатом ($C_nH_{2n+1}SO_4$) получают магнитные системы с расстоянием между слоями магнитных ионов от 4,6 до 40А.

В этом направлении весьма интересными являются исследования позволяющие выяснить чем определяется характер упорядочения в соединениях меди, как при изменении расстояния между слоями, так и при изменении симметрии расположения магнитных ионов в слоях.

В данной работе проводились экспериментальные исследования влияния давления до 10 kbar на (ферромагнитную модификацию соединения $Cu_2(OH)_3C_{10}H_{21}CO_2$ и $Si_2(OH)_3C_{12}H_{25}CO_2$ с расстояние между слоями меди 34А и 38А. При увеличении давления температура ферромагнитного упорядочения (T_c) уменьшается как для $Cu_2(OH)_3C_{10}H_{21}CO_2$ так и $Si_2(OH)_3C_{12}H_{25}CO_2$.

Для понимания физики установления определенного типа упорядочения ФМ и АФМ и природы изменения T_c под давлением в слоистых соединениях нами использовалась модель с обменным взаимодействием внутри слоя и дипольным между слоями. Для расчета основного состояния рассматривалась система ФМ упорядоченных слоев с дипольным взаимодействием. При этом было установлено, что характер объемного упорядочения (ФМ) или (АФМ) определяется симметрией расположения магнитных ионов внутри слоя, расстоянием между слоями и выбранным направлением взаимодействия в слое. Причем характер упорядочения может изменяться с изменением расстояния между слоями. Это дает возможность целенаправленного поиска новых ферромагнитных материалов.

Используя приближение молекулярного поля для учета дипольных взаимодействий и известное высокотемпературное разложение восприимчивости для модели Изинга, по экспериментальным данным были определены параметры взаимодействия в слое и между слоями для $\text{Cu}_2(\text{OH})_3\text{C}_{10}\text{H}_{21}\text{CO}_2$ для трех давлений 0,5 и 9 kbar.

Получено, что с ростом давления взаимодействия как внутри так и между слоями ферромагнитные. Величина взаимодействия в слое порядка температуры упорядочения, а между слоями более чем на порядок меньше. Это указывает на то, что T_c определяется взаимодействием в плоскости, а характер упорядочения - малыми взаимодействиями между плоскостями. С увеличением давления взаимодействие внутри слоя уменьшается, а между слоями практически остается неизменным, что опять же говорит об определяющей роли в величине T_c взаимодействия внутри слоя.

П1-3
КВАТАРОН-КЛАСТЕРНЫЙ МЕХАНИЗМ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ

А.М.Асхабов

Институт геологии Коми НЦ УрО РАН, Сыктывкар
E-mail: Xmin @ geo. komi. ru

В теории роста кристаллов развиваются две альтернативные концепции. Согласно первой из них строительными единицами являются отдельные атомы (ионы) или молекулы (атомарный рост). Вторая концепция предполагает рост кристаллов путем присоединения готовых кристаллических блоков (микроблочный рост). Высказывались также предположения об участии в росте кристаллов в той или иной мере промежуточных образований (молекулярных комплексов, ассоциатов, кластеров и т.д.). Нами предложена новая модель роста кристаллов через образование в кристаллообразующих средах особых форм связанных атомов или молекул (кластеров "скрытой" переходной фазы), названных нами кватаронами. Название дано по их характерной шарообразной форме (кватара - мячик на родном языке автора).

Кватароны обладают рядом свойств, отличающих их от обычных кластеров или кристаллических зародышей, рассматриваемых в классической теории образования кристаллов. В частности, кватароны имеют предельные размеры. Именно кватароны предельных размеров являются потенциальными центрами кристаллизации. Они не обладают кристаллической структурой и трансляционной симметрией. Растворимость кватаронов увеличивается с ростом пересыщения. На их взаимодействие между собой влияет присутствие или отсутствие на поверхности электрических зарядов и всяких связей. Безактивационный характер образования кватаронов приводит к тому, что если не все вещество, то значительная его часть в пересыщенных средах оказывается связанной в кватароны.

Механизм кватаронного роста кристаллов чрезвычайно прост. Адсорбированный на поверхности кристалла кватарон увеличивает свой размер за счет атомов решетки кристалла. В таком "эффективном" кватароне невозможно длительное существование ситуации, когда часть атомов располагается по законам решетки, а часть находится в динамическом состоянии. В результате кристаллизация кватаронов становится неизбежной и происходит при пересыщениях гораздо меньших, чем предельные. Таким образом кватароны решают фундаментальную проблему источника ступеней при полойном росте кристаллов и обеспечивают возможность непрерывного роста кристалла в слабо пересыщенных средах в отсутствие дислокаций. Единственное исключение из правила - осаждение на подложке жестких фуллереноподобных кватаронов с полностью замкнутыми связями. В этом случае формируются некристаллические твердые материалы - кватариты.

Предлагаемая концепция самоорганизации вещества, которая предусматривает возникновение и устойчивое существование промежуточных между упорядоченным и неупорядоченным состоянием атомных образований в виде наноразмерных кватаронов, представляет интерес для интерпретации широкого круга критических явлений, связанных с фазовыми переходами в конденсированных средах, а также для управляемого синтеза пленочных и объемных кластерных материалов - кватаритов.

П1-4
**АВТОСОЛИТОНЫ И САМООРГАНИЗАЦИЯ В АКТИВНЫХ
СИСТЕМАХ С ДИФФУЗИЕЙ.**

Осипов В.В.
ГО НПО "Орион"

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА, БИФУРКАЦИИ И ПРОЦЕССЫ ХАОТИЗАЦИИ В ОСЦИЛЛИСТОРЕ Ge.

Камилов И.К., Абакарова Н.С., Ибрагимов Х.О., Алиев К.М.

Институт Физики Дагестанского Научного Центра РАН

367003, Махачкала, ул. М. Ярагского, 94,

e-mail: kamilov@datacom.ru

Предложена методика измерений, разработаны алгоритмы и составлен обширный комплекс программ для ЭВМ по математическому обеспечению исследований нелинейной динамики и процессов хаотизации при развитии токовых неустойчивостей в полупроводниковой плазме при высоких параметрах надкритичности внешних воздействий на систему. Экспериментально исследована винтовая неустойчивость тока [1] в электронно-дырочной плазме, полученной инжекцией с контактов в образцах германия с концентрацией примесей $N_D-N_A \sim 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$, в сильно нелинейном режиме, когда параметры надкритичности по электрическому E и магнитному H полям значительно превосходят их пороговые значения при температурах 77 К и 300 К.

Обнаружены и исследованы эволюционные сценарии перехода к хаотическому состоянию в двухпараметрическом пространстве посредством анализа фазовых портретов, спектров мощности, фрактальных размерностей и экспонент Ляпунова.

Развитие винтовой неустойчивости в мягком режиме в фазовом пространстве происходит из неустойчивого фокуса к устойчивому предельному циклу, что связано с переходными процессами при ее возбуждении. Дальнейшее поведение системы зависит от внешних параметров. Обнаружены сценарии, приводящие к хаосу через дублирование периода, квазипериодичность и перемежаемость. Наблюдались нестандартные сценарии, приводящие к хаотическому состоянию.

С помощью зондовых измерений по длине образца изучено развитие пространственно-временного хаотического состояния в системе. Нами получены неоднозначные результаты [2] при исследовании нескольких образцов германия с разной фоновой концентрацией примесей и геометрией образца при различных температурах. При $T = 77 \text{ К}$ обнаружено, что в образце имеют место пространственно однородные, но по времени некогерентные хаотические колебания тока, тогда как при $T = 300 \text{ К}$ пространственная некогерентность в некоторых образцах включается с момента возникновения колебаний в образце. Наступление пространственного хаотического состояния в образце отмечается резким, более 8 единиц, скачком фрактальной размерности системы, тогда как временное хаотическое состояние характеризуется фрактальной размерностью менее трех.

В некоторых образцах во внешних электрических и магнитных полях обнаружены переходы порядок - хаос - порядок. Причем на отдельных участках исследуемого образца эти переходы обнаруживаются по несколько раз, а на других - всего один раз при одних и тех же внешних параметрах надкритичности. Сделана попытка связать эти неоднозначности с сильно неоднородным распределением электрического поля по образцу и нелинейным взаимодействием мод колебаний внутри образца.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект № 97-02-17623).

[1] В.В. Владимиров, А.Ф. Волков, Е.З. Мейлихов. Плазма полупроводников, 256. М. (1979).

[2] G. A. Held, C. Jeffries, E. E. Haller, Phys. Rev. Lett., **52**, 1037 (1984)

П1-6
**ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МАГНЕТИКАХ
С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ**

В.Д. Бучельников^а, А.Н. Васильев^б, И.Е. Дикштейн^с, В.Г. Шавров^с

^а Челябинский госуниверситет, Челябинск 454021, Россия

^б Московский госуниверситет им. М.В.Ломоносова, Москва 119899, Россия

^с Институт радиотехники и электроники РАН, Москва 103907, Россия

Известно, что некоторые представители семейства сплавов Гейслера испытывают кристаллографически обратимые, термоупругие мартенситные (структурные) превращения, сопровождающиеся эффектом памяти формы. Обычно сплавы с памятью формы являются немагнитными и способы влияния на их форму и размеры ограничиваются напряжениями и температурой. Однако, в Mn-содержащих сплавах Гейслера косвенное обменное взаимодействие между магнитными моментами атомов приводит к ферромагнетизму. Это открывает принципиальную возможность, наряду с напряжениями и температурой, управлять эффектом памяти формы с помощью магнитного поля. Магнитное поле изменяет распределение намагниченности в сплаве и вследствие магнитоупругого взаимодействия может привести к структурному фазовому переходу. В частности, если температуры магнитного и структурного фазовых переходов близки, включение магнитного поля будет вызывать переход из аустенитной парамагнитной фазы в мартенситную ферромагнитную фазу, а его выключение будет сопровождаться обратным переходом.

Среди Mn-содержащих сплавов Гейслера имеется единственное соединение NbMnGa, испытывающее структурное превращение мартенситного типа в ферромагнитной фазе. Для стехиометрического состава температуры ферромагнитного ($T_C = 376$ К) и структурного ($T_M = 202$ К) переходов сильно различаются. Целенаправленным изменением композиции данного соединения можно изменять температуры T_C и T_M . Для реализации этой возможности следует замещать часть атомов Mn на атомы Ni в сплаве. При этом будет увеличиваться расстояние между атомами Mn в сплаве, а, следовательно, уменьшаться обменный интеграл и температура магнитного перехода T_C . С другой стороны, увеличение электронной концентрации при замене части атомов Mn на атомы Ni будет сопровождаться увеличением объема, ограниченного поверхностью Ферми, и повышением температуры структурного перехода. Таким образом, путем частичного замещения Mn на Ni в сплавах $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ может быть достигнуто повышение T_M и снижение T_C вплоть до их совпадения.

В настоящей работе проводится теоретическое и экспериментальное исследование магнитных и структурных фазовых переходов в кубическом ферромагнетике. Обсуждается вопрос о возможности магнитного фазового перехода первого рода типа порядок - беспорядок в $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ и дается оценка влияния магнитного поля и давления на температуру структурного фазового перехода. Приводятся результаты измерения температурных зависимостей магнитной восприимчивости и удельного электросопротивления ферромагнитного сплава $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ в интервале концентраций $X = 0 - 0.20$, на основании которых построена фазовая диаграмма температура - концентрация. Показано, что частичное замещение Mn на Ni приводит к сближению температур структурного T_M и магнитного T_C фазовых переходов. Результаты теоретических исследований фазовой диаграммы и влияния магнитного поля на мартенситный фазовый переход рассматриваемого магнетика находятся в качественном согласии с полученными экспериментальными данными.

Работа поддержана грантом РФФИ № 96-02-19755.

МОДУЛИРОВАННЫЕ СОСТОЯНИЯ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ХИРАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

А. Н. Богданов, А. А. Шестаков

Донецкий физико-технический институт НАН Украины,
340114 Донецк; E-mail: bogdanov@host.dipt.donetsk.ua

В нецентросимметричных (хиральных) конденсированных системах (к ним в частности относятся определенные классы магнетиков, сегнетоэлектриков, жидких кристаллов) имеют место специфические взаимодействия, описываемые в энергии инвариантами, линейными по первым пространственным производным (*инварианты Лифшица*). Подобные взаимодействия могут индуцироваться и в центросимметричных системах магнитными и электрическими полями, а также внешними и внутренними напряжениями.

Известно, что инварианты Лифшица могут приводить к образованию одномерных модулированных структур (геликоидов). В последнее время было показано, что инварианты, линейные по первым пространственным производным, стабилизируют двумерные локализованные состояния (*вихри* или *аксиальные структуры*), а также двумерные модулированные структуры (*вихревые решетки*) [1]. Теория двумерных локализованных и модулированных структур была построена для ферромагнетиков [1], антиферромагнетиков [2], жидких кристаллов [3]. В [4] сообщалось о наблюдении вихревых структур в кубическом магнетике NiMn.

В данной работе проведен анализ условий существования и фазовых переходов между различными модулированными структурами в ряде хиральных систем.

1. В легкоосных ферромагнетиках без центра инверсии вихревая решетка термодинамически устойчива в определенном диапазоне полей. В низких полях фазовым переходом первого рода она переходит в геликоидальную структуру; в высоких полях путем неограниченного роста периода (разбегание вихрей) – в однородное состояние.

2. В кубических гелимагнетиках наряду с известной конической фазой при определенных условиях могут реализоваться циклоидальная спиральная структура и вихревая решетка. Изучены условия фазового перехода первого рода из циклоиды в вихревое состояние. Показано, что экспериментальные результаты по наблюдению модулированных структур в кубических гелимагнетиках MnSi, FeGe, Fe_{1-x}Co_xSi свидетельствуют о существовании в них циклоидальной и вихревой фаз.

3. В нецентросимметричных легкоосных и кубических антиферромагнетиках существует несколько видов одномерных и двумерных модулированных структур. Определены границы существования для каждой из модулированных фаз и условия фазовых переходов между ними. Проведен анализ экспериментальных результатов по наблюдению модулированных состояний в антиферромагнетиках BiFeO₃ и Ba₂CuGe₂O₇.

4. Исследованы двумерные модулированные фазы и локализованные аксиальные структуры в хиральных жидких кристаллах. Показано, что в цилиндрических капиллярах холестериков стабильны аксиальные структуры конечного радиуса. На основе полученных результатов дана интерпретация ряда известных текстур жидких кристаллов.

1. А. Н. Богданов, Д. А. Яблонский ЖЭТФ **95** (1989) 178;
А. Bogdanov, A. Hubert JMMM **138** (1994) 255; phys. stat. sol. (b) **186** (1994)
2. А. Н. Богданов, А. А. Шестаков ФТТ **40** (1998) (в печати)
3. А. Н. Богданов, А. А. Шестаков ЖЭТФ **113** (1998) 1675
4. T. Ando, E. Onto and T. Sato JMMM **163** (1996) 277

**Пленарные доклады
(семинар «Магнитные
фазовые переходы»)**

ОБМЕННОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ В ТЕОРИИ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР

Ю.А.Изюмов

Институт физики металлов Уро РАН,
620219 Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18.
E-mail: izyumov@ifm.e-burg.su

В общем случае магнитная структура кристалла (МС) характеризуется неприводимым представлением его пространственной группы [1]. Базисные функции этого представления задают не только взаимную ориентацию атомных магнитных моментов, но и их ориентацию по отношению к кристаллографическим осям. В ряде случаев целесообразно загрузить описание МС, пренебрегая анизотропными взаимодействиями. Остающаяся обменная часть взаимодействия обладает более высокой симметрией, чем симметрия кристалла (ввиду инвариантности по отношению к вращению спинов), поэтому в обменном приближении МС следует характеризовать неприводимыми представлениями обменной группы. Впервые такой подход был предложен Андреевым и Марченко [2] на основе точечной симметрии кристалла, позволяющей описывать МС макроскопически, т.е. с помощью подрешеток. Микроскопическое описание МС в обменном приближении в терминах пространственной группы было разработано в [3], где сформулировано понятие обменного мультиплета.

При этом подходе описание МС с заданным волновым вектором \mathbf{k} , сколь угодно сложного кристалла сводится к построению базисных функций перестановочного представления его пространственной группы. Для полного расчета возможных МС с заданным \mathbf{k} в обменном приближении необходимо только два массива данных: таблицы неприводимых представлений и таблицы перестановок магнитных атомов в кристалле под действием элементов пространственной группы, которая находится по известным правилам [1].

В качестве примера мы рассматриваем МС в кристалле типа шпинели, по которым имеются обширные экспериментальные данные. Для всех возможных лифшицевских звезд волнового вектора вычислены базисные функции обменного (перестановочного) представления группы симметрии шпинели, представляющие возможные обменные структуры, и вычислены их энергии с учетом обменных взаимодействий в трех координационных сферах. Построена фазовая диаграмма в пространстве обменных интеграллов J_1, J_2, J_3 . Определены границы неустойчивости найденных МС по отношению к длинно-волновым модуляциям, и вычислены волновые векторы этих модуляций через обменные интеграллы. Таким образом получена полная фазовая диаграмма для МС в кристаллах типа шпинели. Известные в литературе нейтронографические данные по этим структурам анализируются с помощью вычисленной фазовой диаграммы. Выявлен ряд нейтронографических данных, противоречащих обменной симметрии и не соответствующих минимуму обменной энергии.

Литература

1. Ю.А.Изюмов, В.Е.Найш, Р.П.Озеров. Нейтронография магнетиков. М.: Атомиздат, 1981.
2. А.Ф. Андреев, В.И. Марченко. ЖЭТФ, 70, 1522 (1976).
3. Yu.A.Izyumov, V.E.Naish, V.N.Syromyatnikov. JMMM, 12, 249 (1979).
4. Ю.А.Изюмов, В.Н.Сыромятников. Поверхность, 1998, №3.

П2-2

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТИПА МАГНИТНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ В
МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ МЕТОДОМ ФМР**

Крейнес Н.М.

Институт Физических Проблем им. П.Л. Капицы, Москва

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ И КРИТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В МОДЕЛЯХ МАГНЕТИКОВ МЕТОДАМИ МОНТЕ-КАРЛО

Муртазаев А.К., Камилов И.К., Алиев Х.К.

Институт физики ДНЦ РАН

367003, г.Махачкала, ул.М.Ярагского, 94, E-mail: kamilov@datacom.ru

Изучение проблемы фазовых переходов и критических явлений в конденсированных средах все еще остается одной из центральных задач статистической физики. Наиболее плодотворными в решении этой проблемы оказались идеи, заложенные в гипотезе скейлинга и универсальности, в методе ренормализационной группы (РГ) и ε -разложения [1]. Метод РГ и ε -разложения является, к тому же, наиболее эффективным теоретическим методом расчета критических параметров. Обычно при описании критического поведения решеточных систем, подверженных фазовому переходу второго рода, используют модели Изинга и Гейзенберга, а также их различные модификации. На основе этих моделей вышеупомянутыми методами получена обширная информация о поведении различных термодинамических величин в широком диапазоне температур и других параметров.

В последние годы в этой области происходят важные изменения. С одной стороны, центр тяжести теоретических исследований сместился в сторону изучения более реалистичных систем и учета многочисленных факторов, не рассматриваемых в моделях первого приближения. При этом все возрастающую роль играют методы вычислительной физики, в частности, методы Монте-Карло (МК) [2]. С другой стороны, значительное увеличение вычислительных мощностей современных ЭВМ и разработка высокоэффективных методов МК специально предназначенных для исследования критической области в сочетании с оригинальными методами анализа МК данных позволяют получать результаты, которые по точности не только не уступают лучшим данным других методов, но и зачастую превосходят их [3]. Важным достоинством методов МК является и то, что они позволяют исследовать сложные и реалистичные гамильтонианы, труднодоступные другим теоретическим методам, получая при этом значительный объем сопутствующей информации.

В данной работе, нами методом МК исследованы, критические свойства модели реального антиферромагнетика Cr_2O_3 .

Гамильтониан этой модели может быть представлен в следующем виде:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J_1(\vec{\mu}_i \vec{\mu}_j) - \frac{1}{2} \sum_{k,l} J_2(\vec{\mu}_k \vec{\mu}_l) - D \sum_i \mu_{iz}^2, \quad |\vec{\mu}_i| = 1;$$

где первая сумма учитывает взаимодействие каждого спина с одним ближайшим соседом (параметр взаимодействия $J_1 < 0$), вторая – с тремя следующими (параметр взаимодействия $J_2 < 0$), D – константа одноионной анизотропии.

Расчеты проводились как для малой частицы Cr_2O_3 сферической формы с диаметрами $d=24.0; 28.4; 32.8; 34.8; 41.82; 46.4; 48.64\text{\AA}$, которые содержали $N=286; 508; 760; 908; 1602; 2170; 2502$ спинов соответственно, так и для систем с периодическими граничными условиями (ПГУ). Системы с ПГУ содержали $N_{\text{эф}}=500; 864; 1372; 2048; 2916; 4000$ спинов.

В частицах Cr_2O_3 доля поверхностных спинов менялась от 46,8% для самой маленькой до 22,8% для частицы с $N=2502$. По данным МК исследований нами рассчитаны эффективные значения статических критических индексов α, β, γ и критических амплитуд малых частиц Cr_2O_3 . При этом установлено, что значения статических индексов не зависят от числа спинов в частице и, следовательно, от доли поверхностных спинов. В ходе зависимости подрешеточной намагниченности m от приведенной температуры $t=(T-T_N)/T_N$ наблюдаются признаки, характерные для кроссовера от Гейзенберговского критического поведения к Изинговскому.

МК данные, полученные для систем с ПГУ, аппроксимировались как традиционными степенными зависимостями, так и с использованием представлений конечно-размерного скейлинга [3]. Эффективные значения критических индексов α, β, γ , полученные обоими способами, хорошо согласуются между собой. Данные наших экспериментов свидетельствуют о том, что значения критических индексов и характер критического поведения в значительной мере определяется соотношением между анизотропией и обменом $D/|J|$.

Все результаты МК расчетов сопоставлены с данными лабораторных экспериментов и теоретических предсказаний.

1. А.З.Паташинский, В.Л.Покровский. Флуктуационная теория фазовых переходов. Наука. М. (1982).
2. К.Binder, ed. Monte-Carlo Simulation in Condensed Matter Physics (Springer, Heidelberg, 1992).
3. D.P.Landau. Physica A, 205, 41-64, (1994).

П2-4

**ПОВЕРХНОСТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ I РОДА В
ФЕРРОМАГНЕТИКАХ.**

¹Звездин А.К., ²Мусаев Г.Г., ²Казбеков К.К.

¹Институт общей физики РАН, Москва,

²Дагестанский государственный университет, Махачкала.

CRITICAL BEHAVIOR OF 2D SPIN MODELS WITH WEAK DISORDER

B.N.Shalaev

A.F.Ioffe Physical and Technical Institute, Russian Academy of Sciences,
194021, Polytechnicheskaya str.,26, St.Petersburg , RUSSIA
E-MAIL: shalaev@izing.ioffe.rssi.ru

The effects of disorder on the phase transitions in two-dimensional (2D) condensed matter systems ranging from physisorbed layers to surfaces, from layered structures to Abrikosov vortex lattices is the subject of intense investigations by both the theoretical and experimental points of views. The presence of quenched disorder in crystal surfaces, thin films and physisorbed layers is still somewhat of a novel playground for experiments. There are some new interesting aspects to be checked and predictions to be verified, namely the super-universality in the critical behavior in random discrete-symmetry 2D systems. It means that the critical behavior of a large class 2D quenched disordered systems are described by critical exponents of the Ising model universality class [1,2].

Here the critical behavior of 2D anisotropic systems with weak quenched disorder described by the so-called generalized Ashkin-Teller model (GATM), including the Ising model with random bonds, the dilute Baxter model, the impure N-color Ashkin-Teller model, and minimal conformal field theory models (MCFTM) with $c < 1$ (with c being the central charge) perturbed by randomness is considered. It turns out that near criticality the GATM is equivalent to a finite set of Ising planes coupled together through their local energy densities [1,2]. Using the Grassmann path integral representation for the partition function of the 2D Ising model and the replica trick the effective action may be rewritten in terms of a 2D multifermion field theory similar to the Gross-Neveu model with a few independent quartic coupling constants [1,2]. From renormalization group calculations for this model it follows that in contrast to the 2D Ising model with random bonds a weak quenched disorder is irrelevant near a Curie point. In a critical region the model was found to be equivalent to two decoupled M- and N-color pure Ashkin-Teller model [2]. The exact critical temperature dependences of the correlation length, susceptibility, specific heat and spontaneous magnetization are identical to those of the Ising model apart from some logarithmic factors. At criticality the two-point correlation function of order parameter and equation of state coincide to the corresponding ones in a pure Ising system due to Kramers-Wannier duality. All the above models except MCFTM were found to belong to the Ising model universality class [2].

We have also calculated the critical exponent of the correlation length ν in the 3-loop approximation for conformal field theory models with the central charge $c=1-6/m(m+1)$, ($m=3,4,\dots$), perturbed by the quenched randomness. In particular, for the 3- and 4-state Potts models ($m=5$, and $m=\infty$, respectively) the random critical exponent values are as follows $\nu(5)=1.018$; $\nu(\infty)=1.081$. The critical exponents of the specific heat α are small and positive in all cases in full agreement with the Harris criterion and a satisfactory agreement with recent Monte Carlo simulation results [5]. Notice also that the 3-loop numerical values for the critical exponent η were shown to be in the close vicinity of the Ising model value $\eta=0.25$ [3,4]. The critical exponents of disordered MCFTM were calculated in the framework of perturbation theory in powers of $\varepsilon=c-0.5$ developed by V.I.S.Dotsenko, M.Picco, and P.Pujol in [3]. The numerical values of critical exponents for dilute MCFTM are very close to those of the perfect 2D Ising model [3,4].

This result supports the conjecture of a superuniversality for the 2D disordered models with discrete symmetries. For the minimal conformal field theory models, however, (for instance, the 3- and 4-state Potts models), superuniversality holds only approximately, but remarkably to a high degree accuracy [2]. Renormalization group flows exhibit rounding the fluctuation-driven first-order phase transitions by randomness [2,6].

- [1] B.N.Shalaev, Phys. Reports, 237 (1994), 129
- [2] G.Jug, and B.N.Shalaev, Phys.Rev. B 54 (1996), 3442
- [3] V.I.S.Dotsenko, M.Picco, and P.Pujol, Nucl.Phys. B 455 (1995), 701.
- [4] P.Pujol, Europhys. Lett., 35 (1996), 283.
- [5] L.Schwenger, K.Budde, C.Voges, and H.Pfnur, Phys.Rev.Lett., 73 (1994), 296
- [6] J.L.Cardy, J.Phys., A29 (1996), 1897

**RENORMALIZATION GROUP AND HIGHER-ORDER COUPLING CONSTANTS
FOR ISING AND HEISENBERG MODELS**

A. I. Sokolov, E. V. Orlov, V. A. Ul'kov, S. S. Kashtanov

Saint Petersburg Electrotechnical University,
Professor Popov Street 5, St. Petersburg, 197376, Russia
E-mail: ais@sokol.usr.etu.spb.ru

The Ising and the Heisenberg (n -vector) models play a very important role in the theory of phase transitions. They describe critical phenomena in uniaxial and Heisenberg ferromagnets, simple fluids and binary mixtures, superconductors and Bose superfluids, etc. The n -vector model is relevant to asymptotic regimes of the critical behaviour of helium-3 ($n = 18$) and neutron star matter ($n = 10$) undergoing phase transitions into triplet superfluid states as well as to those of the quark-gluon plasma in quantum chromodynamics. In the critical region these models are thermodynamically equivalent to the 3D Euclidean field theory of $\lambda\varphi^4$ type and may be treated by the renormalization group (RG) technique which proved to be very efficient tool for studying both qualitative features of phase transitions and calculating the critical exponents [1-4].

Recently, the higher-order renormalized coupling constants g_{2k} became the target of intensive theoretical studies. These constants being related to non-linear susceptibilities χ_{2k} and entering the scaling equation of state are universal at criticality, i.e. possess under $T \rightarrow T_c$ the values which depend only on the system dimensionality and the symmetry of the order parameter. Calculation of the universal values of g_{2k} for 3D Ising model by various methods has shown that the field-theoretical RG approach in fixed dimensions generating rapidly converging iteration schemes yields most accurate numerical estimates [4-8]. It is natural therefore to employ this technique for determination of the renormalized coupling constants for other basic models.

In the report, the coupling constants g_6 and g_8 for the 3D n -vector model as well as g_6 for the 2D Ising model are calculated by means of field-theoretical RG approach in fixed dimensions. The critical behaviour of these models is described by Euclidean scalar field theory with the Hamiltonian:

$$H = \int d^d x \left[\frac{1}{2} (m_0^2 \varphi_a^2 + (\nabla \varphi_a)^2) + \lambda (\varphi_a^2)^2 \right], \quad (1)$$

where a bare mass squared m_0^2 is proportional to $T - T_c^{(0)}$, $T_c^{(0)}$ being the phase transition temperature in the absence of the order parameter fluctuations. Taking fluctuations into account results in renormalizations of the mass $m_0 \rightarrow m$, the field $\varphi = \varphi_R \sqrt{Z}$, and the coupling constant λ : $\lambda = m^{4-d} Z_4 g_4 / Z^2$. Moreover, thermal fluctuations give rise to higher-order terms in the expansion of the free energy in powers of the magnetization M :

$$F(M, m) = F(0, m) + \sum_{k=1}^{\infty} g_{2k} m^{d+k(2-d-\eta)} M^{2k}, \quad (2)$$

where η is the Fisher exponent. In the critical region, where fluctuations are so strong that they completely screen out the initial (bare) interaction, the behaviour of the system becomes universal and dimensionless effective couplings g_{2k} approach their asymptotic limits g_{2k}^* .

To estimate g_6^* and g_8^* we calculate RG expansions for g_6 and g_8 and then apply Pade-Borel-Leroy resummation technique to get proper numerical results. Since accurate enough

estimates may be extracted only from sufficiently long RG series we find g_6 and g_8 in the four-loop and three-loop approximations, respectively. The renormalized perturbative series are obtained from conventional Feynman graph expansions in bare coupling constant λ which is expressed perturbatively in terms of renormalized coupling constant g_4 . As was recently shown [5,7,8] the one-, two-, three-, and four-loop contributions to g_6 are formed by 1, 3, 16, and 94 one-particle irreducible Feynman graphs while g_8 in the three-loop order is given by 1, 5, and 36 graphs, respectively. For the sextic coupling constant of the 3D n -vector model our calculations give:

$$g_6 = \frac{9}{\pi} g_4^3 \left(\frac{n+26}{27} - \frac{17n+226}{81\pi} g_4 + A(n)g_4^2 - B(n)g_4^3 \right). \quad (3)$$

The expressions for the functions $A(n)$ and $B(n)$ are too lengthy and presented in the report which contains also the three-loop RG expansion for g_8 .

Such series are known to be divergent (asymptotic) but they may generate convergent iteration procedures when some resummation method, say, the Pade-Borel-Leroy technique is applied. With the four-loop expansion in hand, we can construct three different Pade approximants (PA) for the Borel transform: [2/1], [1/2], and [0/3]. To obtain proper approximation schemes, however, only diagonal [L/L] and near-diagonal PA's should be employed. That's why we limit ourselves with approximants [2/1], [1/2] and [1/1]. The Borel-Leroy integral is evaluated as a function of the shift parameter b under $g_4 = g_4^*$. The optimal value of b providing the fastest convergence of the iteration scheme is then determined from the condition that PA's employed should give, for $b = b_{opt}$, the values of g_6^* which are as close as possible to each other. Finally, the average over three estimates for g_6^* is found and claimed to be a numerical value of this coupling constant. The numbers thus found for $n = 1, 2, \dots, 40$ are presented in the report; their numerical accuracy is shown to be no worse than 0.5%. For g_8^* such a machinery provides much less accurate results because of smaller length and stronger divergence of the RG series available.

For the 2D Ising model Pade-Borel-Leroy resummation of the four-loop RG expansion gives $g_6^* = 1.10$, $R_6 = (g_6^*)/(g_4^*)^2 = 2.94$ [9]. Differences between these numbers and their exact counterparts are argued to be no more than 5%. Comparison of the RG estimates found with others obtained by different methods shows that they are in a very good agreement with those deduced recently from the high-temperature series [10] and consistent with the results originating from the ε -expansion for R_6 [9,11].

- [1] G. A. Baker, B. G. Nickel, and D. I. Meiron, Phys. Rev. B **17**, 1365 (1978).
- [2] J. C. Le Guillou and J. Zinn-Justin, Phys. Rev. B **21**, 3976 (1980).
- [3] S. A. Antonenko and A. I. Sokolov, Phys. Rev. E **51**, 1894 (1995).
- [4] A. I. Sokolov, Fizika Tverdogo Tela **40**, No 7 (1998);
- [5] A. I. Sokolov, Fizika Tverdogo Tela **38**, 640 (1996) [Phys. Solid State **38**, 354 (1996)].
- [6] R. Guida and J. Zinn-Justin, Nucl. Phys. B **489**, 626 (1997).
- [7] A. I. Sokolov, V. A. Ul'kov, and E. V. Orlov, J. Phys. Studies **1**, 362 (1997).
- [8] A. I. Sokolov, E. V. Orlov, V. A. Ul'kov, Phys. Lett. A **227**, 255 (1997).
- [9] A. I. Sokolov and E. V. Orlov, cond-mat/9804008.
- [10] S.-Y. Zinn, S.-N. Lai, and M. E. Fisher, Phys. Rev. E **54**, 1176 (1996).
- [11] A. Pelissetto and E. Vicari, Nucl. Phys. B, in press, cond-mat/9801098.

П2-7

**ОБНАРУЖЕНИЕ ТОРОИДАЛЬНОГО СПИНОВОГО
УПОРЯДОЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ GaFeO₃.**

Попов Ю.Ф., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Воробьев Г.П.
Московский государственный университет, Москва.

**СПОНТАННЫЕ И ИНДУЦИРОВАННЫЕ ПОЛЕМ МАГНИТНЫЕ
ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ИНТЕРМЕТАЛЛИДАХ $R\text{Mn}_2\text{Ge}_2$
(R – РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ И Y).**

**И.Ю. Гайдукова, Го Гуанхуа, С.А. Грановский, И.С. Дубенко,
Р.З. Левитин, А.С. Маркосян, В.Е. Родимин, А.Ю. Соколов, Д.А. Филиппов.**
Физический факультет Московского Государственного Университета им.
М.В.Ломоносова.

В интервале температур 4.2-800 К измерены магнитные (намагниченность и магнитная восприимчивость) и магнитоупругие (магнито-стрикция) свойства интерметаллических соединений $R\text{Mn}_2\text{Ge}_2$ (R - редкоземельные элементы и иттрий). При этих же температурах изучены параметры кристаллической решетки интерметаллидов рентгеновским методом. Главное внимание уделяется исследованию спонтанных и индуцированных полем магнитным фазовых переходов. Они обсуждаются в модели, учитывающей, что магнитная структура этих соединений состоит из чередующихся слоев магнитных моментов редкой земли и марганца. При этом принимается во внимание, что, как было показано ранее, знак и величина межслойного обменного взаимодействия сильно зависит от межатомных расстояний.

Работа поддержана РФФИ (гранты + 96-02-16373а, + 96-02-16846), РФФИ-INTAS (грант + 95-641), INTAS (грант + 96-06-30) и грантом поддержки научных школ (грант + 96-15-96429).

ОСОБЕННОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ФАЗ В СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ Fe-Rh ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Асадов С.К.¹⁾, Баранов Н.В.²⁾, Завадский Э.А.¹⁾, Каменев В.И.¹⁾, Каменев К.В.³⁾,
Максимов И.С.¹⁾, Тодрис Б.М.¹⁾

¹⁾ Донецкий физико-технический институт НАН Украины; 340114, Украина, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72; E-mail: kamenev@host.dipt.donetsk.ua

²⁾ Институт физики и прикладной математики Уральского государственного университета; 620083, Екатеринбург, Россия;

³⁾ Warwick University, Coventry CV4 7AL, UK.

Сплавы на основе Fe-Rh представляют интерес в связи с существующим в них фазовым переходом (ФП) 1-го рода между высокотемпературным ферромагнитным (ФМ) и низкотемпературным антиферромагнитным (АФ) состояниями, а также с чрезвычайно высокой чувствительностью ФП к изменению химического состава и внешних условий. В данной работе исследовано влияние давления на устойчивость магнитных фаз в сплавах замещения $(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_{49}\text{Rh}_{51}$.

Введение в сплав атомов Ni стабилизирует ФМ состояние. С ростом их концентрации температура ФП ФМ-АФ T_t резко снижается от 320 К при $x = 0$ до 150 К при $x = 0.035$. Дальнейшее повышение содержания Ni полностью подавляет АФ фазу: образцы с $x > 0.035$ не испытывают фазовый переход и остаются ферромагнитными до 0 К. Давление, наоборот, стабилизирует АФ фазу. В сплавах с $x < 0.035$ оно повышает T_t ($dT_t/dP \sim 13$ К/кбар), а в сплавах с $x > 0.035$ индуцирует АФ состояние и восстанавливает ФП ФМ-АФ. Противоположность эффектов изменения концентрации Ni и давления определяет уникальный вид построенных на основании результатов работы Р-Т-диаграмм магнитных фаз для образцов с $x = 0.025, 0.040$ и 0.045 . Характерной для Р-Т-диаграмм является ярко выраженная нелинейность границ возникновения АФ состояния в образцах с $x = 0.040$ и 0.045 . В них АФ состояние возникает по достижении некоторого критического давления P_k , немонотонно зависящего от температуры. Для $x = 0.045$ значение P_k минимально при $T_k = 60$ К и составляет 1.55 кбар. Для $x = 0.040$ значение P_k несколько ниже. Повышение и понижение температуры по отношению к T_k приводит к относительно быстрому и медленному повышению P_k соответственно. Граница исчезновения АФ фазы для всех трех образцов представляет прямую линию, распространяющуюся от $P = 0$.

Таким образом, заключенный между границами возникновения и исчезновения АФ фазы участок гистерезисов в случае $x = 0.025$ трансформируется с ростом концентрации Ni в обширную сложной формы область метастабильных состояний, где в зависимости от предыстории образца может реализоваться либо АФ либо ФМ фаза. Эта область прилегает к оси нулевых давлений, что позволяет индуцированному давлением АФ состоянию сохраняться при атмосферном давлении. Оно необратимо исчезает при нагреве образца.

Нетривиальное поведение исследованных образцов под давлением приводит к необходимости пересмотра и коррекции ряда представлений о магнитных фазовых переходах 1-го рода порядок-порядок, возникших в связи со свойствами сплавов на основе Fe-Rh и получивших широкое распространение в дальнейшем. Прежде всего это касается обменно-инверсионной модели Киттеля, основанных на ней методик определения границ лабильности магнитных фаз, а также зонных подходов в объяснении свойств указанных сплавов.

**Семинар, посвященный
памяти академика
А.С. Боровика-Романова**

**О ХАРАКТЕРЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА
«СУПЕРПАРАМАГНЕТИЗМ - ПАРАМАГНЕТИЗМ»**

Т.А.Бушина, В.И.Николаев

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

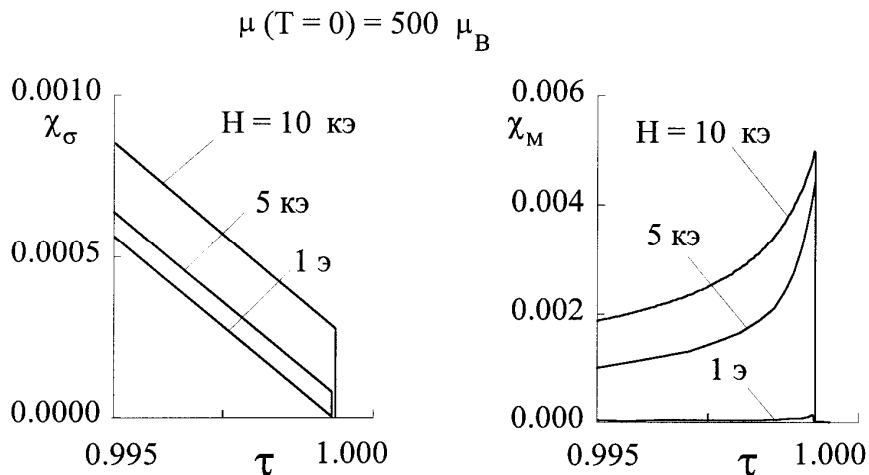
119899, Москва, Воробьевы горы

E-mail: vnik@cs.msu.su

Систему малых магнитных частиц можно рассматривать как удобный модельный объект исследования при изучении магнитных фазовых переходов. Случай «массивных» частиц рассматривался в многочисленных работах – как экспериментальных, так и теоретических. Однако вопрос о характере магнитного фазового перехода в системе ультрамалых (суперпарамагнитных) частиц изучен сравнительно мало. Это связано, по-видимому, с трудностями получения высокодисперсных фракций с достаточно большой степенью однородности частиц по составу и размерам.

В данной работе предпринята попытка термодинамического описания фазового перехода «суперпарамагнетизм - парамагнетизм» на основе теории молекулярного поля и модели Ланжевена. Объектом рассмотрения служил ансамбль невзаимодействующих суперпарамагнитных частиц, одинаковых по размерам и свойствам.

На рисунке показаны расчетные зависимости магнитных восприимчивостей $\chi_\sigma \equiv (1/M_0)(\partial\sigma/\partial H)_T$ и $\chi_M \equiv (1/M_0)(\partial M/\partial H)_T$ от температуры (σ - «измеряемая на опыте» удельная намагниченность, M и M_0 - удельная намагниченность, соответствующая «релаксирующему» моменту частицы $\vec{\mu}$, при некоторой температуре T и при абсолютном насыщении). Согласно результатам анализа температурно-полевых зависимостей величин σ , M , χ_σ , χ_M , фазовый переход «суперпарамагнетизм - парамагнетизм» в рамках рассматриваемой модели во внешнем магнитном поле $H \neq 0$ соответствует фазовому переходу второго рода в классификации Эренфеста: намагниченность меняется непрерывным образом, тогда как восприимчивость терпит разрыв. При $H=0$ переход «суперпарамагнетизм - парамагнетизм» происходит еще более «мягко»: магнитная восприимчивость также оказывается непрерывной («фазовый переход третьего рода»).



**ПРЕВРАЩЕНИЕ ГЕЛИКОИДАЛЬНЫХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ
Lu₂Fe₁₇ И Ce₂Fe₁₇ В ФЕРРОМАГНЕТИКИ ВСЛЕДСТВИЕ ЧАСТИЧНОГО
ЗАМЕЩЕНИЯ В НИХ Fe НА Si ИЛИ Al**

А.Г. Кучин, А.С. Ермоленко, В.И. Храбров

Институт физики металлов УрО РАН, 620219 Екатеринбург ГСП-170

ул.С.Ковалевской 18, E-mail, WEB-site: kuchin@imp.uran.ru

Редкоземельное (R) соединение R₂Fe₁₇ в случае R=Ce или Lu является геликоидальным антиферромагнетиком, а в случае R=Y - коллинеарным ферромагнетиком [1-3]. Однако магнитное состояние последнего сплава становится таким же, как у первых двух, под действием гидростатического давления менее 10 кбар [3]. Перечисленные свойства соединений R₂Fe₁₇ обычно объясняются в модели локализованных моментов сильной конкуренцией положительных и отрицательных обменных взаимодействий Fe-Fe. Ионы Fe взаимодействуют ферромагнитно или антиферромагнитно, если расстояние между ними больше или меньше 0,25 нм, соответственно. В соединениях R₂Fe₁₇ расстояния между ближайшими ионами Fe колеблются вблизи этого критического значения. Ионы Lu⁺³ и Ce⁺⁴ имеют наименьшие радиусы в ряду лантанидов, тогда как ион Y⁺³ несколько больше их. Благодаря этому, в соединениях Lu₂Fe₁₇ и Ce₂Fe₁₇ ионы Fe взаимно расположены ближе, чем в других соединениях R₂Fe₁₇. В результате, антиферромагнитные обменные взаимодействия Fe-Fe в соединениях Lu₂Fe₁₇ и Ce₂Fe₁₇ доминируют при нормальном атмосферном давлении, а в соединении Y₂Fe₁₇ - при его сжатии.

Ранее был обнаружен эффект, который противоречит вышеизложенным представлениям. Было установлено, что температура Кюри (T_c) ферромагнетиков R₂Fe₁₇ резко увеличивается при частичном замещении в них Fe на Si [4]. При этом кристаллическая решетка псевдобинарных сплавов сжимается и замещение носит статистический характер, что в модели локализованных моментов должно приводить, наоборот, к снижению их T_c. С этой точки зрения, более понятен рост T_c ферромагнетиков R₂Fe₁₇ при частичном замещении в них Fe на Al, поскольку в этом случае замещение сопровождается заметным расширением кристаллической решетки сплавов (см. [4]).

В связи с вышеизложенным, характер изменения магнитного состояния сплавов Lu₂Fe₁₇ и Ce₂Fe₁₇ при частичном замещении в них Fe на Si заранее не очевиден. С одной стороны, такое замещение должно привести к взаимному сближению в сплавах ионов Fe, что должно способствовать усилению антиферромагнитных обменных взаимодействий Fe-Fe в сплавах замещения и сохранению в них геликоидальной магнитной структуры исходных бинарных сплавов. В то же время, экспериментально установленное усиление положительных обменных взаимодействий Fe-Fe в ферромагнетиках R₂Fe_{17-x}Si_x, по сравнению с R₂Fe₁₇, может обусловить ферромагнитное упорядочение сплавов Lu₂Fe_{17-x}Si_x и Ce₂Fe_{17-x}Si_x.

Были синтезированы и изучены методами магнитных измерений сплавы R₂Fe_{17-x}M_x, R=Lu, Ce, M=Si, Al, x=0; 1,7. Они имеют кристаллическую структуру типа Th₂Ni₁₇ (сплавы с Lu) или Th₂Zn₁₇ (сплавы с Ce). По мере замещения Fe на Si или Al, кристаллическая решетка сплавов сжимается или расширяется, соответственно. Полученные в работе результаты для бинарных сплавов Lu₂Fe₁₇ и Ce₂Fe₁₇ близки к ранее опубликованным [1,2,5-9]. Во время выполнения работы, в литературе появились результаты исследования структурных и магнитных свойств сплавов Ce₂Fe_{17-x}M_x, M=Si, Al [10,11], с которыми у нас также нет больших расхождений. Псевдобинарные сплавы Lu₂Fe_{17-x}M_x, M=Si, Al синтезированы и изучены впервые.

Были сняты температурные зависимости начальной восприимчивости $\chi(T)$ и намагниченности $M(T)$ сплавов в магнитных полях до 3,2 МА/м. Для псевдобинарных сплавов эти зависимости имеют вид, типичный для коллинеарных ферромагнетиков, и качественно отличаются от случая исходных бинарных сплавов. Были сняты кривые намагничивания на свободных порошках при $T=4,2$ К в полях до 5 МА/м. Парапроцесс для всех сплавов практически отсутствует, но для бинарных сплавов насыщение достигается в заметно более высоких внешних магнитных полях, по сравнению с псевдобинарными. По-видимому, это различие объясняется постепенным ориентированием вдоль внешнего магнитного поля магнитных моментов ионов железа в магнетиках $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ и $\text{Ce}_2\text{Fe}_{17}$, имеющих неколлинеарную магнитную структуру.

Для анализа зависимостей $M(T)$ были привлечены представления о температуре Кюри как о линии фазовых переходов в плоскости $(H-T)$, развитые в работе [12]. В случае псевдобинарных сплавов, графики в осях $[T_C(H), H^2]$ имеют линейный вид, в соответствии с выводами теории магнитного фазового перехода второго рода для ферромагнитного образца конечных размеров [12].

Таким образом, в системах $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17-x}\text{M}_x$ и $\text{Ce}_2\text{Fe}_{17-x}\text{M}_x$ ($M=\text{Si}$ или Al) реализуется концентрационный магнитный фазовый переход “геликоидальный антиферромагнетик - коллинеарный ферромагнетик”. Механизм этого перехода непонятен (см. также [10,11]) и будет проясняться в ходе дальнейшего исследования сплавов. Ранее мы показали [13], что рост T_C сплава Y_2Fe_{17} при частичном замещении в нем Fe на Si или Al можно объяснить в рамках спин-флуктуационной модели Муна-Вольфарта [14] резким уменьшением плотности состояний на уровне Ферми. По-видимому, обнаруженный в системах $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17-x}\text{M}_x$ и $\text{Ce}_2\text{Fe}_{17-x}\text{M}_x$ ($M=\text{Si}$ или Al) концентрационный магнитный фазовый переход также обусловлен изменением электронной структуры сплавов, вызванным изменением их составов.

Авторы выражают благодарность В.С.Гавико за проведение рентгеноструктурных измерений и Н.В.Мушникову за синтез сплавов.

Работа частично поддержана РФФИ (проект 98-02-16165).

1. D. Givord, R. Lemaire. Proceedings ICM-73, Moskow, v. III (1974) 492.
2. R. Plumier, M. Sougi. *ibid* 487.
3. А.С. Андрееенко, А.С. Никитин и др. ФТТ 33 (1991) 2463.
4. R. van Mens. JMMM 61 (1986) 24.
5. K.H.J. Buschow, J.S. van Wieringen. *phys. stat. solidi* 42 (1970) 231.
6. D. Givord, F. Givord, R. Lemaire. *J. de Physique* 32 C1 (II) (1971) 668.
7. D. Givord, R. Lemaire. *C. R. Acad. Sc. Paris* 274 B (1972) 1166.
8. K. Strnat, G. Hoffer, A.E. Ray. *IEEE Trans. Magn. MAG-2* (1966) 489.
9. F. Weitzer, K. Hiebl, P. Rogl. *J. Appl. Phys.* 65 (1989) 4963.
10. D.P. Middleton, Z. Hu, W.B. Yelon et al. *J. Appl. Phys.* 78 (1995) 5568.
11. S.R. Mishra, Gary J. Long et al. *J. Appl. Phys.* 79 (1996) 3145.
12. И.К. Камиллов, Х.К. Алиев. *Успехи физических наук* 140 (1983) 639.
13. A.G. Kuchin, N.I. Kourov et al. *phys. stat. solidi (a)* 155 (1996) 479.
14. Mohn P., Wohlfarth E.P. *J. Phys. F: Metal. Phys.* 17 (1987) 2421.

**СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В
МОНОКРИСТАЛЛАХ $RFe_{11}Ti$ ($R=Tb, Dy, Er$) И ИХ ГИДРИДАХ****И.С. Терешина**Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет 119899, Москва, Воробьевы горы, Россия

Целью настоящей работы явилось исследование спин-переориентационных фазовых переходов (СПП) в монокристаллах $RFe_{11}TiH_x$ ($x = 0, 1$) с тетрагональной кристаллической структурой $ThMn_{12}$. Хотя исследованию СПП в этих соединениях и посвящен целый ряд работ (проводились измерения температурной зависимости намагниченности и магнитной восприимчивости), однако данные о температурах T_{sp} и характере СПП остаются крайне противоречивы, поскольку измерения проводились в основном на порошковых ориентированных образцах.

В данной работе проведены измерения механических вращающих моментов $L(\theta)$ и продольной магнестрикции λ монокристаллов $RFe_{11}Ti$ и их гидридов. Образцы для исследования были получены методом индукционной плавки в атмосфере либо чистого аргона. Далее проводился гомогенизирующий отжиг и охлаждение расплава по специально подобранному режиму. В результате такой процедуры были получены монокристаллы массой до 50 мг. Контроль качества образцов осуществлялся рентгенографическими и металлографическими методами. На полученных монокристаллических образцах были проведены магнитные измерения. Следующим этапом данной работы явилось гидрирование этих же самых образцов. Для гидрирования применялся водород с содержанием примесей $10^{-3} - 10^{-4} \%$, полученный разложением гидрида $La-Ni_5H_{6+x}$. Взаимодействие исходного материала с водородом проходило в вакууме при $T=473K$ и давлении водорода $10^5 Pa$ на установке, где контролировалось количество прореагировавшего водорода. Процесс гидрирования не привел к разрушению монокристаллов. Полученные образцы были вновь исследованы рентгенографически и проведены магнитные измерения. Измерения $L(\theta)$ проводилось с помощью магнитного анизометра в интервале температур 77-600K в магнитных полях до 13 кЭ. Образцы имели форму диска диаметром $d = 4$ мм и толщиной $l = 0,4$ мм. Плоскости дисков содержали кристаллографические плоскости (110), (001) и (100). Исследование полевых, температурных и угловых зависимостей магнестрикции λ проводилось в интервале температур 77-400K в магнитных полях до 13 кЭ. Для измерений использовался тензометрический метод. Измерения проводились на тех же самых образцах, на которых были получены кривые механических вращающих моментов $L(\theta)$. Тензодатчик наклеивался на поверхность диска параллельно оси c - кристаллографическое направление [001]. Магнитное поле было приложено в плоскости дисков.

Было установлено, что гидрирование приводит к увеличению параметров кристаллической решетки a и c и объема элементарной ячейки V (в среднем на 1%) без изменения структуры. Кроме того, процесс внедрения легких элементов, таких как водород, в кристаллическую структуру исходных соединений можно рассматривать как процесс образования соединений с совершенно новыми магнитными свойствами.

В соединениях $RFe_{11}TiH_x$ ($R = Tb, Dy, Er$) наблюдалось увеличение температуры Кюри в среднем на 40K. Подобное увеличение наблюдалось ранее в соединениях с немагнитным редкоземельным металлом – иттрием [1]. Известно, что температура Кюри в данных соединениях определяется в основном обменными взаимодействиями внутри 3d – подрешетки. Следовательно, гидрирование приводит к увеличению межатомных расстояний между атомами Fe и к уменьшению отрицательных обменных взаимодействий, что приводит к возрастанию T_c .

Намагниченность насыщения также возрастает при гидрировании. Увеличение намагниченности составляет в среднем 13%.

Однако наиболее значительные изменения при гидрировании происходят с магнитной анизотропией соединений. В монокристалле $\text{DyFe}_{11}\text{Ti}$ происходят два СПП при изменении температуры. Первый СПП наблюдается при $T_{\text{SP1}} < 248\text{K}$, где магнитный момент соединения M_s плавно отклоняется от оси c в плоскости (100). Зависимость угла отклонения θ от приведенной температуры следует закону: $\theta = \chi(T - T_{\text{SP1}})^{1/2}$, где $\chi = 0.075\text{K}^{-1/2}$. Максимальное значение угла $\theta_{\text{max}} = 45^\circ$ достигается при $T_{\text{SP2}} = 122\text{K}$, при охлаждении ниже этой температуры изменение угла происходит скачком, в результате чего магнитный момент соединения ориентируется в базисной плоскости. В монокристалле $\text{DyFe}_{11}\text{TiH}$ наблюдается только один фазовый переход второго рода ($T_{\text{SP}} = 250\text{K}$), при котором магнитный момент плавно выходит из базисной плоскости и отклоняется к оси c при увеличении температуры (при $T > T_{\text{SP}}$).

В соединении $\text{TbFe}_{11}\text{Ti}$ наблюдается СПП переход первого рода ($T_{\text{SP}} = 325\text{K}$) типа «плоскость осей легкого намагничивания» – «ось легкого намагничивания» при увеличении температуры. После гидрирования образца магнитная анизотропия увеличивается и СПП вообще не наблюдается вплоть до T_c .

В соединении $\text{ErFe}_{11}\text{Ti}$ спин-переориентационный переход происходит ниже температуры кипения жидкого азота ($T_{\text{SP}} = 54\text{K}$). В отличие от атомов тербия и диспрозия, которые имеют отрицательный фактор Стивенсона α_L , эрбий характеризуется положительным значением α_L . Эффекты гидрирования существенно зависят от строения электронной 4f - подоболочки индивидуальных редкоземельных ионов. В результате гидрирования монокристалла $\text{ErFe}_{11}\text{TiH}$ происходит усиление одноосной анизотропии.

В структуре ThMn_{12} водород может занимать два типа позиций: октаэдрические и тетраэдрические. Согласно литературным данным [2], водород предпочитает внедряться в позиции 2b, располагаясь вдоль тетрагональной оси c . Элементы внедрения, такие как водород, оказывают сильное влияние на локальные кристаллические электрические поля, действующие на редкоземельные ионы. Эти поля ориентируют магнитные моменты РЗ ионов, а величина этих полей определяет величину констант магнитной анизотропии.

Анализ наших экспериментальных данных, а также литературных [3] показывают, что параметр кристаллического поля (КП) A_{20} для соединений с кристаллической структурой ThMn_{12} относительно невелик и равен $A_{20} = -30\text{K}/a_0^2$. В связи с этим возрастает роль параметров кристаллического поля более высоких порядков. Гидрирование оказывает сильное влияние на параметр A_{20} . Изменение по величине A_{20} (на один атом H) составляет в среднем $15\text{K}/a_0^2$.

Работа поддержана федеральной программой поддержки ведущих научных школ (грант № 96-15-96429) и грантом РФФИ (№ 96-02-18271).

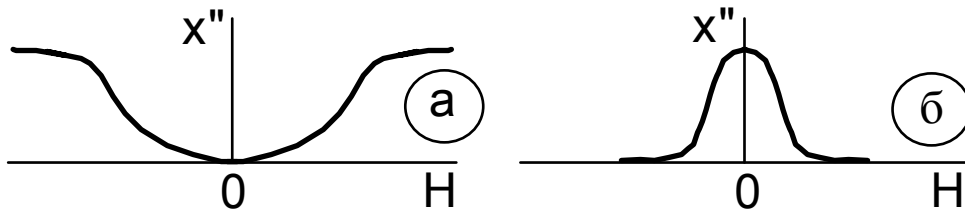
- [1] С.А. Никитин, И.С. Терешина, В.Н. Вербецкий, А.А. Саламова, ФТТ, 1998, т.40, №4, с. 285.
- [2] J.M.D. Coey, H. Sun, D.P.F. Hurley: JMMM 101 (1991), 310.
- [3] В.-P. Hu, H.-S. Li, J.M.D. Coey, J.P. Gavigan: Phys.Rev.B. 41 (1990) 2221.

ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В АМОРФНЫХ МАГНИТНЫХ ЛЕНТАХ

Козлов В.И., Мочар В.Ю.

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
физический факультет, 119899 Москва, Воробьевы горы, МГУ

В аморфных лентах, близких по составу к $\text{Fe}_{87}\text{B}_{13}$, лентах типа fine-met и ряде других, полученных быстрой закалкой расплава на вращающийся барабан, помимо обычного ферромагнитного резонанса, наблюдается также СВЧ-сигнал при квазистатическом перемагничивании (КСП) (см. рис. а). Появление этого сигнала обусловлено вращением вектора намагниченности образца. При нагреве образца, по мере приближения к т. Кюри, на фоне уменьшающегося по амплитуде описанного выше сигнала КСП-1 появляется подобный ему, но как бы "в противоположной фазе", сигнал КСП-2 (см. рис. б). Если сигналу КСП-1 соответствует минимум динамической восприимчивости в области перемагничивания, то сигналу КСП-2 – ее максимум. Новый сигнал мы связываем с фазой, отличающейся от первоначальной не только температурной областью существования, но и величиной эффективного поля одноосной анизотропии, а также ориентацией оси легкого намагничивания (ОЛН). Это следует из теоретического анализа формы наблюдаемых сигналов, описываемой соответствующей компонентой тензора динамической восприимчивости образца.



Вращение вектора \vec{M} при перемагничивании образца имеет место в случае, когда внешнее поле \vec{H} направлено перпендикулярно ОЛН. При этом проекция вектора $\vec{M}(H)$ на ось, вдоль которой действует поле \vec{H} , при $H=0$ имеет минимум ($M_H^{\min} = M$), а его проекция на ОЛН \vec{L} – максимум ($M_L^{\max} = M$). Если плоскость (L,H) параллельна СВЧ-полю \vec{h} , то восприимчивость образца к этому полю в ходе перемагничивания пропорциональна величине $M_L^2(H)$, а если плоскость (L,H) перпендикулярна полю \vec{h} , то – величине $M_H^2(H)$. В предположении кластерной структуры аморфного материала (хотя бы при достаточно высокой температуре) естественно уменьшение размеров кластеров по мере дальнейшего повышения температуры. При этом все атомы остаются на своих местах, уменьшается лишь радиус области, в которой межатомное взаимодействие приводит к магнитному упорядочению. Взаимодействие между кластерами также ослабевает, и при некоторой температуре они превращаются в совокупность суперпарамагнитных частиц, причем вследствие небольшого количества атомов, составляющих кластер, вполне возможно, что их магнитное взаимодействие приводит к появлению анизотропии, с осью легкого намагничивания, ориентированной иначе, чем в области более низких температур.

Таким образом, экспериментально наблюдаемые сигналы действительно могут соответствовать фазовым состояниям образца, различающимся ориентацией ОЛН и соответственно плоскостью, в которой происходит вращение вектора.

**ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СМЕШАННЫХ ДИСПРОЗИЙ-ИТТРИЕВЫХ
ФЕРРИТАХ-ГРАНАТАХ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ
СИЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ**

А.С. Лагутин и Г.Е. Федоров

Институт молекулярной физики Российского научного центра
“Курчатовский институт”, 123182, Москва, Россия

Проведены экспериментальные и теоретические исследования магнитных фазовых переходов в монокристаллах $Dy_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$ ($x=0.3; 0.62; 0.9$) при низких температурах ($T \leq 40$ К) и в магнитных полях до 50 Тл. Измерения намагниченности и дифференциальной магнитной восприимчивости выполнены с использованием импульсного индукционного магнетометра при трех ориентациях внешнего поля: $H//[100]$, $H//[110]$ и $H//[111]$. Найдено, что для всех изученных составов перемагничивание редкоземельной магнитной подсистемы (РЗМП) происходит при $T=4.2$ К путем нескольких фазовых переходов, сопровождающихся скачками магнитного момента образца. Количество и амплитуда этих аномалий зависели как от содержания редкоземельных ионов (x), так и от направления внешнего поля, что характерно для материалов с очень большой магнитной анизотропией (изинговских магнетиков). С повышением температуры аномалии восприимчивости и намагниченности становились менее резкими и при $T > T_{\text{крит}}(x)$ исчезали совсем.

Качественное и хорошее количественное описание экспериментальных результатов для всех составов было получено в предположении об изинговском характере упорядочения ионов Dy^{3+} . В расчетной модели полагалось, что локальные оси анизотропии этих ионов (оси квантования или изинговские оси) параллельны направлению типа $[110]$. Помимо этого, учитывалось наличие более чем одной ненулевой компоненты анизотропного g -фактора ионов диспрозия. Теоретический анализ показал, что изученные ферриты-гранаты можно отнести к группе квазиизинговских магнетиков, поскольку основной вклад в процесс перемагничивания РЗМП дают все-таки последовательные перевороты (на 180° или около того) магнитных моментов ионов Dy^{3+} в кристаллографически неэквивалентных позициях. Отличием же кристаллов $Dy_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$ от чисто изинговских систем является существование небольших поворотов этих магнитных моментов к направлению поля в промежутках между их переворотами.

АСПЕРОМАГНИТНЫЕ СТРУКТУРЫ В МАГНЕТИКАХ С КОНКУРИРУЮЩЕЙ АНИЗОТРОПИЕЙ: ЯМР ИССЛЕДОВАНИЯ

А.С.Карначев, А.А.Прохоров, Е.В.Синицын, Е.Е.Соловьев

Донецкий физико-технический институт НАН Украины

Украина, 340114, Донецк, ул. Р.Люксембург 72

E-mail: karna@host.dipt.donetsk.ua

Экспериментальное изучение стохастических магнитных структур в неупорядоченных магнетиках зачастую бывает затруднено неоднозначностью интерпретации получаемых данных, что требует, как правило, проведения комплексных исследований с использованием различных методик. В частности, весьма информативными могут быть методы ядерной магнитной анизотропии.

В предлагаемой работе рассмотрены некоторые особенности электронно-ядерных колебаний, сопровождающие спин-ориентационные переходы в магнетиках с конкурирующей анизотропией. Интерес к исследованию подобных систем обусловлен как их необычными свойствами, так и тем, что они являются удобными модельными объектами для изучения стохастических магнитных структур.

Нами построены теоретические фазовые диаграммы для ферромагнетиков, антиферромагнетиков и слабых ферромагнетиков с конкурирующей анизотропией. Показано, что при наличии двух типов магнитных ионов, дающих различный вклад в энергию магнитной анизотропии, возникает возможность осуществления спин-ориентационного перехода от фазы с коллинеарным упорядочением магнитных моментов к асперомагнитной структуре, предшествующей возникновению угловой фазы. Исследование электронно-ядерных колебаний в этих типах магнетиков позволило выявить специфическое влияние асперомагнитных структур на ширину линии и коэффициент усиления ЯМР. Оказалось, что появление этих структур приводит к уширению линии и уменьшению коэффициента усиления ЯМР.

Экспериментальную проверку теоретических результатов мы провели на системах типа $RFe_{1-x}Co_xO_3$, где R - редкоземельный ион. В этих системах реализуется конкурирующая магнитная анизотропия, обусловленная различным по знаку вкладом ионов Co^{2+} и Fe^{3+} во флуктуационную энергию магнитной анизотропии, что, как указывалось в [1], может приводить к возникновению стохастических магнитных структур.

Изменение параметров энергии магнитной анизотропии с изменением температуры приводит к спин-ориентационным переходам из одной магнитной структуры в другую. В упорядоченных ортоферритах спин-переориентация сопровождается аномалиями коэффициента усиления ЯМР. В частности, в наиболее часто встречающемся случае спин-ориентационного перехода $\Gamma_4(G_xF_z) \leftrightarrow \Gamma_{42}(G_xF_z, G_zF_x) \leftrightarrow \Gamma_2(G_zF_x)$ коэффициент усиления расходится в точках начала и конца перехода. Данные магнитных измерений [2] показывают, что такой переход $\Gamma_4 \leftrightarrow \Gamma_2$ реализуется, в частности, в исследованной нами системе $DyFe_{0.998}Co_{0.002}O_3$. Однако температурная зависимость коэффициента усиления ЯМР в этом случае существенно отличается от традиционной: вместо ожидаемой расходимости наблюдается кривая с двумя максимумами. Можно предположить, что такая аномалия зависимости коэффициента усиления ЯМР от температуры связана с возникновением в процессе перехода $\Gamma_4 \leftrightarrow \Gamma_{42}$ ($\Gamma_2 \leftrightarrow \Gamma_{24}$) промежуточной асперомагнитной структуры $AS(\Gamma_{4(2)})$. Механизм уменьшения коэффициента усиления ЯМР при возникновении асперомагнитных фаз в слабых ферромагнетиках, как и в случае ферромагнетиков, связан с изменением среднего магнитного момента системы, который, в свою очередь, определяется дисперсией ориентационных флуктуаций.

Этот же механизм оказывает влияние и на ширину линии ЯМР. При переходе из коллинеарных фаз Γ_2 и Γ_4 в стохастические магнитные структуры Γ_{24} , $AS(\Gamma_4)$, $AS(\Gamma_2)$ дисперсия возрастает и приводит к увеличению ширины линии ЯМР. Такой эффект наблюдался нами при исследовании спин-переориентационных переходов в $ErFe_{0.99}Co_{0.005}Ti_{0.005}O_3$. В упомянутых здесь составах $DyFe_{0.998}Co_{0.002}O_3$ и $ErFe_{0.99}Co_{0.005}Ti_{0.005}O_3$ приложение внешнего магнитного поля, параллельного оси a в фазе Γ_4 , индуцирует переход в фазу $AS(\Gamma_4)$, что сопровождается увеличением дисперсии ориентационных флуктуаций с ростом поля и возрастанием ширины линии ЯМР. Вследствие этого в упомянутых составах экспериментально не наблюдалось расщепление линии ЯМР на две, соответствующие неэквивалентным магнитным подрешеткам [3], вплоть до полей $\sim 1,5$ кЭ.

Таким образом, можно сделать вывод, что особенности ядерного магнитного резонанса в системах с конкурирующей анизотропией могут быть использованы для исследования спин-переориентационных переходов и стохастических магнитных структур в рассмотренных магнетиках, а также в других магнитных материалах, в которых конкурирующая магнитная анизотропия реализуется в процессе спин-переориентации. В частности, надежным признаком возникновения асперомагнитной структуры может служить уменьшение коэффициента усиления ЯМР. Этот эффект аналогичен уменьшению низкочастотной динамической магнитной восприимчивости, наблюдавшемуся при возникновении фаз типа спинового стекла, например, в [4].

Использование методов ЯМР в области спин-переориентационных переходов, где коэффициент усиления достаточно велик, не требует (в отличие от измерений восприимчивости) разработки специальных экспериментальных методик, достаточно трудоемких в случае слабых ферромагнетиков типа $RFeO_3$, и исследование может быть проведено с помощью стандартных ЯМР-спектрометров.

1. Сеницын Е.В., Иванов С.И. Исследование неупорядоченных магнетиков методами микромагнетизма. ФММ, 62, №4, 689 (1984).
2. Саввинов А.М., Залесский А.В. Особенности интенсивности ЯМР-поглощения и магнитной восприимчивости при спин-переориентационных фазовых переходах (на примере кристалла $ErFeO_3$). Кристаллография, 21, №1, 118 (1976).
3. Карначев А.С., Клечин Ю.И., Ковтун Н.М., Москвин А.С., Соловьев Е.Е. ЯМР исследование анизотропии сверхтонких взаимодействий в ортоферритах. ЖЭТФ, 78, №3, 1176 (1980).
4. Такзей Г.А., Костышин А.М., Гребенюк Ю.И., Сыч И.Г. Двойной температурный переход парамагнетик-ферромагнетик-спиновое стекло в разупорядоченных сплавах с конкурирующим обменным взаимодействием. ЖЭТФ, 89, №6(12), 2181 (1985).

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СЛОИСТЫХ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ СИСТЕМАХ С РЕШЕТКОЙ КАГОМЕ

И.Н.Бондаренко, Р.С.Гехт

Институт физики им.Л.В.Киренского СО РАН
Красноярск, Россия, E-mail: theor@iph.krasnoyarsk.su

Исследуются фазовые переходы и низкотемпературные свойства соединений, имеющих решетку Кагоме. Вследствие особой геометрии таких решеток спиновые системы сильно фрустрированы. С понижением температуры процесс упорядочения происходит в них гораздо медленнее по сравнению даже с обычными фрустрированными системами и при больших значениях спина S возможны не только состояния с нетривиальным глобальным вырождением, но и локально вырожденные состояния [1]. В результате, при взаимодействии между ближайшими спинами фазовый переход в магнитоупорядоченное состояние не реализуется ни при каких конечных значениях температуры. Дополнительные взаимодействия между следующими за ближайшими спинами частично снимают вырождение и могут привести к возникновению фазового перехода при отличных от нуля температурах [2]. Тем не менее, поскольку эффекты фрустраций все еще имеют место, процесс упорядочения и стабилизации структур в отличие от нефрустрированных систем замедлен.

Процесс магнитного упорядочения изучен для соединений типа ярозитов [3, 4], в которых соседние слои с Fe^{3+} отделены немагнитными ионами S, O, K и OH и потому межплоскостной обмен значительно меньше внутрислоистого. Мы исследовали системы с XY-подобными спинами. При $T \rightarrow 0$ спины в этой системе менее упорядочены по сравнению с гейзенберговскими: корреляционная функция XY-систем аналогична корреляционной функции трехуровневой модели Поттса [5], в то время как корреляционная длина гейзенберговских систем расходуется в пределе нулевых температур. Мы учли взаимодействие между ближайшими и следующими за ближайшими спинами. В отличие от чисто гейзенберговских систем они имеют не только непрерывную симметрию в плоскости, но и дискретную симметрию. Показано, что в таких системах теплоемкость имеет особенность в температурной точке $T \neq 0$. На основе скейлингового анализа для конечных систем исследуется поведение термодинамических величин в окрестности фазового перехода. Установлено, что фазовый переход в критической точке обусловлен нарушением дискретной и непрерывной симметрий, при которых дальний киральный порядок и степенной трансляционный спиновый порядок возникают одновременно. Вычислены температуры перехода в различные – с тремя и девятью спинами на элементарную ячейку – упорядоченные состояния.

1. P.Chandra, P.Coleman, and I.Ritchey, J. de Phys. **{\bf 33}**,591 (1993).
2. A.V.Harris, C.Kallin, and A.J.Berlinsky, Phys.Rev.B **{\bf 45}**,2899 (1992).
3. R.Wang, W.F.Bradley, and H.Steinfink, Acta Crystallogr. **{\bf 18}**, 249 (1965).
4. A.Keren, K.Kojima, L.P.Lee, et al., Phys.Rev.B **{\bf 53}**, 6451 (1996).
5. D.A.Huse and A.D.Rutenberg, Phys.Rev.B **{\bf 45}**, 7536 (1992).

ВЛИЯНИЕ ВСЕСТОРОННЕГО ДАВЛЕНИЯ НА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ МАГНИЕВОГО ФЕРРИТА

Шахшаев Г.М.

Дагестанский государственный университет, Махачкала

В сообщении приводятся результаты экспериментального исследования теплопроводности магниевого феррита (MgFe_2O_4) в интервале температур 285- 450 К и давлении до 10 кБар с охватом области магнитного фазового перехода квазиимпульсной методикой.

Гидростатическое давление создавалось специальной конструкцией, изготовленной из стали 5 ХНС поршневой системой в рабочем объеме 4 см³.

Давление контролировалось манганиновым датчиком. Стабилизация и регулировка температуры образца осуществлялось высокоточным регулятором температуры ВРТ-3

Феррит магния изготовлен по технологии спекания порошковых смесей окислов и карбонатов. Полнота синтеза феррита магния контролировалась рентгеновским микроструктурным анализом и обладает следующими характеристиками: постоянная решетки - 8,33 Å, плотность 4,0 г/см³, пористость - 16,0 температура Кюри по магнитным измерениям 400,3 К.

Установлено, что теплопроводность магниевого феррита растет с увеличением давления при $T < T_c$ сильнее чем при $T > T_c$ и в области точки Кюри проходит через минимум.

Результаты исследования теплопроводности MgFe_2O_4 от давления до 10 кБар при температуре 325⁰ К показало, что теплопроводность при увеличении давления до 3,6 кБар растет нелинейно. Такое поведение теплопроводности MgFe_2O_4 , возможно, обусловлено уменьшением рассеяния фононов на доменных границах, ростом числа электронов проводимости и модуля Юнга, а также проникновением жидкости в поры.

Кроме того, обнаружено, что изменение давления от 3,6 кБар до 10 кБар вызывает заметное уменьшение теплопроводности, что возможно связано со структурными изменениями в исследованном феррите. Этим и возможно объясняется наличие гисторезиса в изменении величины теплопроводности MgFe_2O_4 с изменением давления.

МЕТОД ОЦЕНКИ КРИТИЧЕСКОГО РАЗМЕРА ОДНОДОМЕННОСТИ МИКРОЧАСТИЦ МАГНЕТИКОВ

Ш.М. Алиев, М.М. Гусейнов, Р.У. Габитова
Институт физики ДНЦ РАН, Махачкала, Россия.

Известно, что при сильном измельчении магнетика возникают однодоменные частицы. Физическая причина этого явления заключается в том, что при уменьшении размера магнитостатическая энергия частицы, пропорциональная ее объему, убывает быстрее, чем энергия доменных границ, пропорциональная площади поверхности частицы. При некотором критическом размере энергетически выгодным становится однодоменное состояние частицы.

Магнитные порошки из однодоменных частиц нашли широкое техническое применение: на их основе изготавливают постоянные магниты, магнитные ленты для видео- и аудио записи, дискеты и другие носители информации.

В данной работе предлагается метод оценки критического размера однодоменности микрочастиц магнетиков, основанный на мессбауэровской спектроскопии.

Рассмотрим ансамбль однодоменных частиц одинакового диаметра, изотропно распределенных в пространстве. Если намагнитить этот ансамбль частиц до насыщения, а затем выключить магнитное поле, то максимальный угол Θ_m отклонения векторов намагниченности частиц относительно направления

приложенного поля будет равен углу α между осями трудного и легкого намагничивания в данном магнетике. Для магнетиков с кубической анизотропией $\alpha=55^\circ$, а для магнетиков с одноосной анизотропией $\alpha=90^\circ$. Таким образом, в состоянии остаточной намагниченности векторы намагниченности однодоменных частиц изотропно распределяются в телесном угле $\Omega=2\Theta_m=2\alpha$. Если же в частицах существует доменная структура, то $\Theta_m>\alpha$, поскольку в доменной структуре существуют доменные стенки, в которых магнитные моменты могут иметь всевозможные направления в пространстве. При условии параллельности направления γ -квантов с направлением приложенного магнитного поля, угол Θ_m можно определить из относительных площадей линий мессбауэровского спектра [1].

Расчеты показывают, что если для величины S , равной отношению площадей второй к первой, или пятой к шестой линий мессбауэровского спектра выполняется условие $S+\Delta S>0,30$ (кубическая анизотропия) и $S+\Delta S>0,67$ (одноосная анизотропия), то

частицы однодоменны (ΔS - экспериментальная ошибка в определении S). Если же $S - \Delta S > 0,30$ (кубическая анизотропия) и $S - \Delta S > 0,67$ (одноосная анизотропия), то в частицах существует доменная структура. Причем по величине параметра S можно судить об относительном количестве доменов в частицах.

Для постановки эксперимента по определению критического диаметра $D_{кр}$ однодоменности наиболее благоприятными магнетиками являются ферриты, имеющие точку компенсации T_k . Вблизи T_k магнитостатическая энергия феррита близка к нулю, поэтому вблизи этой температуры и довольно крупные частицы феррита могут стать однодоменными. Кроме того, частицы однодоменные вблизи T_k могут стать многодоменными при удалении от T_k . Поэтому, постепенно отдаляясь от T_k , по мессбауэровским спектрам можно определить критическую температуру $T_{кр}$, при которой частицы переходят из однодоменного состояния в многодоменное. Это означает, что при $T = T_{кр}$ диаметр частиц будет равен $D_{кр}$. В постановке эксперимента возможны два подхода. Можно при фиксированной температуре вблизи T_k , последовательно исследовать образцы, изготовленные из частиц с различными диаметрами. Или же можно, для одного образца, постепенно отдаляясь от T_k определить $T_{кр}$, при которой диаметр частиц образца равен $D_{кр}$. Для сравнения экспериментального значения $D_{кр}$ с теоретически рассчитанными, более целесообразным является второй подход.

Предлагаемый метод может найти применение для контроля за однодоменностью частиц магнитных порошков, используемых в современной технике.

1. Ш.М. Алиев, И.К. Камилов, А.Ю. Моллаев, Л.А. Сайпулаева. Поведение остаточных намагниченностей, подрешеток феррита - граната гадолиния в области точки компенсации. // ФТТ.-1992.-Т.34, N7.- с.2290-2292.

"МАГНИТНАЯ АНОМАЛИЯ"
ДЛЯ СДВИГА МЁССБАУЭРОВСКОГО СПЕКТРА
 ^{57}Fe в SmFeO_3 и ErFeO_3

М.М. Гусейнов, Ш.М. Алиев, М.М. Расулов
Институт физики ДНЦ РАН, Махачкала, Россия

Вопрос о "магнитной аномалии" для температурной зависимости сдвига δ мёссбауэровской линии является весьма непростым и требует тщательного комплексного исследования. В ряде случаев, особенно при исследовании магнитных систем со свободными параметрами, для корректной интерпретации экспериментальных результатов по сдвигам, недостаточны результаты собственно мёссбауэровских данных, а требуются дополнительные измерения температурно-зависимых и структурно-чувствительных параметров кристалла. В частности, полезным дополнением к мёссбауэровским оказываются данные рентгенографических исследований структурных эффектов, для которых также характерны "магнитные аномалии". Из физического смысла сдвига центра тяжести мёссбауэровского спектра $\delta = \delta_i + \delta_T$, где δ_i - изомерный сдвиг, а δ_T - температурный сдвиг (релятивистская поправка к δ), следует, что в сильномагнитных кристаллах для его температурной зависимости "магнитная аномалия" неизбежна в принципе, а её экспериментальное обнаружение зависит от природы кристалла, его магнитного состояния, рода фазового перехода, а также температурной области аномалии. Последнее обстоятельство связано с тем, что величина δ_T существенна при относительно высоких температурах, и при различных знаках аномалий для $\delta_i(T)$ и $\delta_T(T)$, в некоторых магнитных системах они могут быть взаимно скомпенсированы и в пределах ошибки эксперимента могут быть не обнаружены. Поэтому сведения о природе "магнитных аномалий" для $\delta_i(T)$ и $\delta_T(T)$, важны для понимания механизма структурных и магнитных фазовых переходов, природы магнитоупругих, электронно-ядерных и обменных взаимодействий в этих системах. Известны два механизма "магнитных аномалий" для $\delta(T)$: "обменное возмущение" фононного спектра и магнито-стрикционные деформации кристалла при магнитных фазовых переходах. Причем оба механизма фактически определяются одной причиной, - зависимостью обменной энергии от межатомных расстояний, - но, проявляясь в конкретных кристаллах в разной степени, они оба могут быть использованы для объяснения природы магнитных и структурных фазовых переходов. Эта особенность "магнитной аномалии" для $\delta(T)$ в магнитных "структурах с параметрами" может привести к кажущемуся несоответствию мёссбауэровских и рентгенографических данных для величин и знаков магнито-стрикционных деформаций в области фазовых переходов. Еще более сложной оказывается задача выяснения механизма "магнитных аномалий" для $\delta(T)$ в области спинпереориентационного перехода, где необходимо учитывать и изменение квадрупольного смещения компонент спектра при переориентации вектора F слабоферромагнитного момента относительно кристаллографических осей. Литературные данные о вкладах $\delta_i(T)$ и $\delta_T(T)$, в "магнитную аномалию" для $\delta(T)$ крайне противоречивы, что подтверждает сложность проблемы и необходимость её дальнейшего изучения. Нами проведены мёссбауэровские и рентгенографические исследования магнитных фазовых переходов в ортоферритах SmFeO_3 и ErFeO_3 в области T_c и T_n с целью сравнительного анализа данных для магнито-стрикционных изменений межатомных расстояний, определяемых по температурной зависимости сдвига δ мёссбауэровской линии и непосредственных рентгендифрактометрических измерений температурных зависимостей параметров решетки. Рентгеновские исследования подтвердили наличие значительных магнито-

стрикционных деформаций решетки ортоферритов самария и эрбия в областях T_c и T_n . Однако, в отличие от ожидаемого полного соответствия величины относительного изменения объема решетки ($\Delta V/V=10^{-3}$) и величины изменения изомерного сдвига $\Delta\delta$, наши измерения показали практическое отсутствие объемной спонтанной магнитострикции в этих ортоферритах при переходе через T_c , хотя линейная магнитострикция и составляет гигантскую величину порядка 10^{-3} . Температурная зависимость сдвига спектра показывает наличие в областях T_c и T_n аномалий в виде "изломов", характер которых таков, что спин - переориентационному переходу $G_zF_x \rightarrow G_xF_z$, с учетом знака $d\delta/dP < 0$ для ^{57}Fe , соответствует увеличение объема решетки (10^{-5}), а переходу слабый ферромагнетизм - парамагнетизм - уменьшение объема решетки (10^{-3}). Температурный интервал переориентации спина, определенный по зависимости $\delta(T)$, составляет 465 - 500 К для SmFeO_3 и 375 - 415 К для ErFeO_3 . Точки Кюри, определенные по температурной зависимости эффективного магнитного поля на ядре, описываемой для обоих соединений степенной функцией $H_n(T)=H_n(0)[1-T/T_c]^\beta$ с ($\beta=0,335$ для SmFeO_3 и $\beta=0,337$ для ErFeO_3) равны 676 К и 645К соответственно. В то же время на зависимости $H_n(T)$ в пределах ошибки (± 2 кЭ) не обнаружено явной аномалии, соответствующей суперпереносному (ковалентному) вкладу в H_n в области T_n . Для ортоферрита эрбия спиновая переориентация приходится на район 102 К, и нами рентгенографически не исследовалась, но зависимость $\delta(T)$ в интервале 90 ÷ 900 К практически повторяет $\delta(T)$ для SmFeO_3 , а знак $\Delta\delta(T)$ при переходе в область $T < T_c$ также соответствует увеличению объема решетки. Проведен анализ возможных причин расхождения мёссбауэровских и рентгеновских данных для магнитострикционных деформаций решетки, связанных с особенностями мёссбауэровской спектроскопии структур с параметрами.

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МЕТАМАГНЕТИКАХ С ТРЕУГОЛЬНЫМ РАСПОЛОЖЕНИЕМ МАГНИТНЫХ ИОНОВ.

Ю.Д.Заворотнев, Л.И.Медведева

Донецкий физико-технический институт НАН Украины

Украина, 340114, Донецк, ул. Р.Люксембург,72

E-mail: zavorot@host.dipt.donetsk.ua

Экспериментально установлено, что под давлением P в кристаллах с треугольным расположением магнитных ионов (Fe_2P) при понижении температуры T происходит фазовый переход из парамагнитной в метамагнитную фазу, сопровождающийся ромбическими искажениями. При некотором значении магнитного поля H при низких температурах имеет место скачок намагниченности, с ростом T или P распадающийся на два. Эти особенности объясняются с помощью целого рационального базиса инвариантов. Учитывая искажения, из всех физически допустимых состояний было отобрано одно, у которого $F \parallel L_1, L_2=0$, где F - вектор ферромагнетизма, L_1, L_2 - антиферромагнетизма. Показано, что искомая зависимость $F(H)$ возникает благодаря инварианту F^2L^4 , а распад скачка на два обеспечивает инвариант FL^3 . Рассмотрение моделей F^2L^6, F^4L^6, F^6L^6 позволило установить условия реализации фазовых переходов в соединениях типа Fe_2P .

Рассмотрение, проведенное на основе феноменологической теории Ландау, показало, что в треугольных кристаллах возможна реализация двух циклоидальных и одной спиральной структур с вектором распространения в базисной плоскости. Показано, что существование таких структур обусловлено неоднородностями обменного взаимодействия. Установлены температурные границы стабильности этих сверхструктур, изучено влияние магнитного поля и магнитной анизотропии второго порядка на годографы неприводимых векторов. В приближении малых градиентов получено решение, описывающее переход между найденными сверхструктурами путем поворота плоскости вращения неприводимых векторов, для которых имеет место “антицентробежный эффект”. При этом возникает промежуточная структура, названная нами “вращающаяся скошенная спираль” (RSS). Кроме этого, показана возможность существования в таких кристаллах доменов, в которых неприводимые вектора поворачиваются на угол $\pi/2$. Эти домены, сопрягаясь друг с другом, создают структуры со скачком фазы неприводимых векторов на границе. Таким образом, имеет место сосуществование длинно- и короткопериодических структур в кристаллах.

ИССЛЕДОВАНИЕ УДЕЛЬНОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ И ТЕРМОДИФФУЗИИ Cr_2O_3 ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ НЕЕЛЯ

Алиев Х.К., Мусаев О.К., Алиев А.М., Абдулвагидов Ш.Б., Муртазаев А.К.

Институт физики Дагестанского научного центра РАН,
367003, Махачкала, ул. М.Ярагского, 94. E-mail: kamilov@datacom.ru

Cr_2O_3 представляет собой слабо анизотропный антиферромагнетик с температурой Нееля около 307 К. Исследование Cr_2O_3 дает наиболее полное представление о физических свойствах антиферромагнетиков. Это, а также удобная температура Нееля делают его объектом пристального внимания со стороны многих исследователей.

Cr_2O_3 имеет структуру корунда и ромбоэдрическую элементарную ячейку. Четыре магнитных иона Cr располагаются на пространственной диагонали [111], ось легкого намагничивания z совпадает с этим направлением. Критическое поведение Cr_2O_3 описывается моделью Гейзенберга с возможным кроссовером к изинговскому поведению вблизи температуры Нееля.

Имеющиеся в литературе данные по критическим свойствам Cr_2O_3 носят противоречивый характер. Так, R.H. Bruce и D.S. Cannell [1], исследуя поведение теплоемкости Cr_2O_3 вблизи температуры Нееля, кроссовер не обнаружили, в то время как M. Marinelli, F. Mercuri и др. [2] наблюдали кроссовер к модели Изинга. Различны также данные по критическим индексам, значения которых сильно варьируются в зависимости от метода исследования и ряда других физических параметров.

В данном сообщении приводятся данные по теплоемкости и термодиффузии монокристаллического образца Cr_2O_3 в виде тонкой пластины, толщиной 0.24 мм. Кристаллографическая ось c направлена под углом 7° к поверхности образца.

Измерения проводились методом а.с.-калориметрии на полностью автоматизированной на базе компьютера IBM экспериментальной установке. Частота модуляции

света, подводимого к образцу с помощью световода, составляла 2 Гц при измерении теплоемкости и 10 Гц – при измерении термодиффузии.

Измерения теплоемкости проводились в интервале температур 78–350 К. Получена кривая зависимости теплоемкости от температуры с классическим λ -переходом при температуре $T_c \approx 306.7$ К. Термодиффузия была измерена в интервале температур 295–310 К и при $T \approx 307$ К наблюдался минимум термодиффузии. Были рассчитаны критические индексы для теплоемкости и термодиффузии.

Графики зависимостей теплоемкости и термодиффузии Cr_2O_3 от температуры представлены на рис.1.

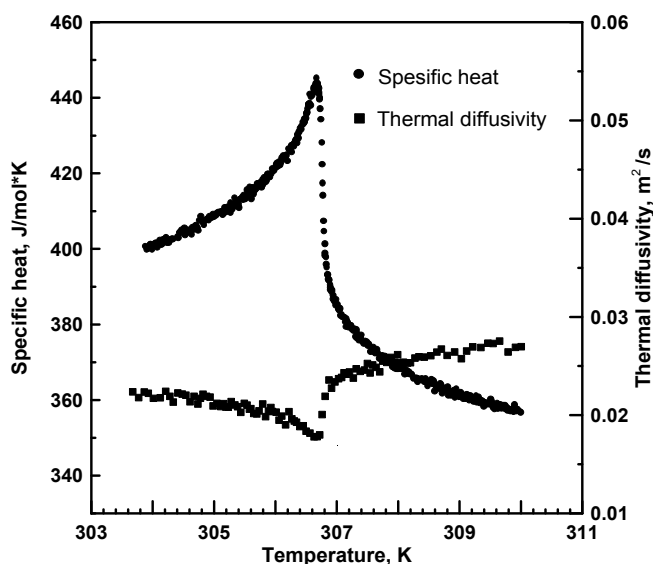


рис.1 Зависимости удельной теплоемкости и термодиффузии Cr_2O_3 от температуры

1. Richard H. Bruce and David S. Cannell Phys. Rev. B **15**, 4451 (1977).
2. M. Marinelli, F. Mercuri, U. Zammit, R. Pizzoferrato, F. Scudieri, D. Dadarlat Phys. Rev. B **49**, 9523 (1994).

РАСЧЕТ НЕЛИНЕЙНОГО ЭФФЕКТА КЕРРА В МАГНЕТИКАХ МЕТОДОМ ФУНКЦИЙ ГРИНА

Г. Г. Мусаев, С. А. Еремин

Дагестанский государственный университет, 367025, г. Махачкала,
ул. М. Гаджиева 43^а

Теоретическому исследованию нелинейного эффекта Керра в магнетиках посвящены работы [1-3]. В частности, в работе [1] рассчитан эффект Керра, используя обобщенные граничные условия для уравнений Максвелла, а авторы работы [2] рассмотрели нелинейный магнитооптический эффект на поверхности никеля.

Нами для расчета использован метод функций Грина на основе обычного электродинамического формализма. Экваториальный эффект изменения интенсивности отраженного света от полубесконечной среды вычисляется по формуле

$$\delta_p^{2\omega} = \frac{I_r^{2\omega}(\vec{M}) - I_r^{2\omega}(-\vec{M})}{I_r^{2\omega}(\vec{M}) + I_r^{2\omega}(-\vec{M})} \quad (1)$$

где $I_r^{2\omega}(\vec{M})$ и $I_r^{2\omega}(-\vec{M})$ - интенсивности второй гармоники отраженного сигнала от поверхности магнетика с векторами намагниченности \vec{M} и $-\vec{M}$.

В линейном по намагниченности приближении, при $\psi \ll 1$ ($\chi_2 = 0$) получено выражение для $\delta_p^{2\omega}$:

$$\delta_p^{2\omega} \approx \text{Re} \left[2 \frac{\psi \chi_1}{\chi_3 + \chi_4} + A \right] \quad (2)$$

где ψ - угол преломления, χ_i ($i = 1, 2, 3, 4$) - магнитооптические параметры, которые являются линейными комбинациями компонент тензора диэлектрической восприимчивости, A - слагаемое, пропорциональное намагниченности и зависящее от свойств граничащих сред.

Литература

1. А. К. Звездин, Physica A, 241 (1997), 444 - 449.
2. W. Hubner and K. - H. Bennemann, Phys. Rev. B, 40, (1989), 5973 - 5979.
3. Ru - Pin Pan, N. D. Wei, Y. R. Shen, Phys. Rev., B, 39, (1989), 1229 - 1234.

ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МАГНЕТИКАХ С ЯН-ТЕЛЛЕРОВСКИМИ ПРИМЕСЯМИ**А.С.Карначев, А.А.Прохоров, Е.Е.Соловьев**

Донецкий физико-технический институт НАН Украины

Украина, 340114, Донецк, ул. Р. Люксембург 72

E-mail: solov@host.dipt.donetsk.ua

Ранее [1] нами было исследовано влияние ян-теллеровских ионов Mn^{3+} на спектр ЯМР ^{57}Fe в марганецзамещенных ортоферритах Er и Tm. Было показано, что особенности проявления эффекта Яна-Теллера для примесного иона Mn^{3+} в $RFeO_3$ заключаются в пропорциональном увеличении имеющих в комплексах $Fe^{3+} - O^{2-}$ деформаций E-типа. Однако при анализе сверхтонких взаимодействий в марганецзамещенных ортоферритах в [1] мы не учитывали анизотропии сверхтонких взаимодействий (СТВ) - эффекта, особенно важного для интерпретации спектров ЯМР в области спиновой переориентации (СП). Иными словами, при не слишком больших концентрациях ионов Mn^{3+} мы полагали, что появление примесного иона Mn^{3+} в ближайшем окружении иона Fe^{3+} не сказывается на изменении “собственных” анизотропных СТВ для этого иона, обусловленных некубическим кристаллическим полем решетки. То есть величина поля для беспримесного ближайшего окружения считается независимой от положения иона примеси в ближайшем окружении ^{57}Fe и равной соответствующему значению для чистого $RFeO_3$. Для анализа спектров ЯМР в марганецзамещенных ортоферритах в области СП мы учли анизотропную часть СТВ, включая и вклады от примесных ионов. Оказалось, что сдвиги положений сателлитов относительно предсказаний “изотропной” модели, рассмотренной в [1], невелики. Они практически не выходят за рамки стандартной ошибки эксперимента (± 25 кГц). Малая величина сдвигов получается в результате частичной компенсации вкладов косвенного анизотропного СТВ и магнитодипольных взаимодействий. В температурной области СП наблюдаются эффекты сдвига и расщепления как основной линии, так и сателлитов. Изменения положения сателлитов относительно основной линии при СП переходе, т.е. разность соответствующих параметров анизотропных взаимодействий, не выходит за пределы ошибок эксперимента. Различие в величине расщепления сателлитов и основной линии в области СП незначительно. Рассчитанный нами вклад косвенного анизотропного СТВ составляет 0.03МГц, 0.01МГц и 0.04МГц для сателлитов, связанных с ионом Mn^{3+} в различных неэквивалентных позициях в ближайшем окружении иона Fe^{3+} . Можно сказать, что в рамках принятой модели величины сдвига и расщепления сателлитов и основной линии совпадают. Это подтверждается характером экспериментальных спектров, полученных нами для ортоферритов $ErFe_{0.9}Mn_{0.1}O_3$ и $TmFe_{0.9}Mn_{0.1}O_3$ в области СП. Обнаружено заметное влияние примесного иона Mn^{3+} на изменение диагональных компонент тензора АСТВ, описывающих сдвиги сателлитов при СП переходе. Анизотропный вклад от примесного иона, в отличие от вклада матрицы, описывается тензором с существенно различными диагональными компонентами.

1. А.С. Карначев, Ю.И. Клечин, Н.М. Ковтун, М.М. Лукина, А.С. Москвин, Е.Е. Соловьев. ФТТ **22**, 9, 2783 (1980)

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМ-ПАРАМАГНЕТИЗМ В ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ СИСТЕМЫ Ho-Fe.

О.К. Кувандиков, Х.О. Шакаров, М.К. Салахитдинова

Республика Узбекистан, Самаркандский госуниверситет, Университетский бульвар, 15

В работе было экспериментально изучены температурные зависимости магнитной восприимчивости $[\chi(T)]$ гольмия, железа и возможных соединений между ними (HoFe_2 , HoFe_3 , $\text{Ho}_6\text{Fe}_{23}$, $\text{Ho}_2\text{Fe}_{17}$) в широком интервале температур 20-1700° С в их твердом и жидком состояниях, по методике, описанной нами ранее [1].

Анализ экспериментальных результатов показал, что зависимость $\chi^{-1}(T)$ исследуемых соединений имеет сложный характер. С увеличением температуры восприимчивость сначала возрастает и достигает максимального значения при 705, 715 и 710°С соответственно для $\text{Ho}_6\text{Fe}_{23}$, HoFe_3 и HoFe_2 , а дальше уменьшается. Кроме того, вблизи указанных температур с увеличением напряженности магнитного поля восприимчивость этих соединений уменьшается. Эти два экспериментальных признака свидетельствуют о принадлежности изученных соединений к антиферромагнетикам и их зависимость $\chi(T)$ в парамагнитном состоянии описывается законом Нееля:

$$1/\chi - T/C + 1/\chi - \sigma/(T - \theta) \quad (1)$$

Коэффициенты C , χ , σ , θ , были найдены из экспериментальной зависимости $\chi^{-1}(T)$ соединений. Эти коэффициенты связаны параметрами молекулярного поля n , α , β , характеризующиеся обменное взаимодействие между подрешетками соединений по следующим выражениям [2]:

$$1/\chi = n(2\lambda\mu - \lambda^2\alpha - \mu^2\beta) \quad (2)$$

$$\sigma = n^2 C \lambda \mu [\lambda(1 + \alpha) - \mu(1 + \beta)]^2 \quad (3)$$

$$\theta = n C \lambda \mu (2 + \alpha + \beta) \quad (4)$$

где λ и μ доля ионов Ho^{3+} и Fe^{3+} , занимающие узлы в подрешетках соединений. Из этой системы уравнений были вычислены параметры n , α , β . Таким образом, впервые обнаружено фазовый переход антиферромагнетизм - парамагнетизм в изученных соединениях и показан применимость для них общей теории ферромагнетизма Нееля.

1. О.К.Кувандиков, Х.О.Шакаров, М.К.Салахитдинова «Магнитная восприимчивость соединений гольмия с элементами группы железа при высоких температурах».- Известия ВУЗов, серия Физика, вып.6,1997, с.105-107.
2. Неель Л. Магнитные свойства ферритов, ферромагнетизм и антиферромагнетизм. - В сб.; Антиферромагнетизм. Под редакцией С.В.Вонсовского, Изд-во ИЛ., М., 1956, с.56-84.

О ВОЗМОЖНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ ИНДУЦИРОВАННОГО СУПЕРПАРАМАГНЕТИЗМА С ПОМОЩЬЮ ФМР

Козлов В.И., Комарова М.А., Николаев В.И.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет
119899, Москва, Воробьевы горы, E-mail: vnik@cs.msu.su

Исследования последних лет показали, что ферромагнитный резонанс (ФМР) является эффективным методом изучения суперпарамагнетиков. Установлено, в частности, что положение и форма линии ФМР в ансамбле суперпарамагнитных частиц сильно зависят от особенностей магнитной и кристаллической структуры частиц. Это дает основание надеяться, что ФМР может быть использован для обнаружения новой разновидности магнитоупорядоченного состояния вещества - индуцированного суперпарамагнетизма. Суть явления в том, что при температуре несколько выше точки Кюри ($T > T_C$) внешнее магнитное поле может восстановить магнитное упорядочение внутри частицы. Ее магнитный момент будет испытывать при этом, как и в области $T < T_C$ тепловые повороты, обусловленные колебаниями атомов. Чем выше температура T ($> T_C$) тем, очевидно, большим должно быть внешнее магнитное поле, необходимое для восстановления магнитного момента частицы.

Оценка величины критического поля перехода "парамагнетизм индуцированный суперпарамагнетизм" для частиц с $T_C = 250\text{K}$ и $N = 10^3$ (N – магнитный момент частицы в магнетонах Бора) дает при $T/T_C = 1.01$ $H_{\text{crit}} \sim 9$ кэ, а при $T_C = 300\text{K}$, $N = 10^3$ и $T/T_C = 1.02$ - $H_{\text{crit}} \sim 35$ кэ. Величина внешнего магнитного поля должна быть выбрана существенно большей величины H_{crit} при заданных значениях T_C , N и T/T_C . Выполнение этого условия связано с необходимостью индуцировать, возможно, больший магнитный момент у частиц, так как величиной этого момента определяется интенсивность линии ФМР. Приведенные оценки свидетельствуют о необходимости поиска компромисса в выборе условий эксперимента по обнаружению перехода "парамагнетизм–индуцированный суперпарамагнетизм". Этим условиям соответствуют возможности радиоспектрометра 8-мм-диапазона, позволяющего наблюдать электронный парамагнитный резонанс в поле 13 кэ.

Для описания ожидаемой формы сигнала ФМР в случае индуцированного суперпарамагнетизма необходимо учесть температурно-полевые зависимости магнитного момента частицы. Они были рассчитаны нами в рамках теории молекулярного поля (с использованием модели Ланжевена). В расчетах предполагалось, что суперпарамагнитные частицы одинаковы по своим размерам и свойствам. По этим расчетам, при достаточно малой магнитной анизотропии сигнал ФМР представляется в виде практически симметричной линии (форма которой близка к лоренцевой). По мере роста константы анизотропии линия становится все более асимметричной, что принципиально отличает ее от линии ЭПР.

На основании проведенного нами численного моделирования ФМР в ансамбле ультрамалых частиц, находящихся в суперпарамагнитном состоянии при $T > T_C$, можно ожидать, что ФМР, как метод исследования, может быть использован для обнаружения перехода ультрамалых частиц в состояние индуцированного суперпарамагнетизма.

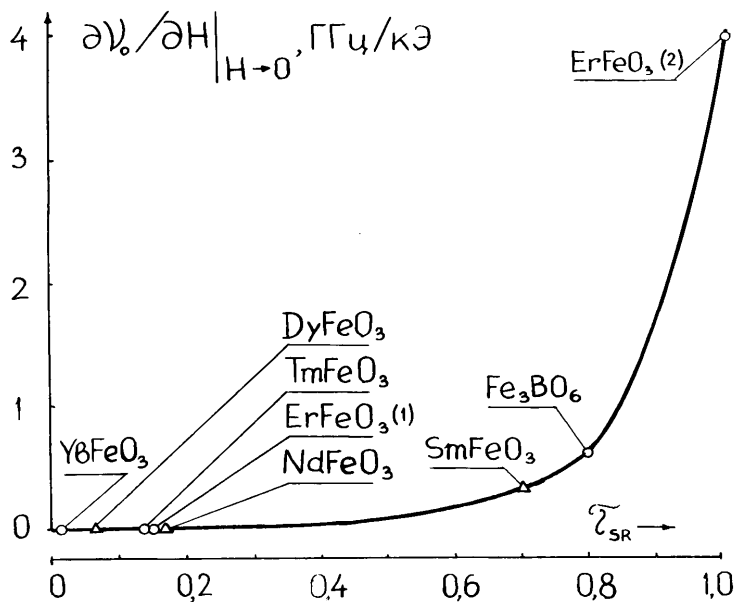
РОЛЬ ПРОДОЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ДИНАМИКЕ СПОНТАННОЙ СПИНОВОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ

Даньшин Н.К., Непочатых Ю.И.

Донецкий физико-технический институт Национальной академии наук Украины, Украина, 340114, Донецк-114, ул. Р. Люксембург, 72. danshin@host.dipt.donetsk.ua

Комплексными экспериментальными исследованиями слабых ферромагнетиков методами сверхвысокочастотной спектроскопии показано, что динамика магнитных ориентационных фазовых переходов в них формируется за счет взаимодействия различных колебательных подсистем. Применительно к редкоземельным ортоферритам, на которых проведены основные эксперименты, к таким подсистемам относятся: упорядоченная подсистема спинов железа, парамагнитная (а в некоторых случаях и упорядоченная) подсистема спинов редкой земли, упругая и дипольная подсистемы. В отличие от традиционного описания динамики антиферромагнетиков, учитывающего вклад в резонансные свойства только со стороны прецессии намагниченности во внешнем магнитном поле H , здесь основное внимание было обращено на эффекты, свидетельствующие о проявлении в этих свойствах также и продольных колебаний. Эти достаточно тонкие эффекты, как оказалось, можно обнаружить только в точках ориентационных фазовых переходов, большой разновидностью которых обладают редкоземельные ортоферриты. В точке перехода обычно имеет место значительная энергетическая щель в спектре спиновых волн ν_0 , которая является своеобразной суммарной мерой динамического взаимодействия различных колебательных подсистем магнетика. Этот эффект (наличие частотной щели в резонансном спектре мягкой моды) в большинстве случаев может быть описан известной спин-волновой моделью, которая игнорирует продольные колебания намагниченности [1]. Однако, как показано в данных экспериментах, в общем случае это не является оправданным. Более того, продольные колебания намагниченности иногда могут оказаться решающими в формировании спиновой динамики антиферромагнетиков в окрестности спиновой переориентации. Для установления их роли нами был проведен сравнительный анализ результатов измерений мягких магниторезонансных мод на соединениях с разными температурами спонтанной переориентации, в которых реализуется наиболее типичная спиновая переориентация в подсистеме железа $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$. Последняя, как известно, состоит в развороте векторов ферро- и антиферромагнетизма на $\pi/2$ от одной кристаллографической оси к другой. В экспериментах использованы редкоземельные ортоферриты $RFeO_3$ ($R - Yb, Tm, Sm, Er$) и изоморфный им слабый ферромагнетик Fe_3VO_6 . Благодаря этому удалось перекрыть диапазон температур спонтанной переориентации T_{SR} от 4 К до 450 К. Было показано, что вклад продольных колебаний намагниченности в величину энергетической щели имеет место даже при $H \rightarrow 0$, т.е. в точках спонтанного перехода. При этом установлено, что вклады в спиновую динамику переориентации от прецессии и продольных колебаний всегда сосуществуют, являются аддитивными и конкурирующими. Соотношение парциальных величин этих вкладов зависит от отношения температуры спонтанной переориентации T_{SR} к температуре упорядочения соответствующей спиновой подсистемы T_N . Это отношение индивидуальное для каждого соединения, т.е. является её статическим параметром, поскольку при практически одинаковых температурах упорядочения спинов железа $T_N \approx 700$ К температуры спонтанной переориентации разных соединений могут отличаться на порядок. Это обстоятельство и позволило путем подбора перечисленного выше набора магнетиков провести соответствующие эксперименты в интервале . отношения $\tau_{SR} = T_{SR}/T_N$ от 0,01 до 1. В результате сопоставительного анализа исследований на этих соединениях было

установлено непрерывное возрастание вклада в динамику спиновой переориентации со стороны продольных колебаний намагниченности по мере перехода к соединениям со всё большими значениями параметра τ_{SR} . Свидетельством этого вклада, как следует из термодинамической модели [2], является возрастание энергетической щели при увеличении внешнего магнитного поля строго ориентированного по кристаллографической оси кристалла a . Таким образом для сопоставительного анализа можно воспользоваться производной $\partial v_0 / \partial H$, а для оценки вклада продольных колебаний в динамику лишь спонтанной переориентации эту производную для каждого конкретного соединения следует брать при $H \rightarrow 0$. Зависимость последней от параметра τ_{SR} и приведена на рисунке (о - эксперимент, Δ - расчет; ErFeO_3 (1) и ErFeO_3 (2) характеризуют динамику соответственно спиновых подсистем железа и эрбия.). Видно, что на общую плавную кривую хорошо ложатся как экспериментальные точки - для одних соединений, так и расчетные - для других. Из приведенной зависимости следует, что в большинстве редкоземельных ортоферритов вклад продольных колебаний намагниченности в динамику спонтанной переориентации железа неощутимо мал. Без поля близких по величине вкладов в динамику со стороны



прецессии и продольных колебаний следует ожидать только при значениях параметра $\tau_{SR} \geq 0,5$. Но в сильном магнитном поле продольные колебания могут играть существенную роль и при сколь угодно малом τ_{SR} . Рекордное значение $\partial v_0 / \partial H \approx 4$ Гц/кЭ обнаружено в ErFeO_3 (2) при $\tau_{SR} = 1$. Оно соответствует метамгнитному переходу в подсистеме эрбия при $H \rightarrow 0$, когда совпадают температуры спонтанного перехода и упорядочения этой подсистемы спинов. Из приведенных результатов следует, что в общем случае спиновая динамика ориентационных переходов в реальных эксперимен-

тальных условиях (т.е. при $T > 0$) формируется под действием как прецессии, так и продольных колебаний намагниченности. Соотношение соответствующих вкладов в величины энергетических щелей при спонтанных переходах зависит в основном от статических свойств конкретного соединения и может характеризоваться безразмерным температурным параметром - относительной температурой спонтанного перехода $\tau_{SR} = T_{SR}/T_N$. Поскольку различные колебательные подсистемы в области ориентационных переходов сильно связаны, то наблюдаемые в эксперименте мягкие магниторезонансные моды в большинстве случаев не могут быть идентифицированы ни как чисто прецессионные, ни как чисто релаксационные и уж никак не чисто спинового происхождения. Существующие спин-волновая [1] и термодинамическая [2] теоретические модели могут претендовать на строгое описание динамики спонтанной переориентации только вблизи крайних границ температурной области упорядочения спинов - т.е. соответственно при $T \rightarrow 0$ и $T \rightarrow T_N$.

1. В.Д.Бучельников, Н.К.Даньшин, Л.Т.Цымбал, В.Г.Шавров. УФН **166**, 585 (1996).

2. А.М.Балбашов, Ю.М.Гуфан, П.Ю.Марчуков, Е.Г.Рудашевский. ЖЭТФ **94**, 305 (1988).

**THE MAGNETIC FIELD INFLUENCE ON THE JAHN-TELLER PHASE
TRANSITION
IN THE DYSPROSIUM CONTAINING COMPOUNDS $K(Rb)Dy(WO_4)_2$**

Kuznetsov A.Yu., Kuznetsova V.V., Markovich V.I.

Donetsk Physico-Technical Institute, R.Luxemburg str., 72, Donetsk, 340114, Ukraine.

E-mail: kovar@host.dipt.donetsk.ua

The model pseudospin theory is developed to explain and to describe structural phase transitions (SPT) in dysprosium containing compounds $KDy(WO_4)_2$ and $RbDy(WO_4)_2$. It is based on the assumption of Jahn-Teller nature of these SPT [1-2]. We take into account only two lowest Kramers doublets, as it was made for the classic case of $DyVO_4$ [3-4]. But our objects undergo SPT even in a magnetic field, which was shown to destroy this SPT in case of ferrodistoritive structure of the low-temperature phase[4]. It means that we should consider low-temperature phase to be non-ferrodistoritive. Our model also differs from that developed for $KDy(MoO_4)_2$ [5-6], because we enforced to reject the assumption of small value of the magnetic field and to take into account magnetic properties of the exited doublet exactly. Therefore we introduce four-component site matrices, expressed through direct production of Pauli matrices in the form: $\hat{S}_{x,z} = \hat{1} \otimes \hat{\sigma}_{x,z}$, $\hat{m}_{x,y} = \hat{\sigma}_{x,y} \otimes (\hat{1} \pm \hat{\sigma}_z) / 2$, $\hat{m}_z \equiv 0$. Here \hat{S}_x is the operator of the tunneling splitting between two Kramers doublets, \hat{S}_z is the operator of the Jahn-Teller distortion, and $\hat{m}_x, \hat{m}_y, \hat{m}_z$ are the magnetization operators. The model Hamiltonian has the form:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} J_{ij} \hat{S}_{iz} \hat{S}_{jz} - \frac{1}{2} \Delta \sum_i \hat{S}_{ix} - \Lambda J \vec{B} \cdot \sum_i \vec{\hat{m}}_i,$$

where J_{ij} are the exchange interaction constants; Δ is the tunneling parameter; $\Lambda=(4/3)$ is Lande factor; $J=(15/2)$ is the total angular momentum of the ${}^6H_{15/2}$ ground term of the dysprosium ion. The simplest structure of non-ferrodistoritive phase is antiferrodistoritive one. Assuming such a structure one should consider two-sublattice division of our crystal and express the free energy per one site in the multiplicative approximation in the form:

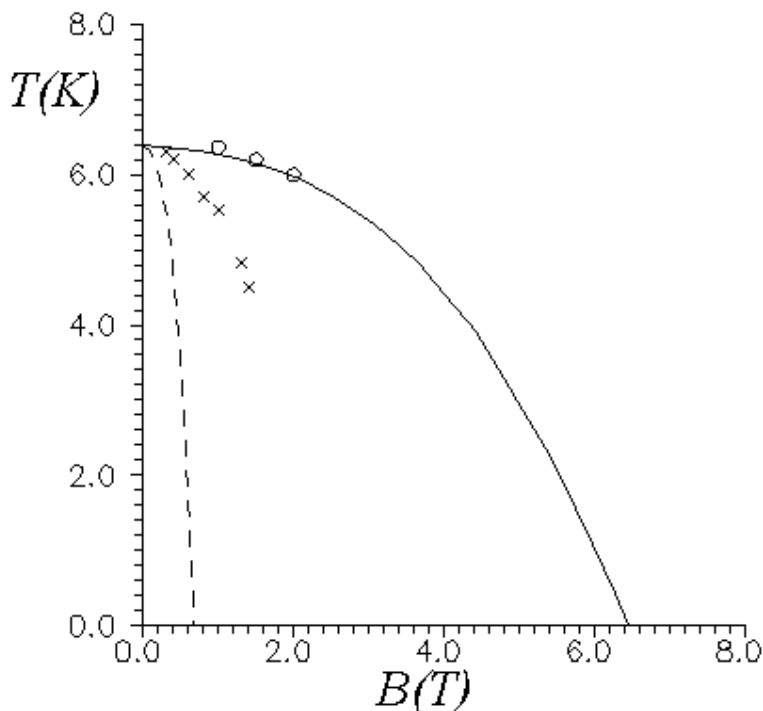
$$f = -\frac{1}{2} J_s (S_{1z}^2 + S_{2z}^2) - J_i S_{1z} S_{2z} - \frac{1}{2} \Delta (S_{1x} + S_{2x}) - \frac{1}{2} \Lambda J \vec{B} \cdot (\vec{m}_1 + \vec{m}_2) + \frac{1}{4} kT \sum_{\alpha=1}^4 \sum_{i=1}^2 \varphi(1 + \lambda_{i\alpha}) - 2kT \ln 4 \Bigg\},$$

where J_s and J_i are the intra- and intersublattice interaction constants respectively; $\hat{S}_{ix} \equiv \langle \hat{S}_{ix} \rangle$, $\hat{S}_{iz} \equiv \langle \hat{S}_{iz} \rangle$, $\vec{m}_i \equiv \langle \vec{\hat{m}}_i \rangle$ are the mean values of the corresponding operators in sublattice i ; $\varphi(x) \equiv x \ln x$ and $\lambda_{i\alpha}$ are the roots of the equation

$$(S_{ix}^2 + S_{iz}^2 - \lambda_i^2)^2 - m_{ix}^2 (S_{iz} + \lambda_i)^2 - m_{iy}^2 (S_{iz} - \lambda_i)^2 + m_{ix}^2 m_{iy}^2 = 0.$$

Antiferrodistoritive phase transition is described by the order parameter $S_z = S_{1z} - S_{2z}$. Equilibrium conditions of the free energy f with respect to the order parameter give rise to the phase boundary $T_c(B)$ on T-B phase diagram. The curves $T_c(B)$ depend on direction of vector \vec{B} , and all possible shapes of them are covered by the range $0 < \alpha < \pi/4$, where α is the angle between x -axis and vector \vec{B} lying in xy -plane. A good agreement with the experimental points obtained from the heat capacity measurements may be achieved in assumption that vector \vec{B} does not really lies in the xy -plane and z -component of \vec{B} should be taken into ac-

count. The results are shown in the figure. Theoretical curves were obtained by the method of the least squares for both directions of \vec{B} . Full line corresponds to the a -axis direction; broken line corresponds to the c -axis direction. Symbols mark the experimental points.



We can make some conclusions:

1. Phase boundary $T_c(B)$ is obtained for various directions of vector \vec{B} . The dependence of this curve on the direction of \vec{B} is clearly shown.
2. It is shown that SPT temperature T_c decreases when the magnetic field value B increases at all directions of \vec{B} .
3. Theoretical results have been compared with the experimental data obtained on the heat capacity measurements for the crystals $KDy(WO_4)_2$ and $RbDy(WO_4)_2$. For the good agreement we must assume that the magnetic coordinate system xyz is somewhat turned in respect to the crystallographic system abc .
4. It is shown theoretically that the existence of the loop-shaped character of the phase boundary $T_c(B)$ is possible at some values of the coupling constants. It may arouse the return phase transition in our objects.

1. I.V. Skorobogatova, E.M. Savchenko. FNT, 1980, 6, No1, p. 112-117.
2. I.V. Skorobogatova, E.M. Savchenko. FNT, 1980, 6, No2, p. 240-243.
3. R.J. Elliot et al. Proc.Roy.Soc.London, 1972, A328, No1573, p.217-266.
4. E. Pytte. Phys.Rev.B, 1974, 9, No3, p.932-941.
5. M.D. Kaplan. FTT, 1984, 26, N1, p. 89-95.
6. M.J.M. Leask, A.C. Tropper, M.R. Wells. J.Phys.C, 1981, 14, 3481-3498.

**О МЕССБАУЭРОВСКОЙ ДИАГНОСТИКЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА
"ПАРАМАГНЕТИЗМ - ИНДУЦИРОВАННЫЙ СУПЕРПАРАМАГНЕТИЗМ"**

Т.А.Бушина, В.И.Николаев

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет 119899, Москва, Воробьевы горы,

E-mail: vnik@cs.msu.su

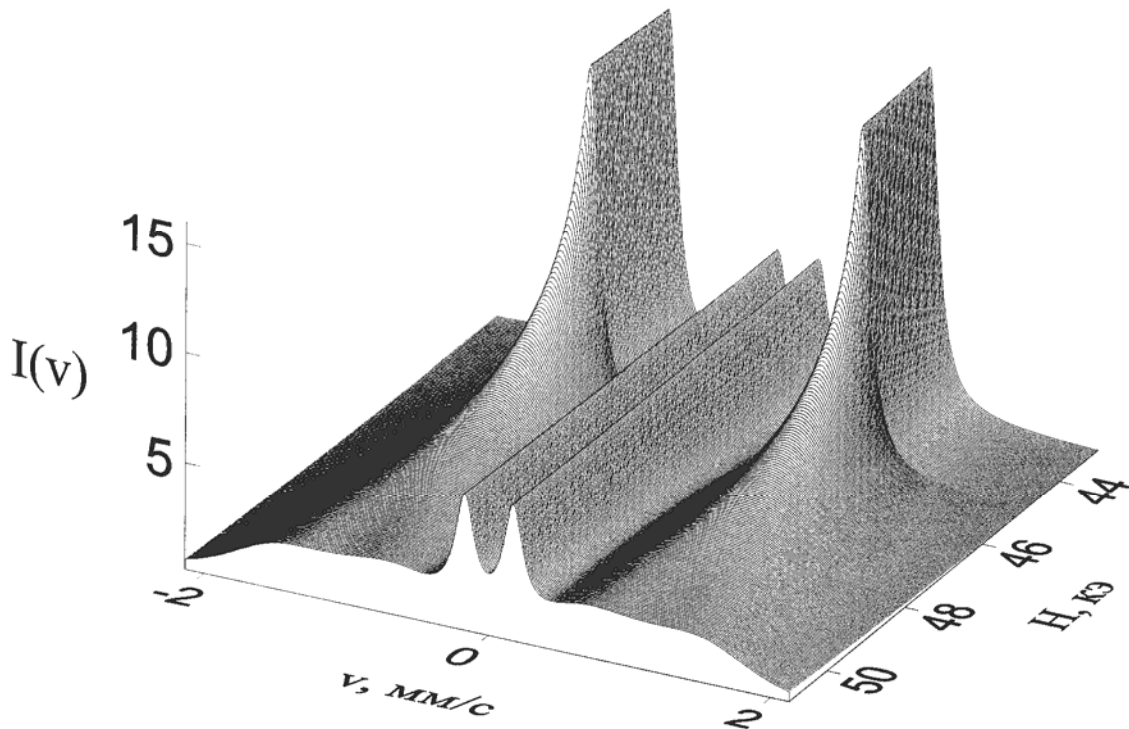
Оценочные расчеты, проведенные в рамках теории молекулярного поля с использованием модели Ланжевена, показывают, что для ультрамалых частиц состояние суперпарамагнетизма может быть восстановлено при температурах несколько выше точки Кюри T_C - путем наложения внешнего магнитного поля H , превышающего некоторое критическое значение H_{crit} [1,2]. Поле H_{crit} можно оценить по формуле

$$H_{crit} = \left(\frac{kT_C}{\mu_B} \right) \sqrt{\frac{3\tau(\tau-1)}{N}},$$

где N - "номинальный" магнитный момент частицы в магнетонах Бора, $\tau \equiv T/T_C$ - приведенная температура. Величины N , T_C и τ можно подобрать с таким расчетом, что поле H_{crit} окажется не слишком большим, а выбранная температура T - близкой к комнатной. Так, при $N=300$, $T_C=300K$ и $\tau=1.01$ получим $H_{crit}=45k\text{э}$.

В этой связи представляла бы интерес попытка обнаружения перехода ультрамалых частиц в состояние индуцированного суперпарамагнетизма с помощью эффекта Мессбауэра. На рисунке показаны результаты численного моделирования огибающей мессбауэровского спектра ядер ^{57}Fe в составе ультрамалых частиц магнетика при указанных выше значениях параметров задачи (для случая "продольного" поля \vec{H}). Для описания релаксационных спектров использовалась двухуровневая модель. В расчетах принималось, что частицы "образца" одинаковы и не взаимодействуют между собой. Что касается частоты релаксации магнитного момента частиц Ω , для рисунка она соответствует условию $\Omega/\delta_{1,6}=0.2$ ($\delta_{1,6}$ - частота сверхтонкой структуры для крайних "компонент" спектра), которое приводит к случаю спектров "релаксационного вида".

Как видно из рисунка, переход в область индуцированного суперпарамагнетизма при постепенном увеличении внешнего поля H приводит к существенной трансформации спектра, тем большей, чем больше поле H по сравнению с H_{crit} . Возникновение характерных релаксационных "крыльев", если оно наблюдалось бы на опыте, непосредственно указало бы на переход частиц в состояние индуцированного суперпарамагнетизма.



Следует ожидать, однако, что такой переход окажется "размытым" - из-за разброса в размерах частиц образца и связанных с ним различий их точек Кюри. Тем не менее, можно надеяться, что само возникновение релаксационных "крыльев" и слабеющая с ростом поля H интенсивность четких зеемановских компонент в суммарном спектре (они соответствуют частицам, для которых $H < H_{\text{crit}}$) могли бы указать на переход все более возрастающей доли частиц из парамагнитного состояния в состояние индуцированного суперпарамагнетизма.

- [1] Николаев В.И., Бушина Т.А., Ким Ен Чан. О возможности наблюдения индуцированного суперпарамагнетизма. // Вестн. Моск. Ун-та. 1996. Сер.3., физика, астрономия. №4. С.107-109.
- [2] Николаев В.И., Бушина Т.А., Ким Ен Чан. О парапроцессе суперпарамагнитного типа. // Вестн. Моск. Ун-та. 1998. Сер.3., физика, астрономия. № 2. С.52-55.

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД СПИНОВОЕ СТЕКЛО - ДАЛЬНИЙ МАГНИТНЫЙ ПОРЯДОК И СПИНОВОЕ СТЕКЛО - ПАРАМАГНЕТИК В ПОЛУПРОВОДНИКАХ СИСТЕМЫ $x\text{CuCr}_2\text{Se}_4 - (1-x)\text{Cu}_{0.5}\text{Me}_{0.5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ (Me=In,Ga). ПРИРОДА СПИНСТЕКЛООБРАЗНОЙ ФАЗЫ

А.И. Абрамович, Л.И. Королева

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

119899 Москва, Россия

E-mail: abram@ofef343.phys.msu.su

Для выяснения природы спинстеклообразного состояния (СС) и существования фазовых переходов СС - парамагнетик (ПМ) и СС - дальний магнитный порядок (ДМП) была изучена зависимость магнитосопротивления (МС) $\Delta\rho/\rho$ от квадрата намагниченности (σ^2) СС системы $x\text{CuCr}_2\text{Se}_4 - (1-x)\text{Cu}_{0.5}\text{Me}_{0.5}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($x=0, 0.01$ Me=In; $x=0.03, 0.05$ Me=Ga) и возвратного спинового стекла (ВСС) ($x=0.125$ Me=Ga). Известно, что в магнетиках МС пропорционально σ^2 , и интенсивность парапроцесса в сильных магнитных полях определяется величиной наклона зависимостей $\Delta\rho/\rho(\sigma^2)$. Очевидно, что если в СС и ВСС интенсивность парапроцесса одна и та же по разные стороны температурных переходов СС - ПМ и СС - ДМП, то эти фазы почти не различаются. В противном случае они должны различаться, т.е. состоять из различных структурных элементов. Мы измерили намагниченность и МС указанных выше образцов в магнитных полях до 45 кЭ в области температур, включающей температуру замораживания T_f и точку Кюри T_c , построили зависимости $\Delta\rho/\rho(\sigma^2)$ и обнаружили, что наклон этих зависимостей изменяется в T_f как для СС так и для ВСС. Так для ВСС - состава с $x=0.125$ Me=Ga этот наклон постоянен с точностью до 10% как в области $T < T_f$, так и в области $T_f < T < T_c$, но возрастает в два раза при переходе от первой ко второй температурной области. Для СС - составов с $x=0, 0.01$ Me=In и $x=0.03, 0.05$ Me=Ga он постоянен с точностью до 20% как ниже T_f так и выше T_f для каждого состава, но уменьшается в четыре - пять раз при переходе от СС к ПМ области. Эти факты свидетельствуют о существенной перестройке спиновой системы в T_f .

Таким образом, обнаруженное изменение интенсивности парапроцесса в T_f для ВСС и полученные нами ранее следующие результаты [1,2]; максимум абсолютной величины МС в T_f , изменение энергии активации проводимости в T_f и независимость T_f от частоты измерения позволяют сделать заключение о том, что в этом соединении имеет место термодинамический фазовый переход СС - ДМП, а СС фаза состоит из спинов отдельных ионов Cr^{3+} .

Для составов СС изменение интенсивности парапроцесса в T_f в совокупности с выполнением соотношений статического и динамического скейлинга, соотношения Алмейды - Таулесса и гигантским максимумом отрицательного МС в T_f (величина МС достигает 98% в поле 40 кЭ) [1,2] указывает на то, что СС фаза содержит взаимодействующие ферромагнитные кластеры типа ферронов, которые разрушаются при нагревании выше T_f . При этом переход СС - ПМ является термодинамическим фазовым переходом.

[1] А.И.Абрамович, Т.В.Вировец, Л.И.Королева. ЖЭТФ 96, 1066 (1989).

[2] A.I.Abramovich, T.V.Virovets, L.I.Koroleva. Phys.Lett.A 153, 5, 248 (1991).

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВАХ ГОЛЬМИЙ – ПРАЗЕОДИМ.

Урсова Б.И.

Карачаево-черкесский государственный педагогический университет

Исследованы полевые и температурные зависимости: намагниченности – $I(H, T)$, электросопротивления – $\rho(H, T)$, магнетосопротивления – $\Delta\rho/\rho(H, T)$ монокристаллических сплавов гольмий – празеодим ($\text{Ho} - \text{Pr}$) с концентрацией празеодима до 12,0 ат.% в интервале температур 4,2 – 400 К и в магнитных полях до 50 кЭ.

Монокристаллы сплавов $\text{Ho}_{1-x} - \text{Pr}_x$ ($x=0.0; 1.2; 3.4; 12.0$) были выращены в ГИРЕДмете методом рекристаллизационного отжига с предварительной деформацией из гольмия и празеодима чистотой 99,99 %, которые подвергались дополнительной очистке методом дистилляции. Контроль монокристалличности и оценка совершенства структуры осуществлялись методом рентгенографии. Ориентировка образцов проводилась методом Лауэ.

Образцы вырезались в виде пластинок размером 1x1x6 мм вдоль гексагональной оси и в базисной плоскости.

Измерения проводились баллистическим и потенциометрическим методами.

На основании наших исследований и нейтрографических данных для гольмия [1, 2] построены магнитные фазовые диаграммы в полях до 50 кЭ в интервале температур 4.2 - 150 К.

Фазовая диаграмма сплава с 1.2 ат. % празеодима вдоль гексагональной оси показана на рис. 1.

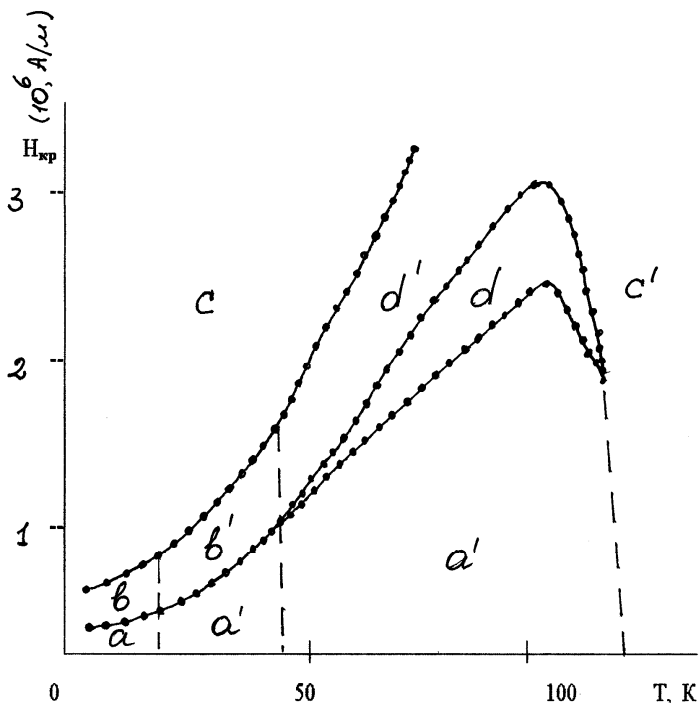


Рис. 1. Магнитная фазовая диаграмма $\text{Ho}_{1-x}\text{-Pr}_x$ при $x=1.2$ ат. % вдоль гексагональной оси.

В области низких температур $T < T^*$, где T^* - температура перехода от конуса к геликоидальной структуре, наблюдается область конического упорядочения (область а), которая под действием магнитного поля разрушается при $H > H_{кр1}$, где $H_{кр1}$ – поле, при котором разрушается периодическая структура – (область b) и переходит в коллинеарную ферромагнитную структуру при $H > H_{кр2}$, где $H_{кр2}$ – поле, при котором переходит в ферромагнитное состояние - (область с). В этом интервале температур значения $H_{кр1}$ и $H_{кр2}$ – увеличиваются слабо с ростом температур. С повышением температур $T^* < T < T_N$, где T_N – температура Нееля, в слабых полях $H > H_{кр1}$ наблюдается геликоидальная структура – (область а'), которая под воздействием магнитного поля при $H > H_{кр1}$ разрушается – (область b') и переходит в ферромагнитную при $H > H_{кр2}$ – (область с').

При $T > 40$ К переход от геликоидальной структуры к коллинеарной происходит с образованием «веерного» упорядочения – (области d и d'). Все критические поля при $T > T^*$ возрастают с ростом температуры, а в районе T_N – резко падают. При $T > T_N$ возникает парамагнитное состояние (область с').

Таким образом, области магнитного упорядочения – коническая, геликоидальная и область существования «веерной» фазы сужаются при введении празеодима в кристаллическую решетку гольмия.

Сплавы с $x = 0.0$; $x = 3.4$; $x = 12.0$ имеют фазовые диаграммы, аналогичные приведенной для $x = 1.2$, как вдоль гексагональной оси, так и в базисной плоскости.

ЛИТЕРАТУРА.

1. Koehler W.C., Cable S.M., Wilkinson M.K., Wollan E.O.
Magnetic Structure of Holmium Virgin State.
- Phys. Rev., 1966, 151, p. 414 – 424.
2. Koehler W.C., Cable S.M., Child H.R.
Magnetic Structure of Holmium II. The Magnetization Process.
- Phys. Rev., 1967, 158, p. 450 – 461.

АНОМАЛИЯ ЗАВИСИМОСТИ $\sigma(T)$, ОБУСЛОВЛЕННАЯ МАГНИТНЫМ ФАЗОВЫМ ПЕРЕХОДОМ В КРИСТАЛЛАХ $TiFeS_2$.

Э.М. Керимова, С.Б. Кязимов, С.Д. Мамедбейли, А.Б. Магеррамов

Институт физики Академии Наук Азербайджана, Баку, 370143,

Пр. Г.Джавида,33

Приводятся экспериментальные результаты относительно характера температурной зависимости удельной электропроводности (5 - 220 К) монокристаллов $TiFeS_2$ в области, охватывающей магнитное разупорядочение. Выявлено, что кристаллы $TiFeS_2$ являются характерным магнитным полупроводником, величина удельной электропроводности которого в интервале 5-127 К соответствовала значению $\sigma=10^{-9} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$. Начиная с 127 К наблюдалось характерное для полупроводников экспоненциальное увеличение проводимости с ростом температуры. Однако в области $127 \leq T \leq 222$ К зависимость $\sigma(T)$ отличается от обычных полупроводников тем обстоятельством, что при $T=T_c=170$ К тангенс угла наклона зависимости $\lg\sigma=(10^{-3}/T)$ претерпевает заметное изменение. Причем в области сравнительно более высоких температур ($T \leq 170$ К) указанный наклон оказывается меньше, чем в области низких ($T \geq 170$ К) температур, а именно, $\Delta E_1(T \leq 170 \text{ К})=0,398 \text{ эВ}$, а $\Delta E_2(T \geq 170 \text{ К})=0,273 \text{ эВ}$.

Отмеченная аномалия объясняется наличием магнитного фазового перехода в кристаллах $TiFeS_2$ вблизи 170 К, сопровождаемого уменьшением энергии активации в области $T > T_c$ за счет характерного обменного взаимодействия. Величина энергии обменного взаимодействия "As" оценена в 0,5 эВ, что по порядку величины близко к энергии ионизации при $T \leq T_c$ ($\Delta E_1=0,4 \text{ эВ}$). Энергия обменного взаимодействия оказалась весьма чувствительной к частичным замещениям ионов железа на немагнитные ионы галлия.

Магнитные критические явления

КОНЕЧНО-РАЗМЕРНЫЙ СКЕЙЛИНГ И КРИТИЧЕСКИЕ ИНДЕКСЫ Cr_2O_3

Муртазаев А.К., Алиев Х.К., Хизриев К.Ш., Эмирасланова Л.Л., Мутайламов В.А.

Институт физики Дагестанского научного центра РАН

367003, Махачкала, ул. М.Ярагского, 94, E-mail: kamilov@datacom.ru

Исследование особенностей фазовых переходов в трехмерных системах, исходя из микроскопических гамильтонианов, все еще является важной задачей современной теории фазовых переходов и критических явлений. В последнее время уделяется большое внимание исследованию фазовых переходов методом Монте-Карло (МК). При этом до сих пор, в основном, изучались простые ферромагнитные модельные системы с взаимодействием между ближайшими соседями. Исследованию сложных соединений с учетом их конкретной кристаллографической структуры и реалистическими гамильтонианами уделялось недостаточное внимание. Значительно менее полно изучены реальные антиферромагнитные системы. Нами предложена и исследована модель реального антиферромагнетика Cr_2O_3 , имеющего ромбоэдрическую структуру. Гамильтониан этой системы может быть представлен в виде:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J_1 (\vec{S}_i \vec{S}_j) - \frac{1}{2} \sum_{k,l} J_2 (\vec{S}_k \vec{S}_l) - D \sum_{i=1} (S_i^z)^2, \quad |\vec{S}_i| = 1, \quad (1)$$

где J_1 и J_2 - константы обменного взаимодействия с первыми и вторыми ближайшими соседями, D - константа одноионной анизотропии. Все кристаллографические, обменные и магнитные данные, использованные при расчетах, соответствуют литературным данным для макрообразцов Cr_2O_3 .

Обычно при исследовании критических явлений методами МК стараются уменьшить степень влияния поверхности и на систему накладываются различные периодические граничные условия (ПГУ). В нашем исследовании также на системы были наложены ПГУ. Теория конечно-размерного скейлинга позволяет учесть влияние конечных размеров системы на критические явления. Согласно этой теории, свободная энергия системы с линейными размерами L при температурах T достаточно близких к T_c может быть представлена в следующем виде:

$$F(T, L) = L^{-(2-\alpha)/\nu} F(tL^{1/\nu}), \quad (2)$$

где $t=(T-T_c)/T_c$, $T_c=T_c(L=\infty)$ и критические индексы α и ν имеют значения соответствующие для бесконечной системы $L=\infty$. Уравнение (2) приводит к аналогичным зависимостям для теплоемкости, спонтанной намагниченности и восприимчивости.

Нами проведены исследования методом МК критических свойств модели реального антиферромагнетика Cr_2O_3 . Для этого использовались системы с числом спинов $N = 500; 864; 1372; 2048; 2916; 4000$ и с ПГУ. Выполнен анализ МК данных на основе представлений конечно-размерного скейлинга. Рассчитаны статические критические индексы теплоемкости α , спонтанной намагниченности β и восприимчивости γ . Проведено их сопоставление с результатами, полученными из аппроксимации этих же МК данных, традиционными степенными функциями. Все результаты полученные методом МК анализируются в сравнении с результатами теоретических предсказаний и лабораторных экспериментов.

МЕТОД ТРАНСФЕР-МАТРИЦЫ ДЛЯ ЯЧЕЕЧНЫХ ГАМИЛЬТониАНОВ.

Абуев Я.К., Агаларов А.М.

Институт Физики ДНЦ РАН,

367003, г.Махачкала. ул. М.Ярагского, 94, E-mail: kamilov@datacom.ru

В связи с открытием высокотемпературной сверхпроводимости исследование обобщенных моделей Гейзенберга-Хаббарда является чрезвычайно актуальной задачей [1]. Недавно Wadati e.a. [2,3] показали, что модель Хаббарда можно переписать через спиновые операторы в следующей эквивалентной форме:

$$\mathcal{H} = t \sum_{m=1}^N (\sigma_m^x \sigma_{m+1}^x + \sigma_m^y \sigma_{m+1}^y) + t \sum_{m=1}^N (\tau_m^x \tau_{m+1}^x + \tau_m^y \tau_{m+1}^y) + \frac{1}{4} U \sum_{m=1}^N (\sigma_m^z \tau_m^z) \quad (1)$$

где t , U - параметры модели Хаббарда, а $\hat{\sigma}_i, \hat{\tau}_i$ - "цветные" спиновые матрицы для спина 1/2. В настоящее время Квантовым методом обратной задачи рассеяния показано [4], что модель Хаббарда входит в класс точно решаемых, но решение предъявлено для основного состояния.

Естественно рассматривать более общие, чем [1] модели Гейзенберга,

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \left[\sum_{i=1}^N J(\hat{\sigma}_i \hat{\tau}_{i+1} + \hat{\tau}_i \hat{\sigma}_{i+1}) + \sum_{i=1}^N J_1 \hat{\sigma}_i \hat{\sigma}_{i+1} + \sum_{i=1}^N J_2 \hat{\tau}_i \hat{\tau}_{i+1} \right] \quad (2)$$

где J_1, J_2, J - соответственно константы обменного взаимодействия на подрешетках 1 и 2, и между подрешетками, а $\hat{\sigma}_i, \hat{\tau}_i$ - спиновые операторы для "цветных" спинов на подрешетках, не обязательно равные спину 1/2.

Модель (2) естественно обобщается на произвольное число подрешеток и конкурирующих обменных констант взаимодействия. В непрерывном пределе модели (2) мы имеем модель взаимодействующих фермионов (система Тирринга) или систему взаимодействующих солитонов (система НУШ или система sin-Gordon).

В твердотельных магнитных структурах модели типа (2) описывают антиферро-, ферримагнитное упорядочивание, и сложные фрустрированные, и модулированные длиннопериодические соразмерные и несоизмерные структуры [5].

Мы рассматриваем диагональную часть модели (2), т.е. модели типа Изинга,

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \left[\sum_{i=1}^N J(\sigma_i \tau_{i+1} + \tau_i \sigma_{i+1}) + \sum_{i=1}^N J_1 \sigma_i \sigma_{i+1} + \sum_{i=1}^N J_2 \tau_i \tau_{i+1} \right] \quad (3)$$

где σ_i, τ_i - изинговые спины на подрешетках.

Стандартный метод трансфер-матрицы не проходит для сложного гамильтониана (3). Основная идея работы заключается в введении "ячеечного" спина $S \equiv (\sigma, \tau)$, компонентами которого являются спины подрешеток. А обменные константы инвариантно заменяются одной матричной константой взаимодействия

$$\hat{J} \equiv \begin{pmatrix} J_1 & J \\ J & J_2 \end{pmatrix}$$

Тогда гамильтониан (3) переписывается в эквивалентной форме в обычном виде:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N S_i \hat{J} S_{i+1}^T \quad (4)$$

Теперь на модель (4) можно смотреть как на обычную однородную модель Изинга большого спина S с числом компонент $(2\sigma + 1) + (2\tau + 1)$, где σ, τ - величины спинов на подрешетках. Обобщая стандартный метод трансфер-матрицы, мы вводим локальную трансфер-матрицу:

$$T_{SS'} = \begin{pmatrix} e^{K_1 \sigma \sigma'} & e^{K \sigma \tau'} \\ e^{K \tau \sigma'} & e^{K_2 \tau \tau'} \end{pmatrix} \quad (5)$$

где K_1, K_2, K - приведенные константы взаимодействия. Диагональные элементы нашей матрицы содержат больцмановские веса локальной связи на подрешетках, а недиагональные элементы - больцмановские веса локальной связи между подрешетками. А в целом локальная трансфер-матрица (5) - это больцмановский вес ячейки.

Решая задачу на собственные значения мы получим статсумму, а значит и термодинамические функции. Обобщение метода трансфер-матрицы на случай произвольного числа подрешеток и "цветов" спинов проводится естественно. Таким образом, вычисление статистической суммы для ячеечных гамильтонианов сводится к решению алгебраических уравнений. Для простоты вычислений и для сравнения с известными результатами мы ограничивались случаем двух подрешеток и спинами $|\sigma| = |\tau| = \frac{1}{2}$, а под-

решетки выделяли константами обменных взаимодействий J_1 и J_2 , и между подрешетками - J . В этом, наиболее простейшем случае мы имеем трансфер-матрицу размера 4×4 . Задача на собственные значения для вычисления статсуммы приводит к алгебраическому уравнению четвертой степени. Пока нам не удалось привести выражение для свободной энергии к простому виду. Она является функцией от трех констант $f = \varphi(K_1, K_2, K)$. В пределе $K \rightarrow 0$ (взаимодействие между подрешетками равно нулю) выражение для свободной энергии распадается на две части:

$$f = p(K_1) + q(K_2),$$

что вполне подтверждает расщепление на две модели Изинга.

Литература.

- [1]. Изюмов Ю.А., Кацнельсон М.И., Скрыбин Ю.Н., Магнетизм коллективизированных электронов., М., Наука., 1994.
- [2]. Wadati M., Olmedilla E., Akutsu Y., J.Phys.Soc.Japan., v.56, №4, 1987, p.1340.
- [3] Olmedilla E., Wadati M., Akutsu Y., J.Phys.Soc.Japan, v.56, №7, 1987, p.2298.
- [4]. Shastry B.S., Phys.Rev.Lett., v.56, № 23, p.2453.
- [5]. Изюмов Ю.А., Дифракция нейтронов на длинно-периодических структурах., М., Энергоатомиздат, 1987.

CRITICAL BEHAVIOUR OF A COMPLEX CUBIC MODEL DESCRIBING PHASE TRANSITIONS IN CERTAIN MULTI-SUBLATTICE ANTIFERROMAGNETS AND STRUCTURAL PHASE TRANSITION IN NbO₂ CRYSTAL FROM FOUR-LOOP ϵ -EXPANSIONS.

A.I. Mudrov*, K.B.Varnashev**

* Department of Theoretical Physics, Institute of Physics, St.Petersburg State University, Ulyanovskaya 1, Stary Petergof, St.Petersburg, 198904, Russia,
E-mail: aimudrov@dg2062.spb.edu

**Department of Physical Electronics, Electrotechnical University, Prof. Popov Street 5, St.Petersburg, 197376, Russia
E-mail: root@post.etu.spb.ru

The critical behaviour of a model with isotropic and cubic interactions and the N-component complex order parameter field describing antiferromagnetic and structural phase transitions in a number of crystals with complicated ordering is studied by ϵ -expansion method within the four-loop renormalization group (RG) approximation. The fluctuation LGW Hamiltonian of the model reads

$$H = \int d^Dx [1/2(m_0^2 \varphi_\alpha^2 + (\nabla\varphi_\alpha)^2) + u_0/4! (\varphi_\alpha^2)^2 + v_0/4! \varphi_\alpha^4], \quad (1)$$

where φ_α is the complex vector order parameter field in $D=4-2\epsilon$ dimensions and m_0 , u_0 , and v_0 are the bare mass and coupling constants respectively. The squared bare mass m_0^2 can be thought of as proportional to the deviation from the mean-field transition point.

When $N=2$ the Hamiltonian (1) describes the structural phase transition in NbO₂ crystal and antiferromagnetic phase transitions in TbAu₂ and DyC₂. Another physically important case $N=3$ is relevant to the antiferromagnetic phase transition in K₂IrCl₆ crystal and to those in TbD₂ and Nd [1].

The phase transition model (1) is equivalent to the three-coupling constant model with the tetragonal interaction

$$H = \int d^Dx [1/2(m_0^2 \varphi_\alpha \varphi_\alpha + \nabla \varphi_\alpha \nabla \varphi_\alpha) + u_0/4! (\varphi_\alpha \varphi_\alpha)^2 + v_0/4! (\varphi_\alpha^4) + 2 z_0/4! (\varphi_{2\beta-1}^2 \varphi_{2\beta}^2)], \quad (2)$$

and the $2N$ -component real order parameter field when $v_0 = z_0$. For the first time, the critical behaviour of the model (2) was studied to the second order in ϵ in Ref. [1] and to the third order in coupling constant in Ref. [2]. The main result of those investigations using different RG approaches appeared to be the existence of the anisotropic stable (unique) fixed point on the three-dimensional RG flow diagram. It was shown that it is that point which governs the critical thermodynamics of the above mentioned substances undergoing therefore continuous phase transitions. Recent RG analysis of the model (2) performed within the higher-order (three-loop) approximation in ϵ [3,4] and in coupling constant [5] has confirmed the qualitative conclusions made on the base of lower-loops. However, as was observed in Ref. [4], the eigenvalue exponent degeneracy for the unique fixed point in the parquet approximation results in reduction in length of the corresponding series decreasing the accuracy of the calculations. This may lead to incorrect conclusions about the stability of the fixed points and, as a consequence, to incorrect predictions concerning the critical behaviour in the relevant physical substances.

In the present report we study in detail the critical behaviour of the model (1) which is equivalent to the model (2) when $v_0 = z_0$ but free of the mentioned above degeneracy. We analyze the structure of the Feynman graphs contributing to the RG functions of the model up to four loops. The expansions for the β -functions and critical exponents are evaluated using the dimensional regularization and the minimal subtraction scheme. The fixed points of the RG equations are found and their stability problem is solved. It is shown that for all $N \geq 2$ the stable fixed point in three dimensions is the cubic one, that is in agreement with predictions made earlier on the base of the lower-loop approximations [6,7].

The ε -expansion for the critical (marginal) dimensionality N_c of the order parameter field separating two different regimes of the critical behaviour of the model (1) is derived and its numerical estimate $N_c = 1.46$ is given using the Pade-Borel resummation technique. Since N_c turned out to be below two, the critical behaviour of the antiferromagnets mentioned above and of the NbO₂ crystal should be controlled, in the frame of the given approximation, by the cubic fixed point and the corresponding phase transitions should be continuous.

The critical exponents γ and η are expanded up to ε^4 . Such series are, however, divergent. They must be processed by a proper resummation procedure, in order to give reliable numerical values. The most powerful technique is at present the Borel transformation combined with a conformal mapping [8]. This procedure, however, implies the knowledge of the exact large-order behaviour of the RG series being processed. Nowadays, such information is available for simple O(N)-symmetric models only and almost completely absent for anisotropic models. An exception is recent researches by Kleinert and co-authors [9] where the asymptotic parameters determining the large-order behaviour of the series were calculated for the ground state energy of the unharmonic anisotropic oscillator and for the β -functions of the field model with the weak cubic anisotropy. In absence of such an information about the asymptotic behaviour of the series in complicated models, we formulate a new approach to the Borel summation of divergent series [10]. This method is used for finding the numerical estimates of the critical exponent values for the nontrivial fixed points of the model (1); for the cubic one they come out to be $\eta = 0.0321 \pm 0.0020$, $\nu = 0.715 \pm 0.003$ for $N=2$ and $\eta = 0.0318 \pm 0.0022$, $\nu = 0.703 \pm 0.004$ for $N=3$.

The results of our investigation are discussed in comparison with predictions given by other theoretical approaches and experimental data.

- [1] D. Mukamel and S. Krinsky, Phys. Rev. B **13**, 5078 (1976).
- [2] K. B. Varnashev and A. I. Sokolov, Fizika Tverdogo Tela **38**, 3665 (1996).
- [3] A. I. Mudrov and K. B. Varnashev, Phys. Rev. B **57**, 5704 (1998).
- [4] A. I. Mudrov and K. B. Varnashev, Phys. Rev. B, **57**, 3562 (1998).
- [5] A.I.Sokolov, K.B.Varnashev, and A.I.Mudrov, Int. J. Mod. Phys. B **12**, No 7 (1998).
- [6] A.Aharony, in: Phase transitions and critical phenomena, Vol. 6, eds. C. Domb and M.S.Green (Academic Press, New York, 1976) p.357.
- [7] N.A.Shpot, Phys. Lett A **133** (1988) 125; Phys. Lett A **142** (1989) 474.
- [8] J.C.Le Guillou and J. Zinn-Justin, Phys. Rev. Lett. **39**, 95 (1977); A.A.Vladimirov, D.I.Kazakov, and O.V.Tarasov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **77**, 1035 (1979).
- [9] H.Kleinert, S.Thoms, and W.Janfe, Phys. Rev. A **55**, 915 (1997); H.Kleinert and S.Thoms, Phys. Rev. D **52**, 5926 (1995); H.Kleinert, S.Thoms, and V.Schulte-Frohlinde, Phys. Rev. B **56**, 14 428 (1997).
- [10] A. I. Mudrov and K. B. Varnashev, cond-mat/9805081.

А2-4
**МАГНИТОУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В ОБЛАСТИ МАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА**

Котов Л.Н., Баженов М.В.

Сыктывкарский госуниверситет, кафедра радиофизики и электроники,
167001, Сыктывкар, Октябрьский пр.55 , kotov@ssu.edu.komi.ru

Известно, что в условиях спин-переориентационного фазового перехода (СПФП), когда происходит уменьшение энергии анизотропии, могут аномально изменяться акустические свойства кристаллов за счет изменения характера магнитоупругих взаимодействий [1]. Ультразвуковые исследования (измерение скорости и затухания акустической волны) являются одними из традиционных и эффективных методов исследования магнитных фазовых переходов и позволяют определять значения внутренних магнитных полей и их динамику в области СПФП.

В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований скорости и затухания ультразвуковых волн в кристаллах марганец-цинковой шпинели (МЦШ), выращенных методами Вернейля и Бриджмена и в кристаллах, подвергнутых высокотемпературному отжигу. Важной особенностью монокристаллов МЦШ нестехиометрического состава $Mn_aZn_bFe_{2+c}O_4$ ($a+b+c=1$) является содержание в элементарной ячейке трехвалентных и двухвалентных ионов железа, дающих вклад разных знаков в анизотропию и, как результат, приводящих к смене знака первой константы магнитной анизотропии от положительного значения к отрицательному при понижении температуры. Смена знака константы магнитной анизотропии приводит к возникновению СПФП в определенном интервале температур.

Магнитоупругие взаимодействия в области СПФП могут иметь разный характер в МЦШ даже в образцах близкого состава. В более анизотропном образце Вернейля в области СПФП затухание ультразвука приобретает резонансный характер, поскольку уменьшение полей анизотропии приводит к выполнению условий магнитоакустического резонанса – совпадению частот акустической волны и спиновой прецессии [2]. В образце Бриджмена малые по величине поля анизотропии в широком температурном интервале приводят к значительной диссипации упругой энергии как в области СПФП, так и вдали от него. Кроме того, близость по значению полей анизотропии к магнитоупругим полям приводит к возможности переориентации спинов под действием проходящей через кристалл ультразвуковой волны. Это подтверждается разными значениями измеряемых коэффициентов затухания до и после прохождения ультразвуковой волны в кристаллах и восстановлению значений с течением некоторого времени, а также зависимостью коэффициента затухания от амплитуды ультразвуковой волны. Все это в ряде случаев, делает невозможным регистрацию СПФП ультразвуковыми методами в широком диапазоне частот в таких образцах. Однако значение и динамика полей анизотропии может быть определена и в этих образцах. Вакуумный высокотемпературный отжиг образцов, выращенных методом Бриджмена, увеличивающий константы анизотропии вдали от СПФП и, соответственно, полей анизотропии обуславливает появление незначительного максимума затухания ультразвука в окрестности СПФП.

1. В.Д. Бучельников, В.Г. Шавров. ФТТ, Т.37, №.5, 1995. с.1402-1407.
2. М.В. Баженов, Л.Н. Котов. Акустический журнал, Т.43, №6, 1997, с 744-748.

КРИТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА СЛАБО НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СПИНОВЫХ СИСТЕМ.

Белим С.В., Прудников В.В.

Омский Госуниверситет, 644077, г. Омск, пр. Мира 55-а.

E-mail: belim@phys.omsu.omskreg.ru.

Известно, что термодинамические характеристики фазовых переходов в однородных магнетиках изменяются с введением в систему случайно распределенных замороженных примесей лишь для изинговски-подобных магнетиков. Метод ε -разложения ($\varepsilon=4-d$, d -размерность системы) позволяет рассчитать значения критических индексов для неупорядоченных систем в случае низкой концентрации немагнитных атомов примеси. Однако асимптотическая сходимость рядов ε -разложения в этом случае еще более слабая, чем для однородных систем. Ренормгрупповой подход к описанию неупорядоченных магнетиков, проведенный в [1] непосредственно для трехмерных систем, позволил получить значения критических индексов для равновесных термодинамических функций, согласующиеся с результатами эксперимента.

В предлагаемой работе проведено теоретико-полевое описание неравновесного поведения неупорядоченных магнетиков при фазовых переходах непосредственно при $d=3$. Использован метод производящего функционала для динамических корреляционных функций и функций отклика, развитый для описания неупорядоченных систем. В трехпетлевом приближении с применением техники суммирования Паде-Бореля были получены значения динамического критического индекса $z^{(3)}_{\text{imp}}=2.165319$, характеризующего критическое замедление времени релаксации намагниченности системы при фазовых переходах. Малое изменение величины индекса z , вычисленного в 3-х петлевом и 2-х петлевом приближениях, позволяет считать, что учет поправок более высокого порядка может привести лишь к незначительным изменениям. Расчеты, проведенные в [3], на основе ε -разложения в двухпетлевом приближении дали в то же время значение $z^{(2)}_{\text{imp}}=2.336$, что обосновывает необходимость применения к описанию критического поведения разбавленных магнетиков ренормгрупповой процедуры непосредственно при $d=3$.

В работе проведено сравнение со значением динамического индекса z , вычисленным для однородных магнетиков, а также значением индекса z , полученным для примесных магнетиков в результате компьютерного моделирования критической динамики модели Изинга методом Монте-Карло [2]. Показано, что наличие замороженных немагнитных примесей приводит к значительному замедлению процессов критической релаксации намагниченности в изинговски-подобных магнетиках по сравнению с релаксационными процессами в однородных системах.

1. Jug G.// Phys.Rev. 1983. V.B27. P.609.
2. Прудников В.В., Вакилов А.Н.// ЖЭТФ. 1993. Т.103. В.3. С.962.
3. Прудников В.В., Вакилов А.Н.// ЖЭТФ. 1992. Т.101. В.6. С.1853.

**ТЕОРЕТИКО-ПОЛЕВОЙ ПОДХОД К КРИТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКЕ
МАГНИТНЫХ СИСТЕМ В ЧЕТЫРЕХПЕТЛЕВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ**

А.А.Федоренко, В.В.Прудников, А.В.Иванов
Омский госуниверситет, 644077, Омск, пр. Мира 55а
E-mail: fedoren@univer.omsk.su

Для описания аномальных свойств термодинамических характеристик систем при фазовых переходах второго рода наиболее успешно применяется метод теоретико-полевого ренормгруппы, позволяющий рассчитать значения критических индексов, характеризующих асимптотическое поведение термодинамических и корреляционных функций вблизи критической температуры, непосредственно при $d = 2, 3$. К настоящему времени в рамках этого подхода проведен расчет статических критических индексов, описывающих равновесное поведение системы в окрестности критической точки для модели ϕ^4 в шестипетлевом приближении [1]. Полученные значения индексов считаются наиболее точными. Однако расчеты с подобной точностью отсутствуют при описании неравновесных свойств систем при фазовых переходах второго рода. Наиболее точные результаты были получены в работе [2], где вычисления проводились в трехпетлевом приближении.

В предлагаемой работе впервые осуществлено теоретико-полево-ренормгрупповое описание критической динамики двумерных и трехмерных изинговски-подобных магнетиков в четырехпетлевом приближении. При вычислении функций Грина использовался метод производящего функционала, эквивалентный решению кинетических уравнений типа уравнения Ланжевена. Для анализа асимптотического поведения термодинамических и кинетических величин применялось уравнение ренормгруппы, отражающее ренормгрупповую ковариантность теории и связывающее ее с масштабными свойствами системы в окрестности критической точки. В четырехпетлевом приближении теории возмущений вычислена динамическая скейлинговая функция и определен динамический критический индекс z , характеризующий критическое замедление процессов релаксации намагниченности. С использованием метода суммирования Паде-Бореля были получены следующие значения динамического критического индекса: для двумерных систем $z(4) = 2.093$, для трехмерных систем $z(4) = 2.017$.

Проведено сравнение этих значений с результатами применения теоретико-полевого подхода в трехпетлевом приближении, метода высокотемпературного разложения, а так же с результатами численных экспериментов на трехмерных и двумерных моделях Изинга с использованием методов Монте-Карло. Есть основания считать значения индексов, полученные в рамках ренормгруппового подхода с применением методов суммирования асимптотически сходящихся рядов, наиболее точными. Поэтому вычисленные значения могут служить эталонами при отработке методики математического моделирования критической динамики однородных, и что более важно неупорядоченных систем в области высоких концентраций примеси, где не работает ни один из известных методов теоретического расчета индексов.

1. G.A.Jr. Baker, B.G. Nickel, D.I.Meiron, Phys.Rev., 1978, **B17**, 1365.
2. В.В.Прудников, А.Н.Вакилов, ЖЭТФ, 1992, **101**, 1853.

О ЕДИНОМ ПОДХОДЕ К ОБЪЯСНЕНИЮ ПОВЕДЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В ОБЛАСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В УПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМАХ.

Шахшаев Г.М., Гусейнова Б.М.

Институт физики Дагестанского научного центра РАН
367015, г. Махачкала, ул. М. Ярагского. 94.

Для изучения динамики упорядоченных систем в критической области, естественно привлекать среди других параметров и теплопроводность, так как при ее изучении можно получить ценную информацию о типе связи, характере дефектов в решетке и об особенностях процессов, происходящих в критической области.

Настоящая работа посвящена к обработке и интерпретации экспериментальных данных о температурной зависимости теплопроводности разных по структуре магнитных кристаллов таких как Fe, Cr_2O_3 , $\text{Cu}_{0,4}\text{Cd}_{0,6}\text{Fe}_2\text{O}_4$, Fe_3O_4 , $\text{Y}_3\text{Gd}_{0,3}\text{Fe}_{4,2}\text{O}_{12}$ и высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBaCu}_3\text{O}_{7-\sigma}\text{Ag}_{0,1}$.

Анализ экспериментальных данных теплопроводности в области фазового перехода T_c [1-4] для Fe, Cr_2O_3 , $\text{Cu}_{0,4}\text{Cd}_{0,6}\text{Fe}_2\text{O}_4$, Fe_3O_4 , $\text{Y}_3\text{Gd}_{0,3}\text{Fe}_{4,2}\text{O}_{12}$ и ВТСП $\text{YBaCu}_3\text{O}_{7-\sigma}\text{Ag}_{0,1}$ показывает несмотря на то, что природа фазовых переходов в них различна, характер изменения теплопроводности в окрестности критической температуры T_c одинаков. В области T_c наблюдается анамальное уменьшение теплопроводности во всех выше перечисленных системах.

Анамальное поведение теплопроводности в области T_c может быть связано с усилением рассеяния фононов на флуктуациях плотности энергии упорядоченной системы. Общее уменьшение теплопроводности усилением ангармонизма.

Известно, что до настоящего времени отсутствует единое выражение, описывающее поведение теплового сопротивления в окрестности температур перехода системы из упорядоченной фазы в неупорядоченную, кроме выражения, приведенного в работе [5].

Нами делается попытка единой интерпретации особенности поведения теплового сопротивления в области температуры перехода и ее математического описания.

Обработка экспериментальных данных показывает, что поведение теплового сопротивления изученных систем, точнее и лучше всего описывается выражением

$$W \sim A^{\pm}(\varepsilon^{\pm\alpha}-1)+B+Et,$$

где A - критическая амплитуда, E - приведенная температура, α - критический показатель, B - значение теплового сопротивления решетки при $T=T_c$, Et - рост теплового сопротивления с температурой.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Горяга, Т. Я. Гридасова. Республиканский семинар по ферритам, ч.1, Киев, 13 (1971).
2. В. Л. Седов, Л. В. Соломатина, Л. И. Ильченко. ЖЭТФ, 43, 9, 1126 (1962).
3. И. К. Камиллов, Л. Б. Батдалов, Ш. Б. Абдулвагидов, физика низких температур. 22. 6. 675-678. (1996).
4. Б. М. Гусейнова. Дипломная работа " Особенности теплопроводности ВТСП в области сверхпроводящего фазового перехода". (1997).
5. Н. Stern. J. Phys. Chem. Sol. 2. 6. 153-160. (1965).

A STUDY OF ANISOTROPIC 2D HEISENBERG MODEL WITH ALTERNATING BONDS AND S=1/2 BY MONTE CARLO METHOD

S.S. Aplesnin

L.V. Kirensky Institute of Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
Krasnoyarsk 660036, Russia, E-mail: apl@iph.krasnoyarsk.su

The discovery of superconductivity in copper oxide compounds has brought a new surge of interest in the two-dimensional (2D) Heisenberg model. The lattice dimerization due to the electron- phonon interaction can be investigated by Heisenberg model with alternating bonds. According to the work [1] the conventional collinear antiferromagnetic long range order (LRO) have been broken down at the critical value of alternating bond $\delta_c \sim 0.5$. In too time the small bonds alternation lead to producing a singlet state in the two dimensional magnets CuGeO_3 [2,3]. The aim of the study is to determine stability of the anisotropic antiferromagnetic order (AF) against value of bond alternation and to investigate a possibility of existence of the gapless quantum disorder.

In the study a quantum Monte-Carlo (MC) method used on the basis of Trotter's formula [4] is applied. The main idea of the algorithm is based on transformation of the quantum D dimensional model into the classical D + 1- dimensional model by using of 'temporary' cut in space of imaginary time $0 < \tau < 1/T$ and then realization of a MC procedure in space 'imaginary time -coordinate' is carried out.

We shall consider anisotropic 2D Heisenberg model with negative interactions between nearest neighbors ($J < 0$) on a square lattice with a sites occupied by spins $S=1/2$ arranged along an axis OZ on a direction of an external field. The alternating bonds are taken along direction [100] $J_{1,1+1} = J_0 + \delta$, $J_{1,1+1} = J_0 - \delta$. Hamiltonian looks like:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j+1}^L \left\{ J_{i,j}^{z(010)} S_i^z S_j^z + J_{i,j}^{x,y(010)} (S_i^+ S_j^- + S_i^- S_j^+) / 2 \right\}$$

$$\frac{1}{2} \sum_{i,j+1}^L \left\{ (J_{i,j}^{z(100)} + (-1)^j \delta^z) S_i^z S_j^z + (J_{i,j}^{x,y(100)} + (-1)^j \delta^{x,y}) (S_i^+ S_j^- + S_i^- S_j^+) / 2 - \sum_{i=1}^N h^z S_i^z \right\}$$

where $J^{z,x,y} < 0$, $\Delta = 1 - J^{x,y} / J^z$ - anisotropy of an exchange as 'an easy axis' $J^z > J^{x,y}$, $\delta^{z(x)}$ - alternating bond, $H = h^z / J$ - an external magnetic field, L- a size of lattice.

The ranges of stability AF and dimeric state (DS) are determined from the calculations of the spin-spin correlation function $\langle S_0^z S_r^z \rangle \rightarrow 0$, the dimer order parameter $q \rightarrow 0$ $q = \langle S_0 S_1 S_{r+1} \rangle - \langle S_0 S_1 S_{r+1} S_{r+2} \rangle$, the correlation radius. These dependencies versus an alternating bond are estimated at the three temperatures $T/J = 0.1, 0.15, 0.2$ and for a variety of the exchange anisotropy values $\Delta = 0, 0.01, 0.05, 0.1, 0.15, 0.2, 0.25, 0.3, 0.4$ and 0.5 . The critical values δ_c related to disappearance of the long range AF order and dimeric state are the same for the anisotropy exchange $\Delta > 0.02$. From the linear dependence of parameter q and its asymptotic extrapolation to $q=0$ we inferred the existence of DS at the $\delta > \delta_c \approx 0.3$ for isotropic case.

The correlation radius computed by MK is best fitted according to power law vs. alternating bond as compared to exponential law. In an isotropic case above the $\delta_c = 0.33(3)$ the correlation radius behaves as $\xi = 4.5 / (\delta - 0.33(3))^{0.70(4)}$. From the dependencies calculated $q(\delta)$, $\xi(\delta) \langle S_0^z S_r^z \rangle(\delta)$ it can make a conclusion that the dimeric state ordered exists if the value of alternating bond exceeds the $\delta_c = (0.3-0.35)$. Disorder quantum (DQ) state is

determined in the range of $\delta < \delta_c = (0.3-0.35)$ and $\Delta \leq 0.02$. The existence DQ state can be explained in terms of low-energy singlet excitations. The energy of one dimer is equal to $E/J=3/2(1+\delta)$. In consequence of rearrangement of the two dimers in a direction [010] the energy is decreases on $\Delta E/J=3 \delta$. If this energy is less compared with the energy of the triplet excitation $\Delta E/J=1$, the dimers state ordered is broken down at the $\delta < \delta_c=1/3$. The phase border of AF order is well fitted according to the power law $\delta = (1 - J^{x,y}/J^z)^{0.31}$.

The dimeric state has two temperatures of transition T_{c1} and T_{c2} , which we shall determine point by point of inflection of the temperature dependence $q(T)$ and $S(Q,T)$. At the $T=T_{c1}$ the long range of the dimeric order is broken. The specific heat and susceptibility is well fitted at the $T < T_{c1}$ according to the exponential law $C(T) \sim A \exp(E_g/T)$, where E_g - gap between ground and exciting state. In the range of temperature $T_{c1} < T < T_{c2}$ $C(T)$, $\chi(T)$ are best fitted according to the power law. There are nearest dimeric order and triplet state here. In the isotropic case the static magnetic factor has one inflection in the temperature dependence $S^z(Q)$ for $\delta=0.3$.

The dependencies of Neel temperature of the anisotropic AF for $\Delta=0.01, 0.1$ and the dependences of temperature of transition dimeric state - disorder quantum state (QD), QD - PM versus alternating bond in the isotropic and anisotropic $\Delta=0.1$ Heisenberg model are computed. The dependence of transition temperatures DS- QD is well interpolated according to the power law $T_{c1} = 0.7 (\delta - \delta_c)^{0.50(4)}$ where parameter δ_c is in agreement with critical value of $\delta_c = 0.33(2)$ for $\Delta=0$.

The gap between the ground and excited triplet state can be also determined from dependence of the magnetization versus an external magnetic field directed perpendicularly to a plane of a lattice. So at the critical field H_c the magnetization $M(H)$ has small jump, the correlation radius, the dimeric parameter decrease sharply against increasing of a magnetic field. The nearest dimeric order is kept in the range of fields $H_c < H < H^*$ and it disappears at $\xi \rightarrow 0$. The dependence $M(H)$ is linear in this range of fields. Dependence of the critical fields versus alternating bond is well fitted according to power law $H_c = 1.8(1)(\delta_c - 0.35(3))^{0.67(2)}$ for the isotropic case. The ratio H_c / T_{c1} depends on alternating bond as $H_c/T_{c1} \sim 2.6(\delta - 0.34)^{0.17}$. Probably, it can be explained in terms of a changing the correlation radius anisotropy. The effective magnetic dimension is decreased at the increasing δ , that is reflected in displacement of the specific heat and of the susceptibility maximum temperature. In 2D Heisenberg model the ratio is equal to $T_{Cmax}/T_{\chi max} \approx 0.5$ and in 1D it is $T_{Cmax}/T_{\chi max} \approx 0.76$.

Summing up, for the alternating bond on one of the vectors translation anisotropic AF with small anisotropy $\Delta < 0.02$ passes in the dimeric state through the disorder quantum state. This QD exists also in the range of temperatures between DS and PM. The anisotropic AF exists at the alternating bond $\delta < \delta_c = (1 - J^{x,y}/J^z)^{0.31}$. The dimeric state has a gap between the ground and the triplet excited state $H_c = 1.8(1)(\delta_c - 0.35(3))^{0.67(2)}$.

1. A. Feiguin, C.J. Gazza, A.E. Trumper, H.A. Ceccatto J. Phys. Condens. Matter 6, L503 (1994).
2. M. Nishi, O. Fujita, J. Akimitsu Technical Report of ISSP ser. A 2759, 1 (1993).
3. S.S. Aplesnin Zh. Eksp. Teop. Fiz. 112, 1 (1997).
4. H. Raedt, A. Lagendijk Phys. Rep. 127, 233 (1985).

СТРУКТУРНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ $Ni_{2,19}Mn_{0,81}Ga$ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ**В.В. Коледов, А.А. Тулайкова, А.А. Черечукин, В.Г. Шавров**

Институт радиотехники и электроники РАН, 103907 Москва, Россия

E-mail: shavrov@mail.cplire.ru, Web-site: <http://www.cplire.ru/html/ni2mnga.html>

Эффект памяти формы связан со структурным фазовым переходом особого вида, так называемым мартенситным переходом. Это фазовый переход 1-го рода типа смещения, который состоит в изменении симметрии кристалла из кубической (аустенитная фаза) в тетрагональную (мартенситная фаза) при охлаждении. Решетка Ni_2MnGa в результате мартенситного перехода сжимается по кристаллографической оси c на 6,6%, а по осям a , b растягивается на 1,3% [1,2]. Мартенситный переход сопровождается гистерезисом по температуре и характеризуется точками прямого T_{AM} и обратного T_{MA} переходов ($T_{AM} < T_{MAML}$). Образование мартенситной фазы вызывает сильные деформации, и минимум упругой энергии достигается при разбиении образца на структурные домены с различными ориентациями осей c .

В настоящей работе экспериментально исследовано влияние магнитного поля на формирование структурных доменов при мартенситном переходе в поликристаллических образцах нестехиометрического состава $Ni_{2,19}Mn_{0,81}Ga$. В образце этого состава температура мартенситного перехода близка к точке Кюри ($T_C \approx 338^\circ K$, $T_{AM} \approx 337^\circ K$, $T_{MA} \approx 342^\circ K$) [2]. Как сама граница фазового перехода, так и границы структурных доменов мартенситной фазы обратимо подвижны, и их движение можно наблюдать на полированной поверхности образца с помощью микроскопа в отраженном свете. Наблюдения проводились на отдельных микрокристаллах поликристаллического образца. Форма образца - пластина 5 мм х 3 мм х 2 мм, типичный размер микрокристалла на поверхности пластины 0,2-0,4 мм.

В эксперименте, в отличие от [1], наблюдается увеличение T_{AM} и T_{MA} , причем в диапазоне полей 2-10 кЭ линейное по полю с коэффициентами 0,10- 0,15°K/кЭ для различных областей поликристалла.

Изучалось также влияние магнитного поля на кинетику мартенситного перехода и продемонстрирована возможность управления движением границы фаз магнитным полем. Включение магнитного поля в некотором интервале температур, зависящем от величины поля, несколько выше T_{AM} при охлаждении образца вызывает движение границы фаз с образованием мартенсита. Выключение поля в некотором интервале температур несколько выше T_{MA} при повышении температуры образца вызывает движение границы фаз в обратном направлении с образованием аустенита.

Скорость движения границы раздела фаз при понижении температуры (переход аустенит - мартенсит) выше, чем при повышении (переход мартенсит - аустенит), типичные значения скоростей составляют 10^{-2} и $5 \cdot 10^{-3}$ см/сек, соответственно.

Работа поддержана грантом РФФИ № 96-02-19755.

1. K. Ullakko, J.K. Huang, C. Kantner et al. Appl. Phys. Lett. v. 69, 1966 (1996).
2. А.Д. Божко, В.Д. Бучельников, А.Н. Васильев и др. Письма в ЖЭТФ, т. 67, вып. 3, 212 (1998).

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МЕТАМАГНЕТИКАХ С ТРЕУГОЛЬНЫМ РАСПОЛОЖЕНИЕМ МАГНИТНЫХ ИОНОВ.

Ю.Д.Заворотнев, Л.И.Медведева

Донецкий физико-технический институт НАН Украины

Украина, 340114, Донецк, ул. Р.Люксембург,72

E-mail: zavorot@host.dipt.donetsk.ua

Экспериментально установлено, что под давлением P в кристаллах с треугольным расположением магнитных ионов (Fe_2P) при понижении температуры T происходит фазовый переход из парамагнитной в метамагнитную фазу, сопровождающийся ромбическими искажениями. При некотором значении магнитного поля H при низких температурах имеет место скачок намагниченности, с ростом T или P распадающийся на два. Эти особенности объясняются с помощью целого рационального базиса инвариантов. Учитывая искажения, из всех физически допустимых состояний было отобрано одно, у которого $F \parallel L_1$, $L_2=0$, где F - вектор ферромагнетизма, L_1 , L_2 антиферромагнетизма. Показано, что искомая зависимость $F(H)$ возникает благодаря инварианту F^2L^4 , а распад скачка на два обеспечивает инвариант FL^3 . Рассмотрение моделей F^2L^6 , F^4L^6 , F^6L^6 позволило установить условия реализации фазовых переходов в соединениях типа Fe_2P .

Рассмотрение, проведенное на основе феноменологической теории Ландау, показало, что в треугольных кристаллах возможна реализация двух циклоидальных и одной спиральной структур с вектором распространения в базисной плоскости. Показано, что существование таких структур обусловлено неоднородностями обменного взаимодействия. Установлены температурные границы стабильности этих сверхструктур, изучено влияние магнитного поля и магнитной анизотропии второго порядка на годографы неприводимых векторов. В приближении малых градиентов получено решение, описывающее переход между найденными сверхструктурами путем поворота плоскости вращения неприводимых векторов, для которых имеет место "антицентробежный эффект". При этом возникает промежуточная структура, названная нами "вращающаяся скошенная спираль" (RSS). Кроме этого, показана возможность существования в таких кристаллах доменов, в которых неприводимые вектора поворачиваются на угол $\pi/2$. Эти домены, сопрягаясь друг с другом, создают структуры со скачком фазы неприводимых векторов на границе. Таким образом, имеет место сосуществование длинно- и короткопериодических структур в кристаллах.

**РОЛЬ МАГНИТОСТРИКЦИИ И НАВЕДЕННОЙ АНИЗОТРОПИИ В
ФОРМИРОВАНИИ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ДОМЕННЫХ
ГРАНИЦ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ ОСЬЮ ЛЕГКОГО
НАМАГНИЧИВАНИЯ**

М.Б. Сагдаткиреева, А.Р. Мухутдинова

450074, г.Уфа, ул. Фрунзе 32, Башкирский госуниверситет, физический факультет

В ферромагнитных материалах с произвольной осью легкого намагничивания (ПОЛН) в определенных условиях независимо от ориентации относительно проекции наклонной ОЛН на плоскость как в перпендикулярных, так и в наклонных доменных границах (ДГ) реализуется периодическая тонкая структура (ПТС) как в блоховских, так и в неелевских ДГ [1]. Поскольку носителем информации в запоминающих устройствах на ПТС в ДГ является 2π -пара блоховских линий (БЛ) или кластер, состоящий из нескольких пар БЛ, интересно выразить период ТС через магнитные параметры пленки, толщину D и угол наклона ОЛН ψ от нормали к плоскости пленки аналитически. Такая зависимость, например, в случае, когда $\Delta_{\text{обл}} \ll S$ и $k_s \sim 1$, определенная с учетом обменного и магнитоэластического взаимодействий может быть представлена в виде [2]:

$$\frac{s}{\Delta_{\text{обл}}} - \ln\left(1 + \frac{s}{D}\right)^2 = \ln 64 \left(\frac{\Delta_1}{\Delta_{\text{обл}}}\right) \frac{|f_3(\psi, T)|}{\pi M_s^2} \quad (1)$$

Свойства ПТС в ДГ в зависимости от материальных характеристик, толщины D и угла наклона ОЛН ψ , а также под действием внешних напряжений на основе выражения (1) рассмотрены в следующих работах [3,4]. Целью данной работы является изучение поведения ПТС в ДГ ферромагнетиков с произвольной ОЛН в зависимости от наведенной анизотропии в плоскости пленки, магнитоэластических и магнитоупругих (МУ) констант на основе экспериментальных результатов работ авторов [5,6,7,8]. Выделяя как основную характеристику константу кристаллографической анизотропии второго порядка K_ψ , соответствующую ПОЛН, рассматривали влияние толщины, наведенной анизотропии в плоскости пленки на параметры и свойства ПТС в ДГ ферромагнитных пленок с различными магнитоэластическими и МУ константами. Например, расчет зависимости отношения полупериода ТС к ширине БЛ от плоскостного фактора качества пленки $Q^{-1}_{xy} = (N_{\phi x} - N_{\phi y})/K_\psi$ при различных факторах качества по нормали к плоскости пленки $Q^{-1}_{zx} = (N_{\phi z} - N_{\phi x})/K_\psi$ и различных значениях отношения констант наведенной и магнитной анизотропии $X_a = K_a/K_\psi$ и $X_{\lambda s} = (3/2\lambda_s\sigma)/K_\psi$ показал, что независимо от толщины пленки область изменения полярности ТС (рис.1, точки разрывов по оси Q^{-1}_{xy}) определяется магнитоэластическими и МУ характеристиками пленки. С увеличением коэффициента магнитоэластичности она смещается в сторону малых значений плоскостного фактора качества Q^{-1}_{xy} (т.е. в сторону пластинок). Рост магнитоэластических и МУ констант уменьшает период ТС (кривые 1-4 из рис.1), что хорошо согласуется с экспериментальными результатами работ авторов [6,7].

На рис. 2 представлены расчетные результаты зависимости отношения полупериода ТС к ширине БЛ от характера наведенной анизотропии в плоскости пленки при различных магнитных параметрах, угла наклона ОЛН от нормали к плоскости при определенной толщине пленки. Как видно из рис. 2, в тонких пленках уменьшение константы наведенной анизотропии по величине и изменение ее знака сопровождаются уплотнением ПТС независимо от магнитоэластических характеристик (кривые 1,2,3 из рис.2). При этом область изменения полярности ТС также смещается в сторону отрицательных значений X_a и определяется знаком и величиной магнитоэластических

и магнитоупругих констант. Наведенная анизотропия имеет комплексное влияние на поведение ДС: она меняет параметры ДС и ДГ, их тип и вид, ориентацию ДГ и свойства ПТС. Наведенная анизотропия может регулировать также плотность доменов и тонкой структуры ДГ в зависимости от магнитных параметров пленки и угла наклона ОЛН.

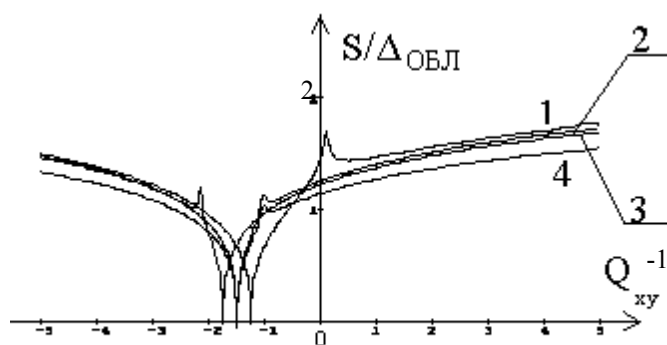


Рис.1. Зависимость отношения полупериода ТС к ширине БЛ $S/\Delta_{\text{ОБЛ}}$ от плоскостного фактора качества Q_{xy}^{-1} при различных Q_{zx}^{-1} , X_a^{-1} , $X_{\lambda s}^{-1}$, $\psi=30^\circ$. Кривая 1 - $Q_{zx}^{-1}=-1.12$, $X_a^{-1}=0.8$, $X_{\lambda s}^{-1}=-2$; 2 - $Q_{zx}^{-1}=-1.12$, $X_a^{-1}=0.8$, $X_{\lambda s}^{-1}=-2$; 3 - $Q_{zx}^{-1}=-1.12$, $X_a^{-1}=0.8$, $X_{\lambda s}^{-1}=0$; 4 - $Q_{zx}^{-1}=1.12$, $X_a^{-1}=0.8$, $X_{\lambda s}^{-1}=1$.

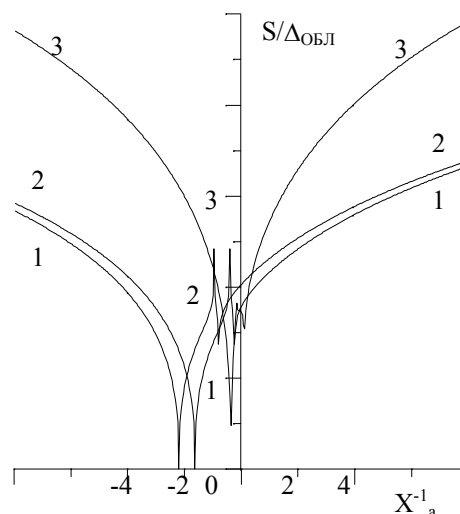


Рис.2 Зависимость отношения полупериода ТС к ширине БЛ $S/\Delta_{\text{ОБЛ}}$ от величины отношения констант наведенной и магнитной анизотропий X_a^{-1} при различных $X_{\lambda s}^{-1}$; $Q_{zx}^{-1}=1.12$; $Q_{xy}^{-1}=-0.5$; $\psi=30^\circ$; кривая 1 - $X_{\lambda s}^{-1}=0.8$; 2 - $X_{\lambda s}^{-1}=0.1$; 3 - $X_{\lambda s}^{-1}=-0.1$.

Литература

1. Фарзтдинов М.М., Сагдаткиреева М.Б., Карабанова В.П., Селин Г.Н. Особенности доменной структуры пленок с наклонной анизотропией. // Деп. в ВИНТИ 1985. № 6555-B85, с.9-15, 37-43.
2. Сагдаткиреева М.Б. Тонкая структура доменных границ и двойные доменные границы в магнитных пленках с произвольной ОЛН. // В кн.: "Структурные, магнитоупругие и динамические эффекты в упорядоченных средах." Уфа, 1997, с. 93-101.
3. Сагдаткиреева М.Б., Мухутдинова А.Р. Периодическая тонкая структура в доменной границе ферромагнетиков с произвольной осью легкого намагничивания при ориентационных фазовых переходах. Сб. тез. XVI межд. шк.-сем. "НМММ", 23-26 июня, 1998, Москва, с.528-529.
4. Фарзтдинов М.М., Сагдаткиреева М.Б. Влияние внешних напряжений и поля на доменную структуру пленок с наклонной анизотропией. //Деп. в ВИНТИ 1986. №1445-B86, 28с.
5. Slonczewski J.C. Theory of Bloch-line and Bloch-wall motion. // J.appl. Phys. 1974, v.45, N6, p. 2705-2715.
6. Карабанова В.П., Антипьев Г.В. Влияние внешнего магнитного поля на структуру границ с поперечными связями. Физика магнитных пленок, Иркутск, 1975, с.126-131.
7. Tsukahara S. Structure and Origin of New Strip Domain in Oblique-Incidence Permalloy and Ni films. // J.Phys.Soc.Jap., 1970, v.28, №1, p.62-73.
8. Metfessel S., Middelhoek S., Tomas H. Domain walls in thin magnetic Ni-Fe films. // J.appl.Phys., 1960, 31, №5, p. 302-304.

КРИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАЛЫХ МАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ Cr_2O_3 .

Муртазаев А.К., Алиев Х.К., Хизриев К.Ш.

Институт физики Дагестанского научного центра РАН

367003, Махачкала, ул. М.Ярагского, 94, E-mail: kamilov@datacom.ru

В последние годы значительно возрос интерес к изучению магнитных, тепловых и критических свойств малых магнитных частиц, содержащих от десятков до тысяч взаимодействующих элементов. В связи с тем, что лабораторный эксперимент дает противоречивые результаты, а применение аналитических методов затруднено, практически единственным строгим методом их изучения является численный эксперимент, в частности, метод Монте-Карло (МК).

Проведены исследования методом МК критических свойств малых магнитных частиц реального антиферромагнетика Cr_2O_3 с ромбоэдрической решеткой. Гамильтониан Cr_2O_3 может быть представлен в следующем виде:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J_1 (\vec{S}_i \vec{S}_j) - \frac{1}{2} \sum_{k,l} J_2 (\vec{S}_k \vec{S}_l) - D \sum_{i=1} (S_i^z)^2, \quad |\vec{S}_i| = 1, \quad (1)$$

где J_1 - параметр обменного взаимодействия каждого иона Cr с одним ближайшим соседом на расстоянии $r_{ij} = 2.65 \text{ \AA}$ и J_2 - с тремя следующими на расстоянии $r_{ij} = 2.89 \text{ \AA}$ ($J_1 < 0, J_2 < 0, J_2 = 0.45J_1$). Ось Z совпадает с направлением пространственной диагонали ромбоэдрической ячейки [1,1,1]. Релятивистские взаимодействия различного типа аппроксимировались эффективной одноионной анизотропией D ($D/|J_1|=0.025$).

Расчеты проводились для частиц сферической формы с диаметрами $d = 24.0; 28.4; 32.8; 34.8; 41.82; 46.4; 48.64 \text{ \AA}$, число спинов в частицах равнялось соответственно $N = 286; 508; 760; 908; 1602; 2170; 2502$. Исследование проводилось стандартным методом МК, используя алгоритм Метрополиса. При этом на ЭВМ генерировались марковские цепи длиной от 2×10^4 до 10×10^4 МКшагов/спин.

В нашем исследовании рассмотрены системы с открытыми поверхностями, так как вопросы, связанные с критическими явлениями в малых частицах и зависимость критических индексов и критических амплитуд от наличия определенной доли поверхностных спинов, находящихся в несколько иных условиях нежели объемные, представляют и определенный самостоятельный интерес. Для исследуемых частиц доля поверхностных спинов менялась от 46,8% для самой маленькой частицы до 22,8% для частицы с $N=2502$.

Для наблюдения за температурным ходом теплоемкости и восприимчивости нами использовались выражения:

$$C = (NK^2) (\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2); \quad \chi = (NK) (\langle m^2 \rangle - \langle m \rangle^2), \quad (2)$$

где $K = |J_1| / k_B T$, U - внутренняя энергия, m - подрешеточная намагниченность.

МК данные обработаны нелинейным методом наименьших квадратов и рассчитаны статические критические индексы теплоемкости α , спонтанной намагниченности β и восприимчивости γ и соответствующие критические амплитуды. Показано, что значения критических индексов α и γ не зависят от числа спинов в частице. Данные для спонтанной намагниченности свидетельствуют о наличии признака характерного для кроссовера от гейзенберговского поведения к изинговскому поведению, что не наблюдалось в поведении теплоемкости и восприимчивости.

**ФОРМИРОВАНИЕ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ТИПА
ФЕРРИМАГНИТНОГО СПИНОВОГО СТЕКЛА В СЛАБО АНИЗОТРОПНЫХ
РАЗБАВЛЕННЫХ ТОПИНЕЛЯХ $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$**

Н.Н.Ефимова, С.Р.Куфтерина

Харьковский государственный университет, Харьков, Украина

Возможность существования неупорядоченных магнитных состояний типа ферримагнитного спинового стекла - ФСС, где ниже температуры замерзания T_f дальний ферримагнитный (ФМ) порядок сосуществует со спин стекловыми (СС) свойствами, в рамках обменной модели теоретически была предсказана Виллейном (J. Villain, Z. Phys. В.,33,31(1979)). Экспериментальная проверка выводов этой работы на модельной системе разбавленных шпинелей ($\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$ с $x = 0.9 - 1.2$) показала, что присутствие даже слабой анизотропии приносит существенные коррективы в механизм формирования подобных состояний. В результате комплексного исследования магнитных и тепловых свойств было установлено, что в возвратной (reentrant) области фазовой $x - T$ диаграммы существует не два, как считалось ранее, а три магнитных превращения: парамагнетик - ферримагнетик - неколлинеарный ферримагнетик - ферримагнитное спиновое стекло (ПМ→ФМ→НФМ→ФСС). Температуры превращений ПМ→ФМ (фазовый переход второго рода в точке Кюри T_C) и НФМ→ФСС (T_f) были определены стандартными методами: T_C - по температурной зависимости начальной восприимчивости $\chi_0(T)$ и методом термодинамических коэффициентов Белова - Арротта; T_f по положению максимума на температурной зависимости мнимой части динамической восприимчивости $\chi''(T)$ и появлению процессов долговременной логарифмической релаксации неравновесной намагниченности σ_{zfc} при $T, H = \text{const}$. Фазовый переход первого рода (ФМ→НФМ) при $T_f < T_1 < T_C$ был обнаружен при исследовании температурной зависимости магнитного вклада в теплоемкость $C_m(T)$. При $T < T_1(x) = (9-12)\text{K}$ $C_m \sim T$, а далее при $T = T_1(x) = (13.4 - 14.2)\text{K}$ на зависимостях $C_m(T)$ наблюдаются резкие симметричные максимумы. Обнаруженное экспериментально отличие схемы превращений, т.е. ПМ→ФМ→НФМ→ФСС вместо ПМ→ФМ→ФСС, предсказанной в рамках обменного механизма, очевидно, связано с присутствием анизотропии, т.к. анизотропные взаимодействия в существенной мере влияют на формирование неколлинеарных ферримагнитных структур (B.Boucher, R.Buhl, M.Perrin, Phys Chem. Solids Pergamon Press, 31, 2251 (1970); DC M.F.Bertaut, Compt. Rend, 250, 85 (1960); 252,76 (1961); 252, 252 (1961)). В частности, результаты нейтронографических исследований и симметричного анализа показывают, что в рассматриваемых Li - Ga шпинелях может существовать неколлинеарная структура зонтичного типа, которая формируется лишь в присутствии $a_{10}30T_{\text{point}}$ (V.I.Maltsev., Phys. Stat. Sol. (b),128, 193 (1985)). Приведенные результаты существенным образом дополняют сложившиеся представления о механизмах формирования возвратных состояний в анизотропных гейзенберговских ферримагнетиках, показывая, что анизотропия не только способствует формированию неупорядоченных состояний ФСС типа, но и приводит к тому, что на фазовой $x - T$ диаграмме появляется еще одна линия - линия фазовых переходов первого рода из коллинеарной в неколлинеарную ферримагнитную структуру.

ОСОБЕННОСТИ ФЕРРИМАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА II РОДА В СИСТЕМЕ $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5-x}\text{Ga}_4$ ВБЛИЗИ МУЛЬТИКРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ

Н. Н. Ефимова, М. Б. Устименкова

Харьковский Государственный Университет, Харьков, Украина

Проблема существования и характера фазового перехода (ФП) типа порядок-беспорядок в пространственно неоднородных магнитных системах кластерного типа на протяжении многих лет привлекает внимание исследователей. Интерес к ней особенно возрос в связи с изучением фазовых диаграмм разбавленных спин-стекольных (СС) систем с короткодействующими конкурирующими обменными взаимодействиями - круг вопросов, относящихся к идентификации типов магнитных состояний, реализующихся в окрестностях мультикритической точки x_0 , постоянно является предметом дискуссий.

В настоящей работе представлены результаты исследования особенностей ферримагнитного ФП в точке Кюри T_C вблизи мультикритической точки ($x_0 = 1.5$) разбавленной гейзенберговской СС системы с короткодействием $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5-x}\text{Ga}_4$, где, согласно предшествующим результатам при $x > x_0$ дальний ферримагнитный (ФМ) порядок отсутствует при всех температурах $T > OK$. Для поликристаллических образцов с $x = 1.4$; 1.45 ($x < x_0$) и $x = 1.6$ ($x > x_0$) проведен сравнительный анализ свойств, традиционно рассматриваемых при изучении ФП (температурных зависимостей магнитного вклада в теплоемкость $C_m(T)$, начальной восприимчивости $\chi_0(T)$, низкополевой намагниченности $\sigma_H(T)$, изотерм намагниченности $\sigma_T(H)$).

Выбранные образцы практически одинаковы в смысле характера пространственной неоднородности магнитных состояний: из оценок по данным магнитных исследований вытекает, что во всех случаях (т. е. x) существуют области с сильным взаимодействием, размеры которых достигают сотен ангстрем - ФМ кластеры. Они изолированы друг от друга в парамагнитном (ПМ) состоянии, но связаны обменом в ФМ или СС состояниях. На основании результатов комплексного исследования тепловых и магнитных свойств установлено следующее. Для $x=1.45$, т.е. даже при концентрациях, предельных для существования дальнего ФМ порядка (шаг $\Delta x=0.05$, т.е. 1.7% мол.), на зависимостях $C_m(T)$ имеется резко выраженная аномалия, характерная для ФП второго рода (ФП-2) при $T = T_C$ $C_m(T)$ для $x = 1.6$ обнаруживает типичное СС поведение. Начальная восприимчивость $\chi_0(T)$ резко уменьшается при $T = T_C$ для $x < 1.4$, но не имеет никаких особенностей вблизи T_C для $x = 1.45$. Вид зависимостей $\chi_0(T)$ для ФМ- и СС-образцов ($x = 1.45$, $x = 1.6$) в широком интервале температур практически идентичен. Одним из следствий присутствия

крупных ФМ кластеров является своеобразное поведение высокополевой намагниченности $\sigma_H(T)$ (T), которая в широком интервале температур, включающем ПМ область, следуют закону спиновых волн $\sigma_H \sim T^{3/2}$. Для $x = 1.6$ это наблюдается от 150 К вплоть до температуры замерзания $T_f = 18$ К, для $x = 1.4$ и $x = 1.45$ - как при $T > T_C$ (вплоть до $T \sim 2T_C$) так и при $T < T_C$, где отклонения в низкотемпературной области связаны с ФП первого рода в неколлинеарное ФМ состояние. При $T = T_C$ (определенной по аномалии $C_m(T)$) линейные зависимости $\sigma_H(T^{3/2})$ имеют излом. Изменение наклона прямых $\sigma_H(T^{3/2})$ при переходе через T_C соответствует уменьшению константы спин-волновой жесткости, что коррелирует с моделью пространственно неоднородной ФМ структуры в виде двух обменно-связанных подсистем - кластеров и матрицы (с ослабленным обменом), благодаря которой формируются дальнедействующие обменные корреляции в кристалле.

Существование ФП-2 в точке Кюри, однозначно установленное по наличию особенностей, обсуждавшихся выше ($C_m(T)$ и $\sigma_H(T^{3/2})$), подтверждается характерными особенностями критического поведения в полях $1.5 < H < 8 \text{ кЭ}$. Установлено, что критическое поведение отклоняется от предсказываемого теорией среднего поля для однородных магнетиков и наблюдаемого для неразбавленной литиевой шпинели с $x = 0$. В разбавленных образцах с $x = 1.4; 1.45$ наблюдается критическое поведение, описываемое скейлинговым уравнением магнитного состояния с критическими индексами, близкими к теоретическим значениям изотропной 3d-гейзенберговской модели с короткодействием. Полученное при этом значение T_c совпадает в пределах $\pm 2 \text{ К}$ с определенным выше. Для образца с $x = 1.6$ при обработке изотерм намагниченности в широком интервале температур скейлинговым уравнением магнитного состояния спонтанная намагниченность отсутствует, что полностью согласуется с предыдущими данными.

Таким образом, установлено, что в разбавленной литий-галиевой шпинели с x вблизи x_0 ФП-2 имеет те же термодинамические признаки, что и для однородных магнетиков ($C_m(T)$, критическое поведение), которые сохраняются в больших полях ($\sigma_H(T^{3/2})$, критическое поведение), так что исследование ФП может быть результативным методом при идентификации магнитных состояний в окрестностях мультикритической точки.

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИТИЧЕСКОГО ИНДЕКСА СИСТЕМЫ Gd-IN
ПО ДАННЫМ УДЕЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО
СОПРОТИВЛЕНИЯ
И МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ.**

О.К.Кувандиков, Н.С.Хамраев, А.А.Эшкулов, Р.М.Ражабов.
Республики Узбекистан. Самаркандский госуниверситет.
Университетский бульвар, 15

В работе сообщаются результаты определения критического индекса интерметаллических соединений системы Gd-In по результатам экспериментальных исследований температурной зависимости удельного электрического сопротивления и магнитной восприимчивости.

Известно, что температурные коэффициенты удельного электрического сопротивления металлов описываются следующими соотношениями:

$$\frac{1}{\rho_c} * \frac{\partial \rho}{\partial T} = \frac{A}{\lambda} * (\varepsilon^{-\lambda} - 1) + B, \text{ при } T > T_c$$

$$\frac{1}{\rho_c} * \frac{\partial \rho}{\partial T} = \frac{A''}{\lambda'} * (\varepsilon^{-\lambda'} - 1) + B, \text{ при } T < T_c$$

где $\varepsilon = (T - T_c) / T_c$

где λ - критический индекс, при $T > T_c$
 λ' - критический индекс, при $T < T_c$.

Показано, что для гадолиния и для интерметаллических соединения системы Gd - In λ' и λ совпадают.

Критические индексы γ этих же образцов определены также по данным парамагнитной восприимчивости. Найденные значения у хорошо совпадают с теорией Гейзенберга.

**ТЕРМОМАГНИТНЫЕ АНОМАЛЬНЫЕ КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ
НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ МАГНИТНЫХ СИСТЕМ.**

Абдурахманов А.А.

Дагестанский Государственный Университет, Физический факультет
367025, РФ, Дагестан, Махачкала, ул. Гаджиева 43а.

Построение строгой квантовомеханической теории термомагнитных, особенно аномальных кинетических эффектов магнетупорядоченных систем было затруднено отсутствием гамильтониана термических сил. Эта трудность в ряде работ была преодолена введением дополнительного члена $\nabla_x T$ - градиента температуры к равновесной матрице плотности [1,2] или установлением связи гальваномагнитных эффектов с термомагнитными.

Аномальный эффект Нернста - Эттингсгаузена (АЭНЭ) является термическим аналогом аномального эффекта Холла (АЭХ) [2,3]. Простой, но эффективный способ расчета АЭНЭ предложил Берже, который аналогичен методу Мотта для расчета термоэдс, связывающий константу АЭНЭ Q_s с константой АЭХ R_s . Соответствующий расчет показывает, что Q_s состоит из двух частей:

$$Q_s = Q_{s1} + Q_{s2}, \text{ пропорциональных термоэдс "холовского вклада"}$$

$$Q_{s1} = -SR_s\rho^{-1} \text{ и истинного вклада } Q_{s2} = -\mu T\rho,$$

где S - термоэдс, ρ - удельное сопротивление, T - температура,

$$\mu = \frac{\pi^2}{3} \frac{k_B}{|e|} \left(\frac{\partial R_s}{\partial \varepsilon} \frac{R_s}{\rho^2} \right)_{\varepsilon_F} \text{ (} k_B \text{ - постоянная Больцмана, } \varepsilon_F \text{ энергия Ферми, } e \text{ - заряд}$$

электрона.

Формула для Q_s справедлива в широком диапазоне температур, а также для известных нам механизмов рассеяния в аморфных сплавах, и позволяет проанализировать зависимость Q_s от температуры.

$$Q_s = Q_s^1 + \Delta Q_s, Q_s^1 = A + \beta\rho T,$$

$$\Delta Q_s = \alpha(\alpha_0 T + \beta_0 \rho T) \text{ при высоких температурах } T,$$

$$\Delta Q_s = A_0 T \rho + \frac{B_0}{\rho} (\alpha_0 T^2 + \beta_0 T^4 + \gamma_0 T^5) \text{ при низких температурах } T.$$

Учет температурной зависимости ρ позволяет выразить Q_s через T :

$$Q_s = Q_s^1 + A_0 \rho_0 T \text{ при низких } T,$$

$$Q_s = Q_s^1 + \alpha' T + \beta' T^2 \text{ при высоких } T.$$

[1] Кондорский Е.И. ЖЭТФ, 1963, 45, с. 511 - 521.

[2] Абдурахманов А.А. Кинетические эффекты в ферромагнитных металлах, Ростовский университет, 1978.

[3] Абдурахманов А.А., Васильева Р.П., Ведяев А.В., Грановский А.Б., Кондорский Е.И., Стадник С.И. Вестник МГУ, сер. Физика и астрономия, 1967, т.28, №1, с.68-74.

ЭФФЕКТЫ КВАНТОВОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ В МНОГОУРОВНЕВЫХ СИСТЕМАХ

Мусаев Г.Г .

Дагестанский государственный университет , 367025 , Махачкала , ул М .
Гаджиева 43^а

Макроскопическое квантовое туннелирование привлекает в последнее время внимание многих исследователей. Теоретически рассмотрен вопрос туннелирования доменной границы в слабом ферромагнетике [1] , туннелирование солитонов в сверхтонких пленках [2] , а в работе [3] дается расчет токового отклика в двухуровневой системе.

Нами рассматривается двухуровневая система с намагниченным слоем в поле высокой частоты. Используя формализм неравновесных функций Грина , рассчитан туннельный ток через барьер . Это выражение отличается от рассчитанного авторами [3] для системы $Al_xGa_{1-x}As$ и $GaAs$.

Кроме того, нами получена зависимость тока от параметров системы. В сильном поле происходит генерация высших гармоник , причем амплитуда гармоники $|I_n^n|$ зависит от его номера n и сдвига потенциальной энергии центрального барьера относительно проводящих слоев.

Максимум туннельного тока при $W_L = 0$, $W_R = 30$, $\varepsilon_1 = 10$, $\varepsilon_2 = 30$, $\omega = 1$, приходится на значение $n = 18$. (здесь W_L и W_R - сдвиги потенциала центрального барьера по отношению к потенциалам левой и правой немагнитных слоев , соответственно , а ε_1 и ε_2 - энергии свободных частиц в проводящих средах.

Литература

1. В.В. Добровицкий, А.К. Звездин, ЖТЭФ, т. 109, вып .4, 1996 , 1420 - 1432
2. V.V. Dobrobitski, A. A. Zvezdin, MMM, 156, 1996, 205 - 206
3. Goldin , Y. Avisyay , Phys . Rev . B, 55, 1997, 16359-16370
4. L.V. Keldysh , Zh Eksp . Teor . Fiz . 47 , 1964 , 1515

О МЕХАНИЗМЕ ПАРАПРОЦЕССА В СИСТЕМЕ МАЛЫХ МАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ

Т.А.Бушина, В.И.Николаев

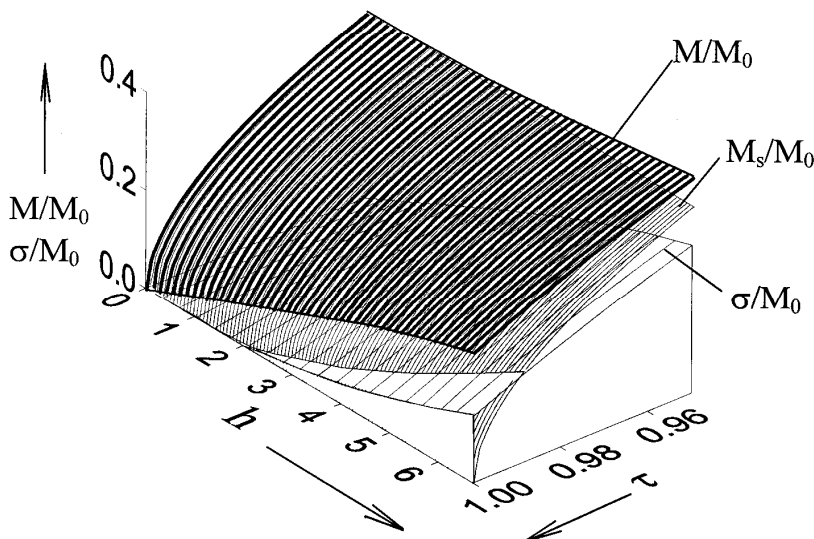
МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

119899, Москва, Воробьевы горы

E-mail: vnik@cs.msu.su

Обсуждаются отличительные особенности механизма парапроцесса (истинного намагничивания) в суперпарамагнитных частицах - по сравнению со случаем «массивных» ферромагнитных частиц. Для моделирования температурно-полевых зависимостей намагниченности частиц использовались модель Ланжевена и теория молекулярного

Парапроцесс в суперпарамагнитных частицах оказывается ослабленным вследствие двух основных причин, обусловленных тепловыми флуктуациями магнитного момента частиц $\vec{\mu}$. Во-первых, в роли «подмагничивающего» магнитного поля выступает всего лишь проекция внешнего поля \vec{H} на направление «релаксирующего» момента $\vec{\mu}$. Во-вторых, меньшим будет и другой (основной) вклад в суммарное эффективное поле внутри частицы - обменное поле λM (λ - константа обменного взаимодействия; M - удельный магнитный момент частицы, соответствующий моменту $\vec{\mu}$). Ослабленной оказывается в итоге восприимчивость парапроцесса $\chi_M \equiv (1/M_0)(\partial M / \partial H)_T$ - как, впрочем, и измеряемая на опыте восприимчивость $\chi_\sigma \equiv (1/M_0)(\partial \sigma / \partial H)_T$ (M_0 - удельная намагниченность при абсолютном насыщении). Наряду с χ_M , количественной мерой парапроцесса может служить также разность $M(T, H) - M(T, 0)$. На рисунке, иллюстрирующем сказанное, приняты обозначения: $M_s = M(T, 0)$, $\tau = T/T_C$ - приве-



денная температура, $h = H/H'$ - приведенное поле, $H' = kT_C / \mu_0$ - характеристическое поле для частицы с «номинальным» магнитным моментом $\mu_0 = N\mu_B$. В этих обозначениях для восприимчивостей при $\tau = 1$ имеем: $\chi_M \equiv (1/\sqrt{N})$, $\chi_\sigma \equiv h^2 / N$, тогда как для «массивной» частицы $M(=\sigma) \sim H^{1/3}$.

поля.

Критические явления в сегнетоэлектриках

Б2-1

**КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В СОВЕРШЕННЫХ И ДЕФЕКТНЫХ
СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ.**

Струков Б.А., Тараскин С.А., Горшков С.Н., Шнайдштейн И.В.
Московский государственный университет, Москва.

КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ КРИСТАЛЛОВ В ОКРЕСТНОСТИ ДИПОЛЬНОЙ ТОЧКИ ЛИФШИЦА ПО ДАННЫМ ИССЛЕДОВАНИЙ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ $\text{Sn}_2\text{P}_2(\text{Se}_x\text{S}_{1-x})_6$

Высочанский Ю.М., Грабар А.А., Митровций В.В., Перечинский С.И.

НИИ физики и химии твердого тела, Ужгородский госуниверситет,
Украина, 294000, Ужгород
yulian@vy.univ.uzhgorod.ua

Вычисления методом ренормализационных групп показывают [1], что критическое поведение в окрестности точки Лифшица и трикритической точки Лифшица в одноосных сегнетоэлектриках определяется новыми классами универсальности, зависящими от размерности лифшицевского подпространства m и от порядка доминирующих взаимодействий. В диэлектрических системах с дальнедействующими дипольными взаимодействиями флуктуации параметра порядка обычно сильно подавляются, однако в общем флуктуационные эффекты усиливаются с приближением к точке Лифшица.

В сегнетоэлектриках $\text{Sn}_2\text{P}_2(\text{Se}_x\text{S}_{1-x})_6$ при $x < 0,28$ наблюдается фазовый переход (ФП) второго рода, близкий к одноосной ($m = 1$) точке Лифшица ($x = 0,28$) и к трикритической точке ($x = 0,6$) на диаграмме состояний [2]. Это обстоятельство определяет специфический характер критического поведения указанных одноосных сегнетоэлектриков. В [3] при $x \rightarrow 0,28$ наблюдалось отклонение вида температурных аномалий термодинамических свойств кристаллов от поведения, ожидаемого в приближении среднего поля. Согласно результатам исследований температурной зависимости теплоемкости [4] в парафазе $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ наблюдается первая флуктуационная поправка $\Delta C \sim \tau^{-0,5}$ ($\tau \equiv (T - T_0)/T_0$), к которой вблизи T_0 добавляется вклад статических дефектов структуры $\Delta C \sim \tau^{-1,5}$. Диэлектрическая восприимчивость в парафазе удовлетворяет закону Кюри- Вейсса со слабой логарифмической поправкой [5].

Исследования температурной зависимости двулучепреломления кристаллов $\text{Sn}_2\text{P}_2(\text{Se}_x\text{S}_{1-x})_6$ позволили уточнить особенности проявления флуктуационных эффектов в окрестности точки Лифшица. Установлено, что в парафазе кристалла $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ вблизи ФП температурная производная $d(\Delta n)/dT \sim \tau^{-0,5} \cdot (\ln \tau)^b$. Логарифмическая поправка достаточно слабая ($b \sim 0,1$). Внесение в $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ примесей типа «случайная температура» (0,5 % Pb) и типа «случайное поле» (0,5 % Se) увеличивает амплитуду составляющей аномалии двулучепреломления $d(\Delta n)/dT \sim \tau^{-1,5}$. Для твердых растворов $\text{Sn}_2\text{P}_2(\text{Se}_x\text{S}_{1-x})_6$ с $x = 0,15$ и $0,28$ наблюдается увеличение амплитуды флуктуационной поправки с приближением к точке Лифшица.

1. Afaf Abdel-Nady, R.Folk, Phys. Rev. B, 54, 3851 (1996).
2. Ю.М. Высочанский, М.М. Майор, В.М. Ризак и др., ЖЭТФ, 95, 1355 (1989).
3. Ю.М. Высочанский, В.Г. Фурцев, М.М. Хома и др., ЖЭТФ, 91, 1384 (1986).
4. Yu.M. Vysochanskii, S.I. Perechinskii, V.M. Rizak, I.M. Rizak, Ferroelectrics, 143, 59 (1993).
5. Yu.M. Vysochanskii, A.A. Molnar, A.A. Gorvat, Yu.S. Nakonechnii, Ferroelectrics, 169, 141 (1995).

ПРОТОННАЯ МОДЕЛЬ (С ТУННЕЛИРОВАНИЕМ) ФЕРРОЭЛЕКТРИКА В СТАТИЧЕСКОМ ФЛУКТУАЦИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Р.Р. Нигматуллин, А.А. Хамзин,

Казанский Государственный Университет, кафедра теоретической физики, Россия,
Республика Татарстан, 420008, Кремлевская 18, E-mail: Raoul.Nigmatullin@ksu.ru или
Airat.Khamzin@ksu.ru.

Протонная модель с туннелированием была впервые предложена Блинцем [1] в 1960 году для описания поведения мягкой моды в сегнетоэлектриках типа порядок-беспорядок с водородными связями. Основным успех модели заключался в объяснении большого изотопического сдвига критической температуры T_c и корректном учете низколежащих состояний.

Формулировку и основные принципы модели можно найти в [1,2]. В [1] показано, что в псевдоспиновом формализме рабочим гамильтонианом рассматриваемой модели является гамильтониан Изинга в поперечном поле, описывающим эффект туннелирования

$$H = -\Delta \sum_f S_f^x - \sum_f h_f S_f^z - \frac{1}{2} \sum_{f,f'} U_{f,f'} S_f^z S_{f'}^z = -\sum_f (\Delta + h_f + \sigma_f) S_f^z \quad (1)$$

где Δ -частота туннелирования, индекс f -нумерует ячейки решетки, S_f^x, S_f^z - компоненты псевдоспина $S=1/2$, h_f - внешнее электрическое поле, $U_{f,f'}$ -межячеечный потенциал взаимодействия. Выражение

$$\sigma_f = \sum_{f'} U_{f,f'} S_{f'}^z \quad (2)$$

определяет оператор локального поля (ЛП). Возможные обобщения гамильтониана (1) могут возникнуть при учете связи с высокочастотными модами, которые влияют на частоту туннелирования. Но, несмотря на эти осложнения, так называемую поперечную модель Изинга с гамильтонианом (1) можно использовать как упрощенную модель структурного перехода порядок-беспорядок с туннелированием. Гамильтониан со спин-фононной связью с помощью канонического преобразования можно также свести к модели Изинга в поперечном поле и модифицированными параметрами. По этой причине имеет смысл провести детальное исследование термодинамических свойств данной модели.

В данной работе, в рамках *статического флуктуационного приближения* (СФП), была исследована термодинамика данной модели. Основная цель работы состояла в том, чтобы предложить вниманию исследователей новый метод исследования многочастичных систем с сильным взаимодействием между частицами. Метод СФП не ограничивается только этой моделью, а применим к широкому классу решеточных систем. Физические основы СФП просты и состоят в замене *квадрата оператора локального поля его средним значением* ($\sigma_f^2 \cong \langle \sigma_f^2 \rangle$), что позволяет наряду со средним ЛП достаточно строго учесть его квадратичные флуктуации. Оказывается, что такого приближения достаточно, чтобы рассчитать все термодинамические характеристики системы, включая равновесные корреляционные функции (РКФ). Результатом такой замены выступает *линеаризованное уравнение дальней связи* (УДС), термин, заимствованный из работы [3], где впервые получены уравнения такого рода при точном решении линейной модели Изинга. Замена квадрата оператора ЛП C -числом исходит из идеи приближенной линеаризации нелинейных УДС и переносе сохраняющейся нелинейности по степеням оператора ЛП на равновесные самосогласованные уравнения.

В рамках СФП для гамильтониана (1), где потенциал взаимодействия был выбран в виде анизотропного диполь-дипольного, а в качестве системы - одноосные ферроэлектрики, получены следующие основные результаты:

а) Получены аналитические выражения для всех термодинамических величин модели, включая РКФ, как функции температуры, внешнего поля и туннельного расщепления. Эти формулы выражаются через решеточную функцию Грина (что было предсказано в [4]), расчет которой для дальнедействующего потенциала возможен только численными методами;

б) Проведено исследование решеточной функции Грина вблизи критической точки, результаты которого представляют самостоятельный математический интерес;

в) Проведен анализ термодинамических величин вблизи критической точки и показана логарифмическая расходимость теплоемкости вблизи T_c , что является следствием анизотропии потенциала взаимодействия;

г) Исследовано поведение продольной и поперечной (относительно оси анизотропии) РКФ на больших расстояниях и показано, что они спадают $\propto 1/R^3$, причем в критической точке продольная РКФ спадает $\propto 1/R$, что также предсказывается в [4]. При более аккуратном расчете показано, что на эту основную асимптотику накладываются небольшие осцилляции КФ;

д) Проведен детальный численный расчет всех термодинамических характеристик модели и результаты представлены в виде графиков.

К *основному недостатку* СФП следует отнести тот факт, что данное приближение не учитывает динамику флуктуаций локальных полей. К числу несомненных *достоинств* метода можно отнести:

а) простоту и физическую ясность СФП, которое может быть применено для расчета РКФ и связанных с ними термодинамических характеристик широкого класса спиновых моделей произвольной размерности и с произвольным потенциалом взаимодействия.

б) СФП дает высокую точность по сравнению с другими методами в оценке критической температуры T_c и термодинамических функций в широком интервале температур и внешних полей, включая область фазового перехода;

в) В отличие от других методов СФП является *единственным и контролируемым* приближением. Можно получить верхнюю и нижнюю оценку СФП

г) В СФП УДС оказались линейными и самосогласованными, что дало возможность исследовать полученные решения аналитическими и численными методами.

Литература:

- [1] Blinc R., Journ. Chem. Solids, v. 13, p. 204, 1960;
- [2] Blinc R., Zeks B., Soft modes in ferroelectrics and antiferroelectrics, North-Holland Company-Amsterdam, Oxford American Elsevier Publishing Company, Inc. New York, 1974;
- [3] Jelifonov M.P., Theor. and Math. Phys., v. 8, p. 401, 1971 (Russia);
- [4] Lines M.E., Phys. Rev. B, v.5, p. 3690. 1972.

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКЕ AgSnSbSe_3

²Кобелев В.Л., ¹Кобелев Л.Я., ¹Кобелева О.Л., ¹Кобелев Я.Л., ¹Злоказов В.Б.,
¹Мельникова Н.В., ¹Нугаева Л.Л.

¹Уральский Государственный Университет им. А.М.Горького, 620083, Россия, Екатеринбург, пр.Ленина,51; ²Институт Физики Металлов УрО РАН, 620219, Россия, Екатеринбург, ул. С.Ковалевской,18

Синтез и исследование новых сегнетоэлектриков с полупроводниковыми свойствами является важной и интересной задачей, ввиду их широкого применения в науке и промышленности. В настоящем сообщении приводятся результаты исследования электрических свойств соединения AgSnSbSe_3 . Электропроводность и диэлектрическая проницаемость AgSnSbSe_3 измерялись по параллельной схеме замещения в ячейке с обратимыми медными электродами на частоте 1,592кГц в области температур 78-450К с помощью методов импедансной спектроскопии.

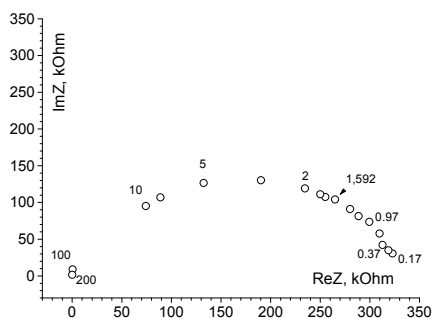


Рис.1. Годограф импеданса AgSnSbSe_3

Для выделения вклада процессов, происходящих на границе образец/электрод были проведены измерения импеданса исследуемого соединения в области частот переменного тока (0.2-200)кГц. На Рис.1 представлен годограф импеданса при температуре $T=300\text{K}$. Годограф аппроксимируется полуокружностью, проходящей через начало координат. Частота 1,592кГц принадлежит ветви, характеризующей свойства образца. Цифры рядом с точками обозначают частоты в кГц.

Температурная зависимость электропроводности AgSnSbSe_3 носит полупроводниковый характер, причем величина энергии активации E_a различна в разных температурных интервалах. На рис.2.а) приведена температурная зависимость электропроводности AgSnSbSe_3 при температурах 80-280К. При низких температурах $T=80-90\text{K}$ $E_a=0,014\text{эВ}$. При температурах 90-100К на кривой температурной зависимости

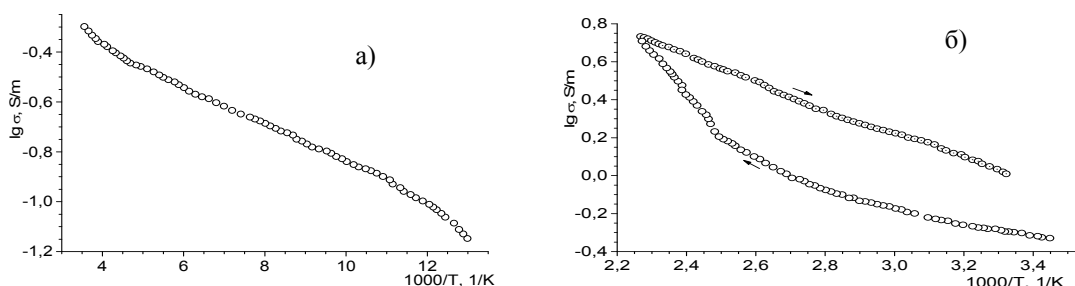


Рис.2. Температурная зависимость электропроводности AgSnSbSe_3

наблюдается перегиб, и энергия активации уменьшается до $E_a=0,006\text{эВ}$. При температурах вблизи 260К энергия активации снова увеличивается.

На рис.2.б) приведена температурная зависимость электропроводности AgSnSbSe_3 при температурах 280-445К. При повышении температуры от 280К до 350К энергия активации постоянна и равна $E_a=0.032\text{эВ}$. В интервале 350-400К наблюдается увеличение энергии активации, и при температурах 400-445К она равна 0.17эВ. Однако при охлаждении образца кривая проводимости проходит выше прежней кривой во

всем диапазоне 280-450К. При этом энергия активации постоянна и равна 0,06эВ. Удельная проводимость σ соединения AgSnSbSe₃ равняется $\sigma=0,06\text{См/м}$ при $T=80\text{К}$ и $\sigma=5,51\text{См/м}$ при $T=445\text{К}$.

Температурная зависимость диэлектрической проницаемости ϵ AgSnSbSe₃ при температурах 80-280К представлена на рис.3.а). При $T=80\text{К}$ $\epsilon=3450$. При повышении температуры до 150К диэлектрическая проницаемость быстро убывает до значения $\epsilon=1050$. При дальнейшем повышении температуры диэлектрическая проницаемость возрастает до $\epsilon=2100$ при $T=250\text{К}$. В области температур 250-280К диэлектрическая проницаемость постоянна.

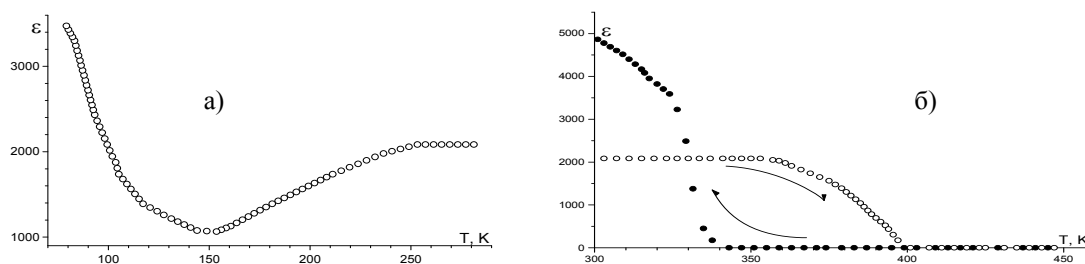


Рис.3. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости AgSnSbSe₃

На Рис.3.б) приведена температура зависимость диэлектрической проницаемости AgSnSbSe₃ при температурах 300-445К. В области температур 300-355К она постоянна и равна $\epsilon=2100$. При повышении температуры от 355К до 400К диэлектрическая проницаемость убывает практически до нуля и остается такой вплоть до 445К. При охлаждении ход зависимости диэлектрической проницаемости от температуры иной. При уменьшении температуры от 445К до 330К диэлектрическая проницаемость остается очень малой, и лишь при $T=330\text{К}$ резко увеличивается до значения $\epsilon=4800$ и монотонно возрастает при дальнейшем охлаждении.

Такой ход температурной зависимости диэлектрической проницаемости AgSnSbSe₃ и большие значения ϵ могут быть объяснены наличием у соединения сегнетоэлектрических свойств (см. также [1,2]). Это согласуется и с наличием максимумов на температурной зависимости диэлектрической проницаемости AgSnSbSe₃ которые можно трактовать как фазовые переходы типа сегнетоэлектрических. Область увеличения энергии активации вблизи $T=260\text{К}$ совпадает с начальной областью плато на кривой диэлектрической проницаемости в области температур 250-355К, а область увеличения энергии активации при температурах 350-400К перекрывается с конечной частью плато, что подтверждает возможность существования фазового перехода.

Отличительной чертой AgSnSbSe₃ является наличие плато на температурной зависимости диэлектрической проницаемости. Кроме того, важной особенностью AgSnSbSe₃ является наличие температурного гистерезиса электропроводности и диэлектрической проницаемости при температурах выше комнатной.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 97-02-16212)

Литература:

1. Kobelev V.L., Kobeleva O.L., Kobelev Ya.L., Zlokazov V.B. 9th Int. Meet. on Ferroelectricity, 24-29 August 1997, Seoul, Korea, Abstract Book p.106, p.206
2. Кобелев В.Л., Злоказов В.Б., Кобелева О.Л. Сборник научных трудов Всероссийской научной конференции "Физика конденсированного состояния", Стерлитамак, 22-25 сентября, 1997, Т.2, стр.107

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В «МЯГКИХ» ФЕРРОХОЛЕСТЕРИКАХ

А.Н. Захлевных, В.С. Шавкунов

Пермский государственный университет

614061 Пермь, ул. Букирева, 15, Факс: (3422) 33 39 83, E-mail: anz@psu.ru

Феррохолестерики (ФХ) - это магнитные суспензии стержнеобразных однодоменных ферромагнитных частиц на основе холестерического жидкого кристалла (ХЖК). Сохраняя особенности ориентационного поведения ХЖК, они обладают магнитной восприимчивостью, значение которой на несколько порядков превосходит восприимчивость чистого ХЖК. Благодаря сильной анизотропии частиц, можно считать, что магнитный момент «вморожен» в тело частицы. В работе изучаются магнитные и ориентационные свойства ФХ в магнитном поле, перпендикулярном оси спирали. Рассматриваются два механизма воздействия магнитного поля на структуру ФХ: дипольный (ферромагнитный), обусловленный взаимодействием магнитных моментов частиц $\mu = M_s \nu m$ с магнитным полем H , и квадрупольный (диамагнитный), связанный с воздействием поля на ХЖК-матрицу (M_s - намагниченность насыщения материала частицы, ν - ее объем, $\bar{m}^2 = 1$). Рассматривается случай, когда эти механизмы конкурируют друг с другом, т.е. диамагнитная анизотропия $\chi_a > 0$ и «мягкие» гомеотропные условия сцепления частиц с матрицей. В отсутствие внешнего поля магнитные частицы равномерно распределены по объему ФХ образца V и их магнитные моменты $m = (-\sin \psi(z), \cos \psi(z), 0)$ вращаются вокруг оси z вместе с директором $n = (\cos \phi(z), \sin \phi(z), 0)$, образуя спиральную структуру с шагом $p_0 = 2\pi / q_0$. Исходная концентрация частиц $f_0 = N\nu/V$ предполагается малой, поэтому магнитным диполь-дипольным взаимодействием можно пренебречь. Сегрегационный эффект [1] полагаем отсутствующим. Магнитное поле, перпендикулярное оси спирали z , вызывает искажения структуры ФХ, и вращение директора становится неоднородным. Минимизация полной свободной энергии ФХ [1]

$$F = \int dV \left[\frac{K_2}{2} \left(\frac{d\phi}{dz} - q_0 \right)^2 - \frac{\chi_a H^2}{2} \sin^2 \phi - M_s f_0 H \cos \psi + \frac{f_0 w}{d} \sin^2 (\phi - \psi) \right], \quad (1)$$

по $\phi(z)$ и $\psi(z)$ приводит к уравнениям ориентационного равновесия, здесь K_2 - модуль кручения, w - энергия сцепления молекул ХЖК с поверхностью частиц, d - диаметр частиц. Показано, что поведение ФХ в магнитном поле зависит от двух безразмерных комбинаций ξ и G материальных параметров ФХ. Параметр $\xi = M_s f_0 q_0^{-1} (K_2 \chi_a)^{-1/2}$ характеризует режим раскрутки спирали: при $\xi \gg 1$ раскручивание происходит благодаря дипольному механизму, при $\xi \ll 1$ - благодаря квадрупольному. Параметр $G = w f_0 / (d K_2 q_0^2)$ характеризует энергию сцепления. При $G > 0$ в отсутствие поля главные оси частиц ориентированы перпендикулярно директору ($m \perp n$), т.е. $\psi = \phi$. Магнитное поле, приложенное перпендикулярно оси спирали, вызывает фазовый переход феррохолестерик-ферронематик (раскручивание спирали) если значение поля $\Pi = H q_0^{-1} (\chi_a / K_2)^{1/2}$ достигает критического значения Π_C . Показано, что если фазовый переход происходит в дипольном режиме, то углы ϕ и ψ в ферронематической фазе принимают значения $\phi_0 = \psi_0 = 0$, т.е. частицы ориентированы вдоль поля, а директор - перпендикулярно полю (гомеотропные условия). В этом слу-

чае $\Pi < (2G)^{1/2}$ и $\xi > \Pi / (1 - \Pi^2 / (2G))$. Увеличение поля изменяет ориентацию частиц и директора в ферронематической фазе:

$$\sin 2\phi_0 = 2 \frac{\xi}{\Pi} \sin \psi_0, \quad \sin \psi_0 = \sqrt{1 - \frac{\xi^2}{\Pi^2} \left(1 - \frac{\Pi^2}{2G}\right)^2 / \left(1 + 2 \frac{\xi^2}{G}\right)}. \quad (2)$$

Такое поведение реализуется для $\xi < \Pi / (\Pi^2 / (2G) - 1)$ при $\Pi > (2G)^{1/2}$ и $\xi < \Pi / (1 - \Pi^2 / (2G))$ при $\Pi < (2G)^{1/2}$. В этом случае углы ориентации директора и намагниченности $\mathbf{M} = M_s f_0 \mathbf{m}$ изменяются от $\phi_0 = \psi_0 = 0$ до $\phi_0 = \pi / 2$ и $\psi_0 = 0$, т.е. директор поворачивается по полю вследствие $\chi_a > 0$ и конечной энергии сцепления G . В результате происходит смена характера условий на поверхности магнитных частиц от гомеотропных к планарным. Если $\Pi > (2G)^{1/2}$ и $\xi > \Pi / (\Pi^2 / (2G) - 1)$, то $\phi_0 = \pi / 2$ и $\psi_0 = 0$, т.е. директор и магнитные частицы ориентируются вдоль направления поля - условия на поверхностях частиц становятся планарными. Критическое поле Π_c перехода феррохолестерик-ферронематик как функция ξ для $G=5$ представлена на рис. 1.

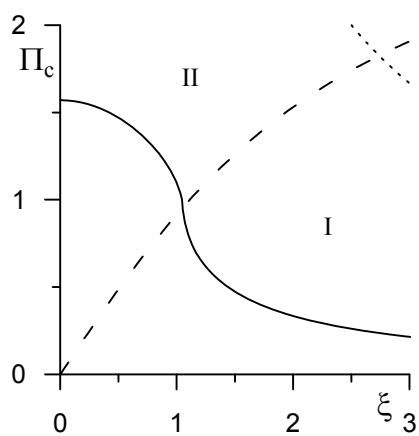


Рис.1.

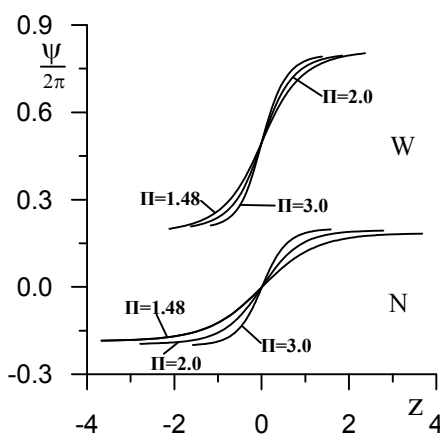


Рис.2.

Для полей, близких к критическому, выражения для шага спирали и намагниченности можно представить в виде $p = B_1 (H_C - H)^{-1}$, $\langle M_Y \rangle = 1 - B_2 (H_C - H)$, где B_1 и B_2 функции параметров ξ и G . Заметим, что в чистом ХЖК шаг спирали

увеличивается значительно медленнее (логарифмически) при $H \rightarrow H_C$.

Изучена структура доменных стенок в ферронематической фазе в дипольном и квадрупольном режимах. При $\Pi > \Pi_c$ в дипольном режиме магнитным моментам частиц энергетически выгодно ориентироваться по полю, в результате чего появляются 2π -стенки. В квадрупольном режиме конкуренция ориентационных механизмов приводит к возможности существования двух равноправных ориентаций магнитных частиц $\psi = \pm \psi_0$, где угол ψ_0 определяется из уравнения (2). Они соответствуют доменам однородной ферронематической фазы, разделенным так называемыми [2] N-стенками, в которых угол $\psi(z)$ меняется от $-\psi_0$ до ψ_0 , либо - W-стенками, в которых угол $\psi(z)$ меняется от ψ_0 до $2\pi - \psi_0$. На рис.2 изображены N-стенки и W-стенки при $\xi = 0.5$, $G = 5$. N-стенка оказывается энергетически более выгодной.

Описанные выше результаты справедливы только для $\xi \Pi / G \leq 1$; при $\xi \Pi / G > 1$ намагниченность и директор обладают разными периодами спиральной структуры.

Данная работа выполнена при поддержке гранта 96-02-17218 Российского Фонда Фундаментальных исследований и гранта 97-0-7.3-163 Министерства общего и профессионального образования.

Библиографический список

1. Brochard F., de Gennes P.G. // J. de Physique, 1970, V.31, p. 691-708.
2. Дмитриенко В.Е., Беляков В.А. // ЖЭТФ, 1980, Т.78, вып. 4, с. 1568-1578.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУР ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

Сабилов Б. С., Саидов Н. С.

Таджикский аграрный университет,
пр. Рудаки, 146, 734017, Душанбе, Таджикистан.

В работе приведены результаты экспериментального исследования теплопроводности (λ). Сориентированных и неориентированных жидких кристаллов в области существования мезофазы, изотропной фазе и в области температур фазовых переходов.

Показано, что для всех жидких кристаллов в области существования мезофазы теплопроводность с ростом температуры плавно увеличивается. В области температуры фазового перехода нематическая фаза- изотропная жидкость теплопроводность резко возрастает и после температуры фазового перехода (λ) резко уменьшается, что свидетельствует о переходе вещества в изотропное состояние, В изотропной фазе с увеличением температуры теплопроводность уменьшается.

Показано, что анизотропия теплопроводности $\Delta\lambda = \lambda_{||} - \lambda_{\perp}$ определяемая как разность теплопроводности, измеренная в направлении параллельном ($\lambda_{||}$) и перпендикулярном (λ_{\perp}) оптической оси, положительная.

При переходе в изотропную фазу анизотропия теплопроводности падает до нуля. Среднее значение теплопроводности $(\lambda_{||} + 2\lambda_{\perp})/3$ в мезофазе совпадало с значением теплопроводности измеренной в неориентированном состоянии. Резкий скачок теплопроводности также наблюдается при фазовых переходах из смектической фазы в холестерическую и от холестерической фазы в изотропную жидкость.

Установлена корреляция между теплопроводностью и электропроводностью в области температур фазовых переходов.

В докладе приводится анализ и теоретического обоснования полученных экспериментальных результатов.

**TETRAGONAL-TETRAGONAL PHASE TRANSITION IN CsScF₄ CRYSTAL.
STUDY OF LATTICE DYNAMICS AND RAMAN SCATTERING SPECTRA**

Krylov A. S., Vtyurin A. N., Shmygol I. V., Ageev A. G.

L. V. Kirensky Institute of Physics and Krasnoyarsk State University
Krasnoyarsk, 660036, Russia. E-mail: shusy@post.krascience.rssi.ru

Crystal of CsScF₄ presents a typical example of layered perovskite structure. At higher temperatures it has D_{4h}¹ lattice formed by square layers of ScF₆ octahedrons connected via common F atoms, and separated with Cs⁺ ions in interlayer holes. Cooling below 475 K results in phase transition to D_{4h}⁵ phase with elementary cell of doubled volume, and further cooling down 317 K – in next transition to D_{2h}¹³ phase with further doubling of the cell volume. Such phase sequence is rather unusual for Cs-containing perovskites, and seems closer to the one observed in RbAlF₄, were lattice instability results in displacive phase transitions with soft modes condensation.

To establish the nature of lattice instability in CsScF₄ we've performed Raman scattering investigations of the crystal and built lattice dynamics model to interpret the results. Here we presents the results on the first (D_{4h}¹ – D_{4h}⁵) transition.

In good agreement with structural data all lines permitted by crystal symmetry have been found and attributed in the both phases. Frequencies of Raman active lines and their attribution for D_{2h}⁵ phase ($T = 323$ K) are listed below:

Frequency, cm ⁻¹	Intensity	Raman component	Irr. Rep.
107	medium	xx, yy, zz	A_{1g}
495	strong		
188	weak	xx, yy	$B_{1g}(?)$
255	medium	xy	B_{2g}
32	medium	yz, xz	E_g
152	very strong		
233	medium		

Besides listed here, there are two lines: 152 cm⁻¹ and 255 cm⁻¹ in xx, yy, zz components, that we attributed to leaks of stronger lines from yz and xy components, respectively. Such leaks seem to be due to domain, or block, structure of our sample. Their values change from sample to sample, but we've failed to avoid them completely. The line at 188 cm⁻¹ is smaller than these leaks and just a little above noise level. That is why we've marked it with (?) here. In principle this weak line may be due to some biphonon excitation, whereas real B_{1g} line is masked by these leaks.

Soft mode condensation was observed going down below tetragonal-tetragonal transition point. Temperature dependence of the mode squared frequency follows to linear trend very well, that corresponds to the first (close to the second) order phase transition.

To interpret the results lattice dynamics simulations has been performed within rigid point ions' model, with Born-Maier short range and Coulomb long range interionic interactions. Parameters of the model were fitted to satisfy lattice stability conditions in relation to external and internal deformations, and to agree with experimental Raman data. Nearly unstable mode (of positive but very low frequency) was found in the upper D_{4h}¹ phase at the Brillouin zone boundary, (110) direction, M point. Slight distortion of model parameters results in lattice instability at this point, connected with decompensation of Coulomb and short range interactions. Corresponding eigenvector is connected with antiphase rotations of rigid ScF₆ groups, that agree with eigenvector of the soft mode observed in the lower tetragonal phase.

EFFECTS OF ORIENTATIONAL DISORDER IN LATTICE DYNAMICS AND RAMAN SPECTRA OF Rb₂ZnCl₄ AND CsLiSO₄ CRYSTALS**Vtyurin A. N., Ageev A. G., Krylov A. S., Shmygol I. V.**L. V. Kirensky Institute of Physics and Krasnoyarsk State University
Krasnoyarsk, 660036, Russia. E-mail: dir@post.krascience.rssi.ru

Crystals of Rb₂ZnCl₄ and CsLiSO₄ are classic examples of A₂BX₄ ferroelectrics family with rigid tetragonal molecular ions. It is well known that their sequence of transitions (paraelectric Pnam phase – incommensurate phase – ferroelectric Pna2₁ phase for Rb₂ZnCl₄, paraelectric Pnam phase–ferroelectric P2₁/m phase for CsLiSO₄) are connected mainly with dynamics of BX₄ tetrahedrons. In particular, it has been shown for Rb₂ZnCl₄, that incommensurate rotations of these groups result in new selection rules for interval vibrations of these groups, and can be observed in Raman spectra. It has been shown as well, that in high temperature paraelectric phases of these crystals these tetrahedra are orientationally disordered and the phase transitions are connected with ordering of their orientations. In this paper we've investigated effects of these ordering processes in Raman spectra of these crystals.

Detailed investigations of polarized Raman spectra of Rb₂ZnCl₄ and CsLiSO₄ have been performed, with special attention to good polarization of incident and scattered light to avoid leakage between Raman components. It has been observed that in spectral ranges that correspond to the full symmetry internal vibration of free tetrahedral ions (around 300 cm⁻¹ for Rb₂ZnCl₄ and 1000 cm⁻¹ for CsLiSO₄) for some extra lines, forbidden by ideal crystal symmetry, appeared. These lines are wide and rather intensive and weak though definitely observable in CsLiSO₄. Cooling down to incommensurate phase in the case of Rb₂ZnCl₄ decreases intensities of these lines, and is accompanied by new lines appearance, in accordance with new lattice symmetry. Further cooling to ferroelectric phase vanishes intensities of these extra lines together with some of lines of incommensurate phase, giving spectra of ordered phase in good agreement with its symmetry. Same though not so picturesque behavior was observed in CsLiSO₄ crystal under cooling to the ferroelectric phase transition; the crystal breaks at this point.

To interpret the results obtained we've simulated dynamics of disordered lattices of tetrahedrons, and internal vibrations spectra for orientationally disordered lattice of interacting tetrahedral ions have been obtained. It has been demonstrated, that observed extra lines can be attributed as a result of ions disorder; calculated frequencies are in good agreement with maxima of experimental bands, and frequency distributions of calculated long wave vibrations are in good agreement with experimental spectra in corresponding Raman tensor components. But simple dynamical model gives rather poor agreement with experimental relative intensities of different spectral components. To achieve this, we took into account modulation of ionic polarizabilities due to ions' interactions with crystal structural units. Such modulation changes space distribution of crystal susceptibility and activates vibrations from the whole Brillouin zone (not Z point only, as usual). That provides redistribution of Raman intensities in different scattering geometries, in much better agreement with experimental data.

Different values of disorder effects in Rb₂ZnCl₄ and CsLiSO₄ can be explained quite naturally by different rigidity of ZnCl₄ and SO₄ groups. Close values of molecular multipole moments, interionic distances and orientational disorder parameters results in the same order of magnitude of ionic distortions; and it shows stronger on softer ZnCl₄ ions' dynamics and polarizability.

ОСОБЕННОСТИ ЭВОЛЮЦИИ НЕСОРАЗМЕРНОЙ СВЕРХСТРУКТУРЫ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА В ОБЛАСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

С.Н. Каллаев, В.Ф. Глушков

Институт физики ДНЦ Российской академии наук,
367003 Махачкала, РД, Россия.

Несоразмерная фаза сегнетоэлектрика с пространственно модулированной поляризацией является примером неоднородной вырожденной системы, для исследования которой можно эффективно использовать высокочувствительные электрические методы измерений.

В настоящей работе экспериментально определен характер медленной эволюции солитонной системы в несоразмерной фазе сегнетоэлектрика в области времен до нескольких часов, при больших отклонениях от состояния равновесия. Объект исследования - Rb_2ZnCl_4 (пр. гр. $\text{Pm}\bar{3}n$) со структурными переходами при $T_i=303\text{K}$ и $T_c=195,2\text{K}$ [1]. Промежуточная фаза - несоразмерная с пространственной модуляцией вдоль оси $c(Z)$, низкотемпературная - полярная ($\text{Pn}2_1a$) со спонтанной поляризацией вдоль оси $b(Y)$.

Неравновесные начальные состояния солитонной структуры кристалла создавались двумя способами, как с помощью одноосных механических напряжений, так и путем изменения температуры кристалла. При этом напряжения σ_{yy} , σ_{xx} использовались как средство для скачкообразного перевода солитонной структуры в неравновесное состояние.

Эволюция системы регистрировалась по изменению, зависящей от плотности солитонов n аномальной диэлектрической восприимчивости ϵ вдоль оси b .

Результаты эксперимента свидетельствуют о том, что при большом отклонении от равновесного состояния, создаваемого как большими механическими напряжениями $\sigma=50-60$ бар., так и путем изменения температуры из исходной фазы до заданной температуры в области T_c аномальная диэлектрическая восприимчивость ϵ , соответствующие, межсолитонные расстояния (так как $\Delta\epsilon/\bar{\epsilon} \approx \Delta l/\bar{l}$) несоразмерной сверхструктуры сегнетоэлектрика, изменяются со временем по логарифмическому закону. Показано, что этот закон, основанный на представлениях о релаксации как о термоактивационном процессе, соблюдается в интервале времен от нескольких секунд до нескольких часов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№97-02-16762).

ЭФФЕКТЫ ТЕРМИЧЕСКОЙ ПАМЯТИ КАК ПРОЯВЛЕНИЕ МОРФОТРОПНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В СЕГНЕТОКЕРАМИКАХ НА ОСНОВЕ ЦТС.

А.В.Шильников, И.В.Оцарев, А.И.Бурханов, В.Н.Нестеров, Г.М.Акбаева*.

Волгоградская государственная архитектурно-строительная академия, 400074, Волгоград, ул. Академическая 1, visi@vlink.ru.

*НИИ Физики, Ростовский Государственный Университет, 344090, ул. Стачки 194.

В работах [1-3] отмечалось, что в области температур размытого фазового перехода, где имеет место сосуществование фаз (полярной и неполярной квазисегнетофазы или сегнетоэлектрических фаз различной симметрии) проявляется эффект термической памяти (ЭТП), т.е. в области температуры предварительной выдержки образца $T_{\text{выд}}$ при температурных измерениях $\epsilon^*(T)$ в ультраслабых полях наблюдается локальный минимум значений $\epsilon'(T)$ и $\epsilon''(T)$.

Целью данной работы являлось изучение особенностей возможного проявления ЭТП в сильных и промежуточных синусоидальных полях в многокомпонентной сегнетокерамике на основе ЦТС. Составы данного типа керамик принадлежат морфотропной фазовой границе (следовательно, в широком температурном интервале могут сосуществовать различные сегнетоэлектрические фазы). Это дает основание ожидать возможного проявления ЭТП.

Особенностью данных исследований является то, что возможность проявления ЭТП изучается в системе с выраженной доменной структурой (ДС) при циклической переполяризации образца, что, в отличие от [1-3], могло бы дать более однозначные ответы по вопросу взаимодействия доменных (ДГ) и межфазных (МГ) границ с точечными дефектами (ТД) и о природе ЭТП в данной системе.

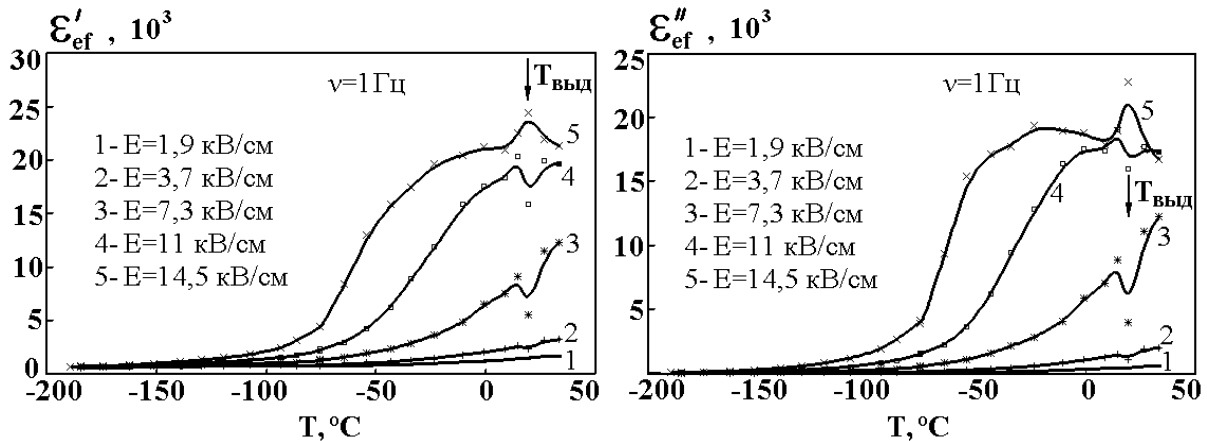


Рис. Температурные зависимости эффективных диэлектрической проницаемости $\epsilon'_{\text{ef}}(T)$ и потерь $\epsilon''_{\text{ef}}(T)$ образца ПКР-59 в синусоидальных электрических полях частоты 1 Гц

Методика измерений и подготовки образцов совпадала с указанной в [4]. Предыстория образцов задавалась их выдержкой при комнатной температуре (без каких-либо воздействий) в течение времени от 20 часов до 1 месяца. Затем проводились измерения при нагреве в квазистатическом режиме со скоростью $\nu \approx 0.5 \text{ K/мин.}$ от $T = -190^\circ\text{C}$ до 40°C . При этом последующее охлаждение от температуры выдержки $T_{\text{выд}} = 20^\circ\text{C}$ до $T = -190^\circ\text{C}$ проводилось в динамическом режиме без внешних механических и электрических воздействий.

Как видно из рисунка в окрестности температуры $T_{\text{выд}}$ наблюдаются аномалии на зависимостях в виде локальных экстремумов. Качественно объяснение отмеченных особенностей может быть следующим.

При старении образца ТД релаксируют к ДГ и МГ, которые являются стоками ТД. С течением времени образуется остов или "сетка" [1] этих дефектов, которая повторяет конфигурацию ДГ и МГ при данной температуре. Это не исключает того, что сами ДГ и МГ мигрируют к этим дефектам. Таким образом формируется пиннирующий остов ТД. Далее при охлаждении образца данный остов вследствие больших времен релаксации будет оставаться практически неизменным, а ДС будет изменяться в результате изменения соотношения концентраций фаз с различной симметрией. Вследствие последующего нагрева при подходе к $T_{\text{выд}}$, ДС будет стремиться принять форму, соответствующую дефектному остову. В силу этого взаимодействие ДС и остова будет вновь приводить к пиннингу ДГ и МГ на ТД. При амплитудах поля, не превышающих некоторое критическое значение напряженности поля ($E < E_{\text{кр}}$), данный пиннинг приводит к тому, что ДГ и МГ движутся обратимо, а их вклад в $\epsilon'_{\text{ef}}(T)$ и $\epsilon''_{\text{ef}}(T)$ проявляется в виде локального минимума $\epsilon_{\text{ef}}^*(T)$ при $T_{\text{выд}}$ (кривые 1-4). Однако, при полях, превышающих данное критическое значение поля $E \geq E_{\text{кр}}$ и сообщаящих достаточную энергию ДГ и МГ для преодоления сил их взаимодействия с дефектным остовом, происходит срыв ДГ и МГ со стопорящих их ТД, что проявляется в виде локального максимума на зависимостях $\epsilon_{\text{ef}}^*(T)$ (кривая 5).

Заметим, что поведение $\epsilon_{\text{ef}}^*(T)$ в области температур ЭТП существенно зависит от предыстории образца (предварительный отжиг, время выдержки, температурный и (или) полевой "тренинг", значения частоты и (или) амплитуды измерительного поля).

Кроме того, при исследовании различных составов на основе ЦТС отмечено, что ЭТП проявляется сильнее у тех из них, у которых температура равного сосуществования СЭ фаз ближе к температуре выдержки $T_{\text{выд}}$, т.е. при уменьшении $\Delta T = T_{\text{фп}} - T_{\text{выд}}$ глубина локального экстремума увеличивается.

Работа выполнена при поддержке гранта 98-02-16146.

[1] Шильников А.В., Бурханов А.И. // ЖТФ. 1988, Т.58, №5, стр.792-793.

[2] Бурханов А.И. // Дисс. канд. физ.-мат. наук, Волгоград, 1989.

[3] Бурханов А.И., Шильников А.И. // Тез. док. III Междувед. сем. - выставки. Рига, ЛГУ, 1988, т.1, С.116-118.

[4] A.V.Shil'nikov, I.V.Otsarev et all // Journal of the Korean Physical Society, 1998, Vol.32, pp.305-307.

**STATISTICS OF THE OVER-BARRIER STATES IN THE THEORY OF
FERROELECTRIC ORDER-DISORDER PHASE TRANSITIONS**

V.L. Kovarsky, V.V. Kuznetsova

Donetsk Physico-Technical Institute, R. Luxemburg str., 72, Donetsk, 340114, Ukraine

E-mail: kovar@host.dipt.donetsk.ua

In the previous works [1-2] the modified Ising model (MIM) was developed to explain some features of the structurally disordered crystals. This model takes into account the energy barrier between two Ising states and regards the state of the over-barrier motion as the third component of the pseudospin. It makes possible to describe the statistics of the over-barrier motions and to indicate the statics-dynamics transformation in crystal. Indeed, the frequencies of the over-barrier motion are more bigger than those of the jumps between minima, so the dynamical properties are connected with the population of the states of the over-barrier motion. When temperature increases, this population increases too, and we can observe an anomalous growth of the number of disordered complexes in the ordered phase. It may be exhibited in Mössbauer experiments, as it was mentioned before [1, 3]. The Jahn-Teller crystal $Cu(H_2O)_6 \cdot SiF_6$ is possibly a model object to demonstrate this phenomenon of statics-dynamics transformation [3]. But unlike the theory developed in previous work [1], this real case is more complicated. Firstly, the octahedral complexes $[Cu(H_2O)_6]^{2+}$ have three equivalent Jahn-Teller distortions, but not two. Secondly, the ordered phase of this crystal is four-sublattices one, but not ferrodistoritive. One of this sublattices remains disordered, and three other are ordered, each in one of three possible distortions. In ordered phase the ratio of undistorted and distorted complexes equal 1/3. With increasing of the temperature the number of undistorted complexes grows and when $T \geq T_c$, all complexes become undistorted. Mössbauer investigations detect two peaks in ordered phase corresponding to distorted and undistorted complexes. The area under Mössbauer peak is related to number of complexes which create this peak. So the ratio between the areas of the peaks is approximately the ratio between the numbers of undistorted and distorted complexes. In order to generalize the previous theory one can write the free energy per unit cell:

$$f = -\frac{1}{8}j\rho^2 + \frac{3}{4}\tau \left[\varphi\left(\frac{2}{3}\rho + \frac{1-\theta}{4}\right) + 2\varphi\left(-\frac{1}{3}\rho + \frac{1-\theta}{4}\right) + \varphi\left(\frac{1+3\theta}{4}\right) + \varphi\left(\frac{1-\theta_1}{4}\right) + \frac{1}{3}\varphi\left(\frac{1+3\theta_1}{4}\right) \right] + \frac{3\tau}{16}(3\theta + \theta_1) \ln \frac{z}{z_0} - \frac{\tau}{4} \ln(z^3 z_0),$$

where $j = \frac{J}{U_0}$ is reduced interaction constant, $\tau = \frac{\kappa T}{U_0}$ is reduced temperature, U_0 is height of the energy barrier, $\varphi(x) = x \ln x$, ρ - the structural order parameter, θ, θ_1 - the dynamic order parameters of distorted and undistorted sublattices respectively, z, z_0 - partial statistical integrals for the states in the bottom and above respectively. The order parameters are determined from the equilibrium conditions of the free energy. Then the ratio between the numbers of undistorted and distorted sites may be expressed. This ratio is shown to undergo sharp decreasing and becomes more over 1/3 when temperature approaches to T_c . It coincides with corresponding Mössbauer studies [3] and mean that the pseudospin theory of over-barrier motion may be used to explain the phenomenon of statics-dynamics transformation.

1. V.L.Kovarsky, B.Ya.Sukharevsky, Soviet Low Temp.Phys.(FNT) 18, 1274 (1992).
2. V.L.Kovarsky, A.V.Christov, Soviet Low Temp.Phys.(FNT) 21, 874 (1995).
3. B.Ya.Sukharevsky et al., Soviet JETP (ZhETF) 87, 1336 (1984).

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ НИЗКО- И ИНФРАНИЗКОЧАСТОТНОЙ ЭФФЕКТИВНОЙ ПРОВОДИМОСТИ КРИСТАЛЛОВ ТГС И ДТГС В ОКРЕСТНОСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ.

Шильников А.В., Поздняков А.П., Федорихин В.А.

Волгоградская государственная архитектурно-строительная академия, 400074, Волгоград, ул. Академическая 1, visi@vlink.ru.

В последнее десятилетие вновь возрос интерес к экспериментальным и теоретическим исследованиям кристаллов с водородными связями и роли этих связей в проявлении различных макроскопических (в первую очередь диэлектрических) свойств таких кристаллов. При этом, несмотря на весьма обстоятельные и широко поставленные исследования роли протонной проводимости в различных кристаллах, проведенные в [1], вопрос о характере проводимости парафазы кристаллов ТГС и ДТГС, насколько нам известно, до сих пор достаточно не изучен.

В настоящей работе мы попытались восполнить этот пробел, исследуя диэлектрические свойства кристаллов ТГС и ДТГС в диапазоне низких (НЧ) и инфранизких (ИНЧ) частот ($\nu=10^{-1}-10^4$ Гц), при амплитуде измерительного поля $E_0=0,2$ В·см⁻¹ (ультраслабые поля), в области температур от 20⁰С до 120⁰С. Измерения ϵ^* проводились с отдельным отсчетом по действительной (ϵ') и мнимой (ϵ'') составляющим комплексной эффективной диэлектрической проницаемости. Эффективная удельная проводимость γ определялась по значениям ϵ'' для конкретной частоты измерительного поля.

Для образца ДТГС нами обнаружено, что в параэлектрической фазе, в интервале температур (120–72)⁰С, на частотах $\nu=1$ Гц÷10 Гц, зависимость $\ln\gamma(1/T)$ следует закону Аррениуса (на рис. представлены зависимости $\ln\gamma(1/T)$ для образцов ДТГС и ТГС при частоте 1 Гц). Следовательно процессы ИНЧ проводимости кристалла ДТГС являются

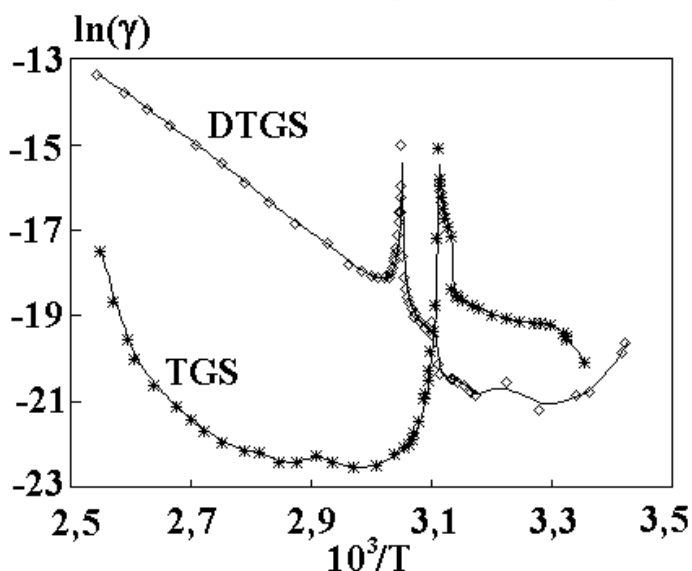


Рис. Температурные зависимости $\ln\gamma$ образцов ДТГС и ТГС при частоте измерительного поля 1 Гц.

термоактивированными. При этом энергия активации для γ , полученная при охлаждении образца после отжига при температуре $\sim 120^0$ С, составляет $U=(0,93\pm 0,01)$ эВ. Сравнивая зависимости $\ln\gamma(1/T)$ образцов ТГС и ДТГС (см. рис.) можно видеть, что для кристаллов ТГС подобной аррениусовской зависимости не наблюдается. Это, по нашему

мнению, говорит в пользу ионной проводимости в кристаллах ДТГС, скорее всего связанной с перескоками дейтронов.

Заметим, что аррениусская зависимость для γ в кристалле ДТГС имеет место и в полярной фазе, но там температурный интервал, в котором она выполняется, весьма узок ($\Delta T \sim 6\text{K}$) и лежит в области температур, непосредственно примыкающих к ФП. Иначе говоря, полярное состояние как бы подавляет те термически активированные процессы, которые ярко проявляются в неполярной фазе. Кроме того отметим, что в полярной фазе для кристалла ДТГС, по сравнению с ТГС, вклад ДГ в эффективную проводимость гораздо меньше. Это свидетельствует о том, что в данном случае определяющую роль играет униполярность кристалла ДТГС, связанная с его проводимостью в парафазе, и существенная "жесткость" ДГ в слабых полях.

Существенно, что в точках фазовых переходов величина γ (см. рис.), так же как ϵ' и ϵ'' , проходит через максимум, имея для обоих кристаллов значения порядка $10^{-5}\text{Ом}^{-1}\text{м}^{-1} \div 10^{-7}\text{Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ при разных измерительных частотах.

Таким образом, анализируя приведенные экспериментальные результаты, можно с высокой достоверностью предполагать, что ИНЧ проводимость кристалла ДТГС, в отличие от кристалла ТГС, в парафазе является ионной прыжковой проводимостью [1,2] и обусловлена, скорее всего, перескоками дейтронов, энергия активации которых составляет $\sim 0,93\text{эВ}$.

Авторы благодарят доктора физ.-мат. наук Баранова А.И. за полезные дискуссии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 98-02-16146.

Список литературы

1. Баранов А.И.//Изв.АН. СССР.Сер.физ.1987.Т.51,№12.С.21.
2. Лидьярд Л. Ионная проводимость кристаллов. М.:Изд-во иностр. лит., 1962. 220с.

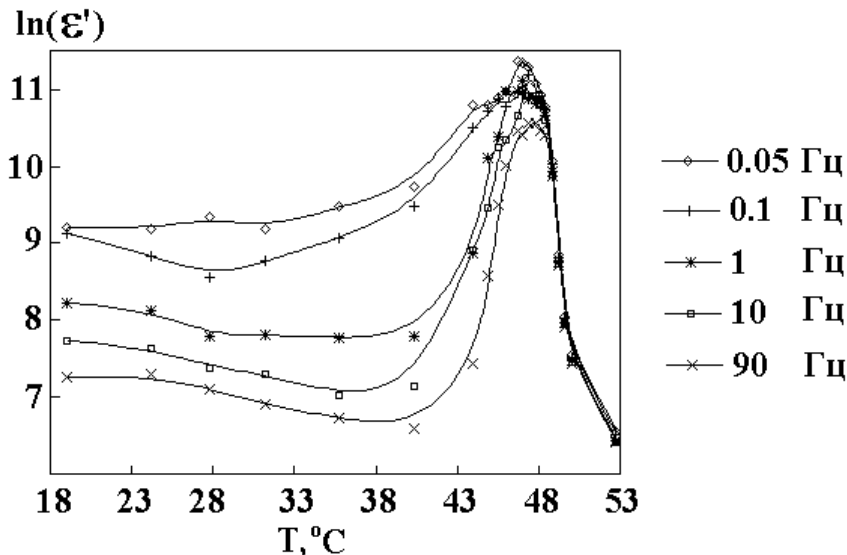
**ВКЛАД РАЗЛИЧНЫХ МЕХАНИЗМОВ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННЫХ И
МЕЖФАЗНЫХ ГРАНИЦ В НИЗКО- И ИНФРАНИЗКОЧАСТОТНЫЕ
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ ТГС В ОКРЕСТНОСТИ
ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА.**

Шильников А.В., Поздняков А.П., Нестеров В.Н.

Волгоградская государственная архитектурно-строительная академия, 400074, Волгоград, ул. Академическая 1, visi@vlink.ru.

При сопряжении с ЭВМ сняты семейства петель поляризации (ПП) в синусоидальном электрическом поле с амплитудой $E_0=74\text{В/см}$ на частотах $\nu=0.05, 0.1, 1, 10$ и 90 Гц в температурном интервале от 18°C до 120°C . Определен вклад гистерезисного и релаксационного механизмов движения доменных (ДГ) и фазовых (ФГ) границ в действительную ($\epsilon'_{\text{эф}}$) и мнимую ($\epsilon''_{\text{эф}}$) составляющие эффективной комплексной диэлектрической проницаемости ($\epsilon^*_{\text{эф}}$) кристалла ТГС (толщина $d=1,1\text{мм}$, площадь поверхности $S=15\text{мм}^2$). Исследуемый образец ТГС представлял собой плоско-параллельную пластину Y-среза (полярный срез) с поверхностями, отполированными до оптического качества. На поверхности полярных срезов методом накатывания тонкой фольги были нанесены серебряные электроды.

На рис.1 показана температурная зависимость $\ln(\epsilon'_{\text{эф}})$ при указанных условиях эксперимента. Существенная частотная дисперсия $\epsilon'_{\text{эф}}(\nu)$ в сегнетофазе свидетельствует об определяющем вкладе доменных границ в значения $\epsilon'_{\text{эф}}$ (и $\epsilon''_{\text{эф}}$ соответственно). При этом величина вклада ДГ в $\epsilon^*_{\text{эф}}$ значительно изменяется в зависимости от частоты измерительного поля. Отсутствие подобной дисперсии $\epsilon^*_{\text{эф}}$ в глубокой парафазе подтверждает связь данной дисперсии $\epsilon^*_{\text{эф}}$ с движением ДГ. Заметим, что вблизи температуры максимума $\epsilon'_{\text{эф}}$ (T_c) - фазового перехода (ФП) вклад в $\epsilon^*_{\text{эф}}$ дают как ДГ, так и ФГ (ниже и выше T_c соответственно).



Как видно из рис.1, при достаточно сильных измерительных полях ($E=74\text{В/см}$), когда наряду с термической активацией зародышеобразования существуют процессы активации электрическим полем, происходит размытие ФП и смещение T_c в сторону меньших температур ($T_{\text{ФП}}=47,2^\circ\text{C}$). При этом зависимость типа Кюри-Вейсса не вы-

полняется ни в сегнето-, ни в парафазе, в которой измерительные поля скорее всего индуцируют истинную нелинейность кристалла вблизи ФП.

На рис.2 изображены температурные зависимости процентных вкладов гистерезисного ($\epsilon'_g\%$) и релаксационного ($\epsilon'_r\%$) механизмов движения ДГ в $\epsilon'_{эф}$ (заметим, что $\epsilon''_g\%$ и $\epsilon''_r\%$ ведут себя подобным образом).

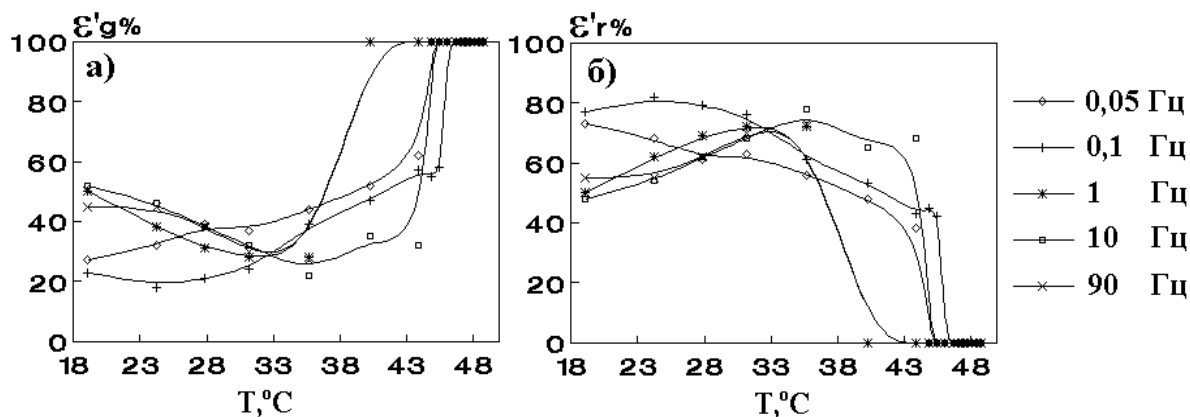


Рис.2 Температурные зависимости процентных вкладов гистерезисного (а) и релаксационного (б) механизмов движения ДГ в $\epsilon'_{эф}$ в синусоидальном электрическом поле с амплитудой $E_0=74\text{В/см}$ на частотах $\nu=0.05, 0.1, 1, 10$ и 90 Гц.

Как видно из рис.2, существует отличие в поведении $\epsilon'_g(T)$ и $\epsilon'_r(T)$ для различных частот. Так, для частот $\nu=0,05$ и $0,1$ Гц характерен рост вклада гистерезисного механизма движения ДГ в $\epsilon'_{эф}$ при увеличении температуры (обратная картина наблюдается для $\epsilon'_r(T)$). Это обусловлено значительной эффективной амплитудой колебаний ДГ (соответственно переполяризующимся объемом кристалла) при очень низких частотах измерительного поля даже при комнатных температурах. В этом случае некоторая часть ДГ, двигаясь необратимо, "замечает" значительное число "сильных" дефектов и имеет преимущественно гистерезисный характер движения (испытывает сопротивление подобное сухому трению). Естественно, что с ростом температуры возрастает относительный вклад в $\epsilon'_{эф}$ движения таких ДГ. При более высоких частотах ($\nu=1, 10, 90$ Гц), при сравнительно низких температурах, эффективная амплитуда колебания ДГ невелика и существенная их часть движется обратимо - преимущественно релаксационно (испытывает вязкое трение). Рост температуры до некоторого ее значения (на рис.2 $\sim 35^\circ\text{C}$) вначале не приводит к такому увеличению эффективной амплитуды колебаний ДГ, при котором последние при своем движении "замечают" относительно большое число "сильных" дефектов. Поэтому до $T \approx 35^\circ\text{C}$ имеет место рост вклада в $\epsilon'_{эф}$ релаксационного механизма движения ДГ (обратимого и необратимого релаксационного движения ДГ). При $T > 35^\circ\text{C}$ ДГ движутся, в основном, необратимо, давая вклад как в релаксационное, так и гистерезисное движение ДГ. При этом роль последнего возрастает с ростом T .

Таким образом, на основании полученных данных, можно сделать вывод о перераспределении гистерезисного и релаксационного механизмов движения ДГ при повышении температуры, причем эти процессы неодинаковы для различных частотных интервалов. Однако, при подходе к фазовому переходу для всех исследуемых частот наблюдался рост гистерезисного механизма и его преобладание вблизи точки ФП, обусловленное значительным объемом переполяризующейся части образца ТГС.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 98-02-16146.

ТЕПЛОЕМКОСТЬ КРИСТАЛЛА Cs_2HgCl_4 В ОБЛАСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ.

А.М.Алиев, Ш.Б.Абдулвагидов, С.Н.Каллаев.

Институт физики Дагестанского научного центра РАН,
367003, Махачкала, ул. М.Ярагского, 94. E-mail: kamilov@datacom.ru.

Интенсивное исследование кристаллов группы A_2BX_4 связано с большим разнообразием наблюдаемых в них фаз (сегнетоэлектрических, сегнетоэластических, несоразмерных) и необычных физических свойств. В данной работе сообщаются данные по исследованию температурной зависимости теплоемкости одного из представителей этого семейства Cs_2HgCl_4 (тетрахлормеркурата цезия), который обнаруживает сложную последовательность фазовых переходов.

Исследования проводились на монокристаллах, выращенных из расплава. Геометрические размеры образца составляли $0.45 \times 0.42 \times 0.025$ см³. Измерения теплоемкости проводились на автоматизированной установке для измерения теплоемкости и теплопроводности тонких образцов, детально описанной в [1].

Было найдено семь критических точек, в которых теплоемкость проявляет наиболее выраженные аномалии, характерные для фазовых переходов, с критическими температурами: $T_1=219$, $T_2=193$, $T_3=182.5$, $T_4=177$, $T_5=173.0$, $T_6=163.5$, $T_7=120$ К. Вычислены величины изменения энтальпии и энтропии, связанные с фазовыми переходами. Сделаны предположения относительно природы обнаруженных фазовых переходов.

Изменение C_p при $T_1=219$ К напоминает аномалию, характерную для структурного фазового перехода и может быть связано с переходом в несоразмерную фазу. При $T_2 \approx 193$ К отмечается λ -аномалия, которая, согласно [2], соответствует переходу в полярную фазу. В области $T_3=182.5$ К наблюдается наибольшая по величине λ -аномалия теплоемкости которая может быть интерпретирована как переход в сегнетоэластическую фазу. Аномалии C_p при $T_5=173$ К и $T_6=163.5$ К подтверждают выводы, сделанные из диэлектрических и рентгеновских исследований о том, что в этом температурном интервале возникает новая фаза, которая является полярной. Обнаружение при $T_4=177$ К аномалии C_p наводит на мысль о наличии еще одного фазового перехода в кристалле Cs_2HgCl_4 . Имеющиеся экспериментальные данные пока не позволяют более определенно интерпретировать природу фазовых переходов при $T_4=177$ К и $T_7=120$ К.

Результаты исследования C_p и сравнение их с данными по диэлектрической проницаемости позволяют сделать вывод о том, что в кристаллах Cs_2HgCl_4 можно считать достоверно установленным по крайней мере семь фазовых переходов, разделяющих восемь различных фаз. Для полного выяснения природы всех обнаруженных фаз требуются дальнейшие исследования различных физических свойств и, в особенности, структурных.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№97-02-16762).

1. Абдулвагидов Ш.Б., Шахшаев Г.М., Камилов И.К. ПТЭ, №.5, с.134-140(1996).
2. Каллаев С.Н., Гладкий В.В., Кириков В.А., Пахомов В.И., Горюнов А.В. ФТТ **31**, 7, с.291(1989).

**ПОСТРОЕНИЕ ФАЗОВЫХ ДИАГРАМ И ВЫЧИСЛЕНИЕ
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ В ДИПОЛЬНЫХ МОДЕЛЯХ
СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ NaNO_2 И $\text{Sn}(\text{Pb})_2\text{P}_2\text{S}(\text{Se})_6$**

А.В. Дробнич, Ю.М. Высочанский

Институт физики и химии твердого тела, Ужгородский университет
Украина, 294000, Ужгород, ул. Пидгирна, 46

Описывается общий подход к построению дипольных изинговских моделей собственных сегнетоэлектриков, исследованию методом Монте-Карло их фазовых диаграмм и вычислению термодинамических функций. На примере кристалла NaNO_2 анализируются модели с введением локального поля макрообразца и без него.

Кристаллы системы $\text{Sn}(\text{Pb})_2\text{P}_2\text{S}(\text{Se})_6$ представляют интерес по двум причинам: во-первых, на диаграмме температура - концентрация для твердых растворов $\text{Sn}_2\text{P}_2(\text{Se}_x\text{S}_{1-x})_6$ реализуется точка Лифшица - собственный сегнетоэлектрический фазовый переход (ФП) второго рода (для $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ $T_0 \sim 337\text{K}$) при $x > 0,28$ расщепляется на переходы второго и первого рода, которые ограничивают несоразмерную (НС) фазу (для $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ $T_i \sim 221\text{K}$, $T_c \sim 193\text{K}$) [1]. Другим интересным моментом является то, что при замещении олова на свинец температуры ФП в сульфидном и селенидном рядах твердых растворов понижаются, причем характер переходов не изменяется. Для $(\text{Pb}_y\text{Sn}_{1-y})_2\text{P}_2\text{S}_6$ линия $T_0(y)$ достигает 0K при $y \sim 0,61$, а для $(\text{Pb}_y\text{Sn}_{1-y})_2\text{P}_2\text{Se}_6$ линии $T_i(y)$ и $T_c(y)$ достигают 0K при $y \sim 0,4$ и $0,64$, соответственно [2]. В пользу применимости изинговской модели к данным кристаллам говорят последние структурные исследования, которые показали, что в $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ в парафазе каждый атом Sn имеет пару наиболее вероятных положений [3].

Разработана изинговская дипольная модель сегнетоэлектриков семейства $\text{Sn}(\text{Pb})_2\text{P}_2\text{S}(\text{Se})_6$. В результате расчетов в модели с локальным полем макрообразца при подборе определенного коэффициента короткодействия получены температурные границы фаз для «опорных» кристаллов этого семейства: $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ - $T^*_0 \sim 10,5$; $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ - $T^*_c \sim 8,5$, $T^*_i \sim 9,5$ (в приведенных температурах), что отражает количественные характеристики, полученные экспериментально. На концентрационных диаграммах модели смешанных кристаллов $\text{Sn}_2\text{P}_2(\text{S}_x\text{Se}_{1-x})_6$ наблюдается точка Лифшица с координатой $x \sim 0,27$, что согласуется с реальными данными. Для смешанных кристаллов $(\text{Pb}_y\text{Sn}_{1-y})_2\text{P}_2\text{S}_6$ и $(\text{Pb}_y\text{Sn}_{1-y})_2\text{P}_2\text{Se}_6$ атомы Pb играют роль примеси с нулевым дипольным моментом. Для этих кристаллов применяется разбавленная изинговская модель.

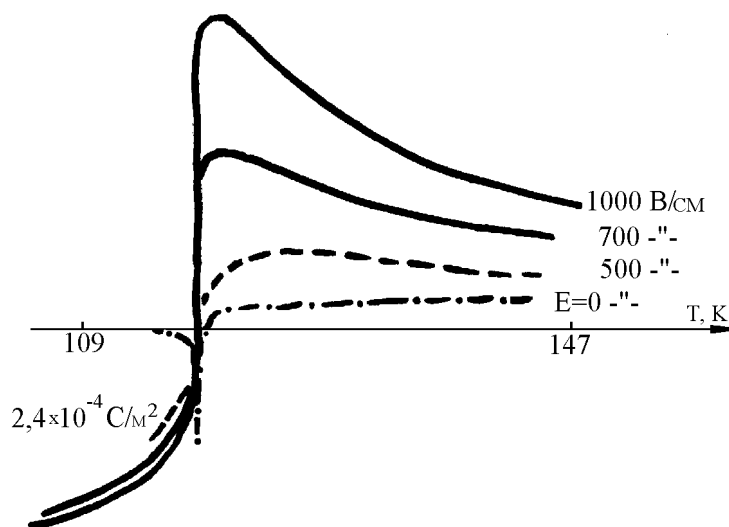
1. Ю. М. Высочанский, В. Ю. Сливка, Усп. Физ. Наук, **162**, 163 (1992).
2. Ю. М. Высочанский, М.И. Гурзан, М.М. Майор и др., Физ. Тверд. Тела, **27**, 858 (1985).
3. R. Israel, S. W. H. Eijt, R. de Gelder et al., Z. fur Kristallographie, **213**, 34 (1998).

СПОНТАННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКОВ НЕВЕКТОРНОГО ТИПА: КРИСТАЛЛЫ ГРУППЫ KN_2PO_4

Ю.В. Шалдин

Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур.
Вроцлав, Польша

Для всех пьезоэлектрических классов кристаллов в рамках симметричного подхода предсказан и экспериментально обнаружен в кристаллах типа KN_2PO_4 новый макроскопический эффект, описываемый коэффициентами псевдотензора 2-го ранга θ^*_{12} и ответственный за неекторного типа спонтанную поляризацию последних. Изучены температурные и полевые зависимости эффекта в области сегнетоэлектрического перехода.



Представлены оценки эффективных значений величин коэффициента θ^*_{12} (см. табл.) при $T > T_k$.

10^{-5} C/m^2	KN_2PO_4	KD_2PO_4	RbH_2PO_4
θ^*_{12}	4,0	1,7	2,8

Установлено, что в KN_2PO_4 в области выше и ниже T_k величины различны не только по величине, но и знаку. В структурном мотиве этой группы кристаллов выделены макрофрагменты в виде двух типов тетраэдров, связанных между собой водородными связями и ответственных за псевдоквадрупольный момент структуры. Подобное поведение θ^*_{12} позволяет объяснить аномалии гиротропных свойств неэнантиоморфных кристаллов в области фазовых переходов.

**КВАДРУПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС НА ЯДРАХ ХЛОРА-35
В ОБЛАСТИ СТРУКТУРНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА
В СИММЕТРИЧНОМ ТЕТРАХЛОРБЕНЗОЛЕ**

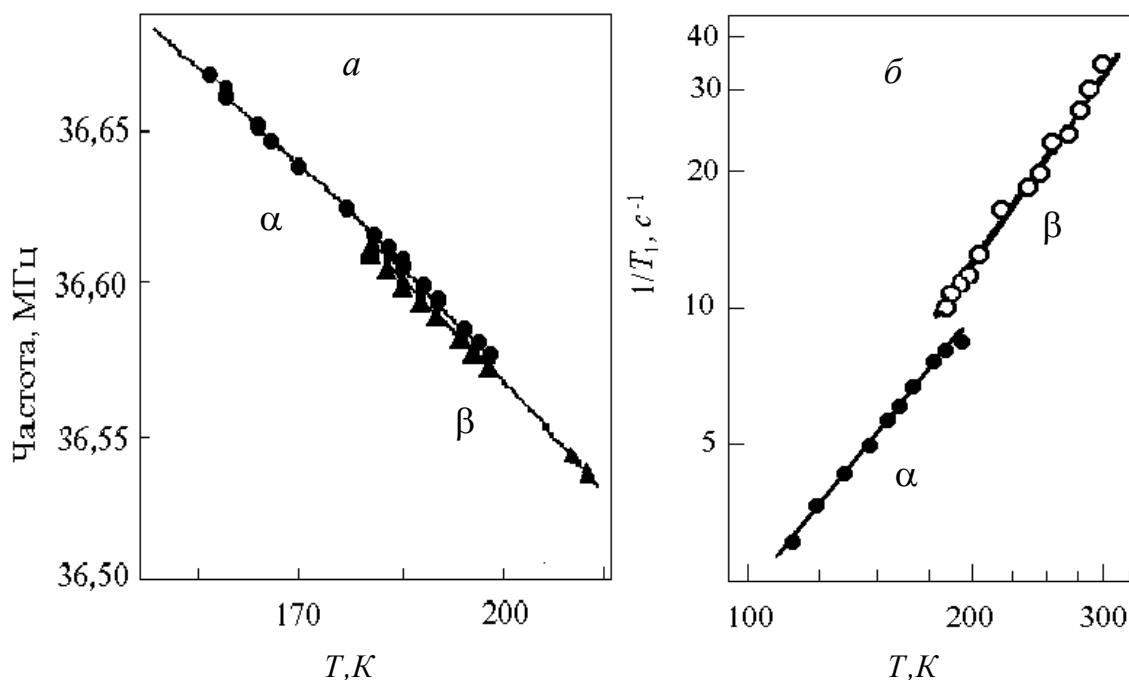
Данилов А.В., Изместьев И.В., Симанова Е.В.

Пермский госуниверситет

614600, Пермь, ул. Букирева, 15, физический факультет, E-mail: lunegov@psu.ru

Изучен структурный фазовый переход (СФП) в симметричном тетрахлорбензоле (1, 2, 4, 5 - тетрахлорбензоле), который обозначим ТХБ. Он является одним из модельных соединений в физике молекулярных кристаллов (МК). Интерес к изучению ТХБ определяется, в частности, наличием СФП из α - фазы в β - фазу в удобном для эксперимента интервале температур. В работах [1-3] был дан обзор результатов исследования ТХБ различными методами. В ТХБ другими авторами измерялись ИК- и КР- спектры, как в окрестности СФП, так и вдали от области сосуществования α - и β - фаз. Ниже 170 К обнаруживается только α - фаза, а выше 200 К - только β - фаза. В триклинной низкотемпературной α - фазе две молекулы в элементарной ячейке занимают две системы позиций в центрах инверсии. Молекулы двух различных систем имеют разное окружение. Для такой структуры принято обозначение $P\bar{1}$, $Z=2(\bar{1})$. Спектр ЯКР ^{35}Cl или ^{37}Cl содержат четыре компоненты (квартет). Сингония высокотемпературной β - фазы - моноклиная, в элементарной ячейке две молекулы занимают одну систему позиций в центрах инверсии, и по ориентации все молекулы делятся на две группы. В каждой из этих групп они коэквекториальны, молекулы разных групп преобразуются друг в друга поворотом на 180° относительно винтовой оси 2_1 и соответствующим сдвигом вдоль этой оси. Структура такого кристалла обозначается $P2_1/c$, $Z=2(\bar{1})$. Спектр ЯКР ^{35}Cl или ^{37}Cl содержат две компоненты (дублет). При СФП из β - в α - фазу формула симметрии изменяется от L_2PC к C , т.е. из полного набора элементов симметрии $1, 2, m, \bar{1}$ утрачиваются ось второго порядка 2 и плоскость симметрии m . При увеличении температуры симметрия кристалла изменяется из группы в подгруппу, что характерно, как правило, для СФП второго рода (СФП2). Операция отождествления 1 и центр инверсии $\bar{1}$ в α - фазе сохраняются. Авторы ряда работ пришли к выводу, что в результате СФП из более высокосимметричной β -фазы в менее симметричную α - фазу одни молекулы, как плоские жесткие структуры поворачиваются на небольшой ($\varphi \ll 60^\circ$) угол по отношению к ближайшим соседям. Так что вместо одной системы позиций наблюдающейся выше температуры СФП, они занимают две позиции. Происходит СФП типа смещения, имеет место небольшой скачок объема. Монокристаллы при этом не разрушаются.

При этих условиях в работе изучены спектры ЯКР ^{35}Cl и время продольной релаксации при атмосферном давлении в интервале температур от 77 до 300 К. Спектр ЯКР α - фазы содержит четыре линии, а в β - фазе наблюдается дублет. Средние по величине частота и время T_1 для квартета и дублета при фазовом переходе испытывают небольшой скачок (см. рисунок). В интервале 170-200 К можно обнаружить присутствие обеих фаз одновременно. ЯКР - данные показывают, что скачок межмолекулярных расстояний значительно меньше размеров элементарной ячейки. Можно предположить, что происходит фазовый переход первого рода близкий ко второму, а для обсуждения результатов привлечь модифицированную теорию Ландау [4]. При этом в разложении термодинамического потенциала по параметру порядка ξ учитываются члены до шестого порядка включительно.



Если кристалл находится только в симметричной фазе, то функция $\Phi(\xi)$ имеет единственный минимум при $\xi = 0$. При охлаждении образца при температуре $T \approx 200\text{K}$, равной верхней границе фазового перехода, на этой зависимости появляются точки перегиба, а при дальнейшем охлаждении - минимумы. На низкотемпературной границе перехода при $T \approx 170\text{K}$ минимум при $\xi = 0$ исчезает, состояние с $\xi = 0$ становится неустойчивым и кристалл скачком переходит в несимметричную фазу. Возникает температурный гистерезис, в пределах которого обнаруживаются спектры ЯКР, характерные для обеих фаз. В пределах температурного гистерезиса аномальной составляющей в температурной зависимости времени продольной релаксации не обнаружено. Это означает, что флуктуации параметра порядка, которые часто обнаруживаются при СФП второго рода, в молекулярном кристалле симметричного тетрахлорбензола отсутствуют.

Литература

1. *Izmest'ev I.V., Soifer G.B.*//Phys.Stat.Sol.(b). 1972. V.54. P.K33-K35.
2. *Гачегов Ю.Н., Изместьев И.В., Соифер Г.Б.*//В кн.: Радиоспектроскопия. Пермь: Перм. ун-т, 1976, с.33-38.
3. *Данилов А.В., Изместьев И.В.*//В кн.: Радиоспектроскопия. Пермь: Перм. ун-т, 1985, с.153-158.
4. *Струков Б.А., Леванюк А.П.* Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. М.: Наука, 1995. 304 с.

ПОЛУЧЕНИЕ ТЕКСТУРЫ "ВЯЗКИХ ПАЛЬЦЕВ" В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ.

Раджабов Д.З.

Институт физики ДНЦ РАН
367003, г.Махачкала, ул.М.Ярагского, 94.
E-mail: kamilov@datacom.ru.

Интерес, проявляемый к материалам с нецентросимметричной (полярной) структурой, обусловлен их широкими техническими возможностями, вытекающими из наличия у полярных веществ таких важных свойств, как пиро-, пьезо-, сегнетоэлектрических. Весьма перспективными представляются возможности создания электрооптических устройств на основе сегнетоэлектрических жидких кристаллов (ЖК) /1/.

Для решения упомянутой задачи необходимо исследование основных пироэлектрических параметров полярных структур. К ним, прежде всего, относятся сегнетоэлектрические мезофазы, приповерхностные полярные слои, а также деформированные структуры, полученные под действием внешних сторонних сил - давлением.

Цель наших экспериментов заключалась в исследовании неоднородностей полярных текстур ЖК методом, позволяющим локально измерять пирокоэффициент и пиронапряжение.

Особое положение занимают фрактальные дефектные структуры. Практически все объекты в живой природе и в неживой в той или иной степени приближения имеют нецелую размерность, т.е. являются фрактальными /2/. Одним из объектов, который может иметь фрактальную размерность, являются так называемые "вязкие пальцы" (ВП). Эти неоднородные образования возникают при вытеснении жидкости (ЖК) жидкостью с меньшей вязкостью или газом. Необходимо отметить также, что координатные зависимости пироотклика сами являются весьма изрезанными кривыми и (вероятно) имеют фрактальную размерность.

Таким образом, с помощью локального зондирования пироотклика исследовано координатное распределение пирокоэффициента в воздушных ВП. Обнаружены некоторые закономерности, связывающие величину пирокоэффициента с характером ЖК текстуры.

Литература.

1. Блинов Л.М. Электро-магнитооптика жидких кристаллов. Москва, Наука, 1978, 384 с.
2. Нитман И., Даккор. Фракталы в физике. Москва, Мир, 1988, 282 с.

**Критические явления и
фазовые переходы в ВТСП
и электронных
полупроводниках**

МЕХАНИЗМЫ ТЕПЛОПЕРЕНОСА И ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ.

Камилов И.К., Батдалов А.Б., Абдулвагидов Ш.Б., Алиев А.М.
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ДНЦ РАН, МАХАЧКАЛА.

Несмотря на все усилия исследователей, вопрос о природе высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) до сих пор не имеет однозначного ответа. Не существует единого мнения и в некоторых частных вопросах физики ВТСП - о механизмах теплопередачи и о роли флуктуаций в формировании сверхпроводящего фазового перехода. В данном сообщении приводится аналитический обзор современного состояния этих двух проблем на основе собственных результатов и литературных данных.

Однозначно установленным можно считать то, что измеряемая на опыте теплопроводность (K) есть сумма электронной ($K_{\text{э}}$) и фононной ($K_{\text{ф}}$) составляющих и то, что $K_{\text{ф}}$ и $K_{\text{э}}$ примерно одного порядка величины: $K_{\text{э}} \approx (0,2-0,5)K_{\text{общ}}$. Нет противоречия и в том, что при переходе в сверхпроводящее состояние теплопроводность в купратной аб-плоскости $K_{\text{аб}}$ резко возрастает, проходит через максимум при $T \approx T_c/2$ и стремится к 0 при $T \rightarrow 0$. Основные разногласия среди исследователей возникли по вопросу о причинах происхождения пика на зависимости $K_{\text{аб}}(T)$.

Предлагаются, в основном, два сценария для объяснения этого явления. В рамках хронологически первого “фононного” сценария, основанного на предположении о существовании эффективного электрон-фононного взаимодействия, рост теплопроводности ниже T_c обусловлен ослаблением рассеяния фононов на электронах, концентрация которых экспоненциально убывает с понижением температуры ниже T_c . “Электронный” сценарий, который получает все большую поддержку в последнее время, основан на двухжидкостной модели сверхпроводника и предполагает существование квазичастиц электронного типа, время жизни которых в сверхпроводящем состоянии резко растет с понижением температуры, обеспечивая значительный вклад “нормальной” компоненты в теплопроводность. Изменениями $K_{\text{ф}}$ при этом пренебрегают.

Каждый из сценариев, основанный на соответствующих экспериментальных и теоретических данных, имеет как сторонников, так и противников и рано считать проблему окончательно решенной.

Значительный интерес представляет вопрос о конвективной теплопроводности в сверхпроводниках, который обсуждается уже более 50 лет, вопросы, связанные с наблюдением андреевского отражения в теплопроводности ВТСП в смешанном состоянии.

Вследствие ярко выраженной слоистой структуры сверхпроводящие параметры в ВТСП сильно анизотропны, что вместе с малой длиной когерентности и высокими значениями T_c приводит к усилению роли флуктуационных эффектов в термодинамических и кинетических свойствах высокотемпературных сверхпроводников вблизи критической температуры. Интерес к исследованию роли флуктуаций в ВТСП связан и с тем обстоятельством, что, по мнению некоторых теоретиков, в основе возникновения ВТСП лежит взаимодействие электронов со спиновыми флуктуациями, которые также могут создавать эффективное притяжение между электронами.

Особое внимание в обзоре уделено исследованию критических явлений в ВТСП и на их интерпретацию в рамках современных теорий критических явлений (скейлинг, ренормгруппа).

АНДРЕЕВСКОЕ ОТРАЖЕНИЕ И МЕТОДЫ ЕГО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОБНАРУЖЕНИЯ.

Аливердиев А.А
Институт физики, ДНЦ РАН
367003, Махачкала, ул. М. Ярагского 94
Тел.: (8722) 629070, Факс: (8722) 628900, E-mail: kamilov@datacom.ru

В настоящем докладе рассматривается такое важное явление в физике сверхпроводников, как Андреевское отражение. Рассматриваются физические причины этого явления, а также следствия, к которым оно приводит.

Приводится обзор экспериментальных методов исследования Андреевского отражения, где наряду с традиционными методами – измерением тепло- и электросопротивления рассматриваются такие методы, как радиочастотный размерный эффект, измерения вольт-амперных характеристик микроконтактов, затухание ультразвука, электронной фокусировки, квантовые точки.

Основное внимание уделяется традиционным методам, в которых в последние годы наметился значительный прогресс. Акцент делается на изучении образцов высокотемпературной керамики, что объясняется их высокими потенциальными возможностями технического использования, которые еще крайне недостаточно реализованы.

В частности, подробно рассматривается вопрос экспериментального исследования тензора магнито теплопроводности, определения влияния на его поведение Андреевского отражения, и, как следствие, выявление преимущественного механизма теплопроводности в высокотемпературных сверхпроводниках.

В2-3
УПОРЯДОЧЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ Y-Ba-Cu-O
И ИХ ВЛИЯНИЕ НА СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СВОЙСТВА

И. В. Жихарев, С. И. Хохлова, Н. Е. Письменова
Донецкий физико-технический институт НАН Украины,
340114 Донецк; E-mail: sukhar@host.dipt.donetsk.ua

В процессе изотермической выдержки керамических образцов Y-Ba-Cu-O в атмосфере воздуха [1] сформированы упорядоченные структуры при содержании кислорода $\delta = 0.67, 0.75, 0.80$ в плоскости CuO₈. Упорядочение четко проявляется на зависимостях объема сверхпроводящей фазы, температуры сверхпроводящего перехода и проводимости при комнатной температуре. Сверхпроводящие характеристики определялись по данным магнитных измерений. Использовалась методика учитывающая пористость образца и глубину проникновения магнитного поля в гранулы, и исключаяющая рассмотрение эффектов, связанных с захватом магнитного потока [2]. Содержание кислорода определялось рентгеноструктурным методом по корреляции между параметрами решетки b и $c - c/3 - b$.

Предложено два механизма изменения концентраций носителей в плоскости CuO₈. Составы с $\delta < 0.75$, образуются в результате процессов, в которых участвуют ионы кислорода O²⁻. Подвижность этих ионов существенно меньше, чем у нейтрального кислорода, который определяет образование упорядоченных структур при $\delta > 0.75$.

Сформулировано представление об оптимальном структурном кластере, концентрация носителей зарядов, в котором близка к критическому значению, соответствующему заполнению целого числа зон. При изначально высокой степени порядка в системе кислород-вакансия в таком оптимальном структурном кластере должна существовать возможность дальнейшего упорядочения кислорода.

Существенно новым является исследование влияния инертной среды (аргон) в процессе изотермической выдержки на формирование рассматриваемых упорядоченных структур. В частности температура формирования упорядоченного состояния для $\delta = 0.75$ в воздушной среде находилась в интервале 250-300 С; в атмосфере аргона сместилась до 188-225 С. Это открывает возможность получения упорядоченных состояний с $\delta < 0.5$ [3] при температурах изотермической выдержки существенно ниже чем температура тетра-орто перехода. В воздушной среде это упорядоченное состояние получить не удалось.

Общий подход, использованный в данной работе на примере соединения YBaCuO применим так же к рассмотрению других ВТСП (в том числе В_i или Т_l – содержащих соединений).

1. В. Ya. Sukharevskii, I. V. Zhikharev et al. Physica C194 (1992) 373
2. П. Н. Михеенко, Ю. Е. Кузовлев и др. ЖЭТФ 60 (1990) 104
3. А.А. Aligia, J.M.Elores Physica C336 (1992) 202

СПОНТАННЫЙ И ИНДУЦИРОВАННЫЙ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ СТРУКТУРНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В $\text{Ln}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$

**Попов Ю.Ф., Кадомцева А.М., Воробьев Г.П., Камилов К.И.,
Иванов В.Ю., Мухин А.А., Балбашов А.М.**
Московский государственный университет, Москва

Изучению физических свойств перовскитов марганца посвящен ряд исследований. В нашей работе рассматриваются свойства перовскита $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$. Проведены измерения теплового расширения, спонтанной и индуцированной магнитным полем магнитострикции монокристаллических образцов $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ для $x=0.1; 0.125; 0.15; 0.16; 0.18; 0.175; 0.2$, полученных методом зонной плавки с радиационным нагревом. Решетка $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ претерпевает структурный фазовый переход от орторомбической (низкотемпературная фаза) к ромбоэдрической (высокотемпературная фаза). Из полученных данных следует, что температура структурного перехода T_s резко падает при увеличении x от 235К для $x=0.16$ до 160К для $x=0.18$ в то время как температура Кюри T_c растет при этом от 250К до 292К. Механизм перехода связан с низкой величиной намагниченности орторомбической фазы по сравнению с ромбоэдрической. Для состава $\text{La}_{0.83}\text{Sr}_{0.17}\text{MnO}_3$ значения T_s и T_c близки друг к другу, но уже при $x=0.18$ и $x=0.16$ наблюдаются значительные расхождения в значениях T_s и T_c . Для $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$ в поле $H=50$ кЭ при $T=139$ К появляется слабый скачок стрикции, который переходит в сильную аномалию при 150К и $H=80$ кЭ. Измерения намагниченности и их анализ показал существование четырех осей легкого намагничивания. Аномалии магнитострикции $\lambda_{||}$ наблюдались в поле $H_{||b}$ со спин-переориентированным переходом от A_yF_z к A_zF_y .

В2-5

ВЛИЯНИЕ СЕРЕБРА И НАТРИЯ (ЛЕГИРОВАНИЕ И ЗАМЕЩЕНИЕ) НА КРИТИЧЕСКИЕ ТОКИ И ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА ИТТРИЕВОЙ ВТСП КЕРАМИКИ.

Батдалов А.Б., Чакальский Б.К., Аливердиев А.А., Гаджиев Г.М.

Институт физики, ДНЦ РАН

367003, Махачкала, ул. М. Ярагского 94

Тел.: (8722) 629070, Факс: (8722) 628900, E-mail: kamilov@datacom.ru

В данном сообщении приводятся результаты экспериментальных исследований теплопроводности κ , термоэдс S , электросопротивления ρ и критических токов I_k для легированной $(YBa_2Cu_3O_{7-\delta})_{1-x}Ag_x$ и замещений $YBa_2(Cu_{1-x}M_x)_3O_{7-\delta}$ ($M=Ag$ и Na) ВТСП-керамики в зависимости от температуры и содержания количества добавляемых элементов. Работы такого характера все еще не потеряли свою актуальность, так как не решена проблема получения технологических ВТСП материалов с высокими критическими параметрами для практического использования, а успехи в этой области связываются с использованием композитов из керамики 123 и серебра.

Тем не менее, в этом вопросе отсутствует однозначное мнение. Если ряд авторов рассматривают серебро, как нейтральный по отношению к ВТСП керамике материал, увеличивающий ее пластичность и повышающий критический ток, за счет улучшения межзерных контактов, что действительно наблюдается в эксперименте, то другие считают, что Ag хоть и в небольших количествах, но входит в решетку 123, замещая или вытесняя при этом медь из состояний I и II. Это приводит к уменьшению кислородного окружения атома внедрения и, как следствие, уменьшению концентрации дырок и подавлению ВТСП. Таким образом, если считать, что в определенной степени правильны обе точки зрения, существует оптимальная величина степени легирования 123 серебром x , выше которой преобладающим становится второй фактор, и сверхпроводящий переход становится размытым и наступает при более низкой температуре. Кроме того, существует мнение, что увеличение I_c обусловлено не только усилением межзерных контактов, но и увеличением размеров зерен, так как то или иное соединение Ag добавляемое в процессе технологии, является как бы катализатором и понижает температуру пластификации керамики. Это приводит к увеличению размеров зерен при том же температурном режиме спекания.

Представляет определенный интерес и влияние замещения меди другими элементами первой группы таблицы Менделеева, но с разными ионными радиусами на сверхпроводимость иттриевых купратов.

С этой целью нами были получены образцы иттриевой керамики, легированной серебром, согласно формуле $(YBa_2Cu_3O_{7-\delta})_{1-x}Ag_x$, где $x=0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5$ и образцы, в которых осуществлено частичное замещение атомов меди атомами серебра и натрия согласно формуле $YBa_2(Cu_{3-x}M_x)O_{7-\delta}$, где $x=0,025; 0,05; 0,075; 0,1; 0,15$, ($M - Ag$ и Na). Образцы были получены по обычной технологии твердотельной химической реакции при $920^\circ C$ для легированных образцов и $940^\circ C$ для частично замещенных образцов. Однако необходимо отметить, что если синтез материалов осуществлялся на воздухе, то последующее спекание и охлаждение образцов происходило в атмосфере проточного кислорода.

В процессе оптимизации технологических режимов нами было установлено, что использование азотнокислого серебра $AgNO_3$ приводит к существенно неоднородному распределению серебра по толщине таблетки, т.к. при $200^\circ C$ происходит плавление соединения $AgNO_3$ и оно протекает сквозь керамическую таблетку к подложке, а уже затем при $340^\circ C$ происходит его разложение с восстановлением серебра. Использо-

ние же порошка коллоидного серебра или Ag_2O позволяет получить образцы с примерно одинаковым равномерным распределением серебра по толщине таблетки. Так как у Ag_2O отсутствует фаза плавления, а разложение наступает при 300°C , это делает его наряду с коллоидным серебром предпочтительным для подобных экспериментов.

Исследование легированной серебром иттриевой ВТСП-керамики показали, что при добавлении в керамику $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ до 50 весовых процентов серебра критическая температура T_c и ширина перехода ΔT_c меняются слабо, а величина ρ сначала резко падает, а затем (после 20% Ag) линейно убывает от концентрации серебра. Очевидно, что изменение электронных свойств керамики $(YBa_2Cu_3O_{7-\delta})_{1-x}Ag_x$ обусловлено, прежде всего, изменением свойств межгранулярной среды. Вследствие того, что серебро располагается в пустотах между зёрнами и на границах зёрен, улучшая электрический контакт между ними, наблюдается значительное улучшение электросопротивления даже при малых концентрациях серебра.

Анализ экспериментальных данных по зависимости критического тока от содержания серебра не выявил явной корреляции между I_k и формульным коэффициентом x : для различной серии образцов эти зависимости носят неодинаковый характер, хотя и прослеживается тенденция сначала к росту $I_k=f(x)$, затем наблюдается уменьшение критического тока.

Теплопроводность, как и электропроводность линейно растёт с содержанием серебра. Если приписать наблюдаемый рост $\Delta\kappa$ только электронной компоненте и связать его с ростом электропроводности, то можно проследить за соотношением Видемана-Франца для добавочной теплопроводности. Оказалось, что $L=\Delta\kappa/(\Delta\sigma T)$ равно $3,8 \cdot 10^{-8} \text{ B}^2/\text{K}^2$ при 120K и $2,9 \cdot 10^{-8} \text{ B}^2/\text{K}^2$ при 300K . Последнее означает, что добавление серебра приводит не только к росту электронной теплопроводности за счёт заполнения серебром межгранулярного пространства, но и к росту фонной теплопроводности κ_f самой керамики за счёт ослабления рассеяния фононов на границах зёрен.

Сравнительный анализ данных по концентрационной и температурной зависимости электросопротивления, теплопроводности термоэдс, критического тока замещенной керамики $YBa_2(Cu_{1-x}M_x)_3O_{7-\delta}$ (M – серебро и натрий) позволяет выявить следующие закономерности.

Температурная зависимость электросопротивления замещенной серебром керамики носит металлический характер, однако области нелинейности простираются далеко от T_c , что может быть следствием проявления усиления роли флуктуационных эффектов, в то же время такое же замещение меди натрием приводит к значительному снижению T_c , росту ρ по величине и почти независимому поведению $\rho(T)$. В обоих случаях прослеживается четкая тенденция к уменьшению I_k от степени замещения, хотя для серебра отмечается небольшое увеличение I_k при $x=0,075$. Таким образом, можно утверждать, что ионы натрия оказывают более разрушительное действие на сверхпроводимость, чем ионы серебра.

На характер зависимости теплопроводности от температуры и ее величину замещающий элемент не оказывает существенного влияния.

Наибольший интерес, на наш взгляд, представляет характер изменения термоэдс от замещенного элемента. В случае замещения меди серебром величина термоэдс линейно растёт с концентрацией серебра, и остается все время положительной. В то же время незначительное замещение меди натрием ($x=0,025$) приводит к отрицательным значениям термоэдс, после чего наблюдается инверсия знака S и рост по логарифмическому закону. Обсуждаются причины наблюдаемого поведения термоэдс.

КОНВЕКТИВНАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ГИНЗБУРГА В СВЕРХПРОВОДНИКАХ.**И.К. Камилов,**

Институт Физики ДНЦ РАН, Махачкала.

Поставленный более полувека назад В.Л. Гинзбургом вопрос о существовании конвективной теплопроводности в сверхпроводниках до сих пор остается открытым. Суть идеи Гинзбурга заключается в том, что в сверхпроводниках при температуре $T < T_c$ к обычным механизмам переноса тепла добавляется конвективный, обусловленный разрывом сверхпроводящих пар при более высокой температуре T_2 и образованием пар из нормальных электронов при $T_1 < T_2$ с выделением энергии связи пары, равной 2Δ (Δ – ширина энергетической щели)[1]. В этой ситуации электронную составляющую теплопроводности в сверхпроводниках условно можно представить как сумму $\kappa_e(\text{общ}) = \kappa_e + \kappa_c$, где κ_e – электронная часть коэффициента теплопроводности, κ_c – часть коэффициента теплопроводности, связанная с конвекцией куперовских пар.

Очевидно, что величина κ_c зависит как от соотношения концентрации нормальных и сверхпроводящих электронов, так и от энергии связи, необходимой для образования пары. Так как обе эти величины зависят от T , можно предположить, что вклад конвективной теплопередачи будет максимальным при некоторой $T_{cp} < T_c$, при которой произведение $\Delta(T)/\Delta_0 \times N_n(T)/N_0$ будет наибольшим ($\Delta(T)/\Delta_0$ – приведенная ширина энергетической щели, $N_n(T)/N_0$ – отношение количества нормальных электронов к общему количеству электронов проводимости). Оценки показывают, что для системы 123 с $T_c = 90\text{K}$ κ_c будет максимальным при $T \approx 82\text{K}$.

В своей недавней работе [2] Гинзбург отмечает, что раньше при оценке относительной доли конвективной теплопроводности была допущена ошибка и что отношение (κ_c/κ_e) пропорционально не $(k_B T_c / E_F)$, а квадрату этой величины, т.е.

$$\kappa_c / \kappa_e \sim (k_B T_c / E_F)^2 \quad (1),$$

что осложняет с экспериментальной точки зрения выделение κ_c .

В то же время автор [2] считает, что для материалов со сложной структурой, например ВТСП, отношение (κ_c/κ_e) может очень сильно превосходить оценку по формуле (1) и что необходимо продолжать исследование с целью разделения κ_c и κ_e в том числе и с помощью магнитного поля.

Ранее в своей работе [3] обнаруженные мелкомасштабные аномалии в поведении теплопроводности образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в виде небольших “горбиков” мы приписали возможному проявлению конвективного механизма теплопередачи в этих материалах.

Для внесения дополнительной ясности в эту ситуацию, мы продолжили исследование магнитополевой и температурной зависимости теплопроводности керамических и монокристаллических образцов систем 123 и 2223 усовершенствованным методом а.с.-калориметрии, позволяющим провести прецизионные измерения κ при малых перепадах температур на образце (5-10 мК) [4]. Полученные экспериментальные результаты анализируются с привлечением механизма конвективной теплопроводности в ВТСП.

1. В.Л. Гинзбург. Письма в ЖЭТФ, 1989, т.49, в.1, с.50
2. В.Л. Гинзбург. УФН, 1998, т.168, №3, с.363.
3. И.К.Камилов, А.Б.Батдалов, Б.К.Чакальский. Тезисы докладов II Всесоюзного семинара «Магнитные фазовые переходы и критические явления», с.181, Махачкала, 1989г.
4. Ш.Б. Абдулвагидов, Г.М. Шахшаев, И.К. Камилов. ПТЭ, 1996, №5, с.134.

B2-7

**ЭЛЕКТРОННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ЛЕГИРОВАННЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ.**

Звягин И.П.

Московский государственный университет, Москва.

В2-8

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА НЕРАВНОВЕСНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ ВТОРОГО РОДА В КВАЗИДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ

И.И. Маглеванный*, Г.М. Шмелей*, Э.М.Эпштейн, А.В. Юдина***

*Волгоградский государственный педагогический университет,
27 пр. Ленина, Волгоград, 400013 Россия
e-mail: matfac@vspru.n»

**НИИ "Платан", Заводской пр. 2, Фрязино, Моск. обл., 141120 Россия

Рассчитано квазихолловское поле E_y , возникающее в некантующем тянущем электрическом поле E_x и магнитном поле $\vec{H} \parallel OZ$. Специфика задачи заключается в объекте исследования: проводники с ограниченным и неаддитивным энергетическим спектром зонных электронов. Например, в квазидвумерных сверхрешетках (СР)

$$\varepsilon(\vec{p}) = \Delta - \Delta \cos\left(\frac{p_x d}{\hbar}\right) \cos\left(\frac{p_y d}{\hbar}\right) \quad (1)$$

где 2Δ - ширина зоны, d - период СР, \vec{p} - квазиимпульс. В отсутствие \vec{H} при $|E_x| \leq 1$ поле $E_y = 0$, а при $|E_x| \geq 1$ появляется отличное от нуля спонтанное поле $E_y = \pm \sqrt{E_x^2 - 1}$, соответствующее устойчивым состояниям (здесь \vec{E} задано в единицах $\hbar / e d \tau$, τ - время релаксации импульса, e - заряд электрона). В точке бифуркации $|E_x| = 1$ происходит неравновесный фазовый переход (НФП) 2-го рода, при этом квазихолловское поле E_y является параметром порядка, а тянущее поле E_x - управляющим параметром.

В слабом магнитном поле ($\omega_c \tau \ll 1$, ω_c - циклическая частота) для указанного спектра задача решена аналитически. Результат расчета плотности тока \vec{j} удобно представить, используя переобозначения $\omega_c \tau \equiv |e H \Delta d^2 \tau / c \hbar^2| \rightarrow \omega_c$, $\vec{j} \hbar / (e n \Delta) \rightarrow \vec{j}$, где n - концентрация электронов проводимости. В результате

$$j_x(E_y, E_x, \omega_c, T) = C_{11} j_x^{(0)} + \frac{C_{20} \omega_c E_y}{E_x^2 - E_y^2} \left[\frac{1 + 2(E_x^2 + E_y^2)}{(1 + 4E_x^2)(1 + 4E_y^2)} - \frac{j_y^{(0)}}{E_y} \right] \quad (2)$$

Здесь T - температура решетки в энергетических единицах, $j_x^{(0)}$ - ток в отсутствие магнитного поля

$$j_x^{(0)} = \frac{E_x (1 + E_x^2 - E_y^2)}{(1 + E_x^2 + E_y^2)^2 - 4E_x^2 E_y^2}, \quad (3)$$

а

$$C_{lk} = C_{lk}(T) = \left\langle \cos\left(\frac{l p_x d}{\hbar}\right) \cos\left(\frac{k p_y d}{\hbar}\right) \right\rangle \quad (4)$$

угловые скобки означают усреднение по равновесному распределению носителей. Выражение для j_y имеет вид (2) с заменой $x \leftrightarrow y$, $\omega_c \rightarrow -\omega_c$. Условие разомкнутости образца в ОУ - направлении $j_y = 0$ представляет собой нелинейное алгебраическое уравнение для определения поперечного поля $E_y = E_y(E_x, \omega_c, T)$.

Численное решение показывает, что магнитное поле специфическим образом

размывает НФП. При $|E_x| < 1$, т.е. в области тянущих полей, где в отсутствие магнитного поля $E_y = 0$, квазихолловское поле $E_y = E_y(E_x)$ имеет экстремум и меняет знак ($E_y(0) = 0$). При $|E_x| > 1$ ситуация близка к "затравочной" (без Н). Тем не менее, магнитное поле вынуждает систему электронов сделать определенный выбор между равновероятными (при $H = 0$) состояниями $E_y = \pm \sqrt{E_x^2 - 1}$ (вынужденная бифуркация). Кроме того, магнитное поле стимулирует появление зависимости E_y от температуры, концентрации носителей и величины Δ . Обнаружена сильная зависимость квазихолловского поля от угла между тянущим полем и осью ОХ. Выявлены направления, при которых магнитное поле практически не влияет на спонтанное поле E_y и направления, в которых поперечное поле вообще не возникает (эффект подавления).

В сильных магнитных полях ($\omega_{ce} \geq 1$) задача решалась численно. Вычислительные эксперименты показывают, что с увеличением магнитного поля наблюдается рост числа стабильных и метастабильных состояний системы. При $\omega_{ce} \gg 1$ график функции $E_y(E_x)$ представляет собой дельту большой реки.

Отмеченные особенности поля Холла как функции тянущего электрического поля обусловлены шарк-циклотронными резонансами и спонтанной поперечной ЭДС.

КВАЗИБЕСЩЕЛЕВЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ: ЛОКАЛИЗАЦИЯ, ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ, ПОРЯДОК-БЕСПОРЯДОК.

М.И.Даунов, И.К.Камилов

Институт физики ДагНЦ РАН

367003, Российская Федерация, Махачкала, ул.М. Ярагского,94

E-mail: kamilov@datacom.ru

Анализ опубликованных результатов экспериментального исследования электронного транспорта позволил выделить группу полупроводниковых кристаллов, так называемых квазибесщелевых полупроводников (КБП) типа $\text{CdSnAs}_2 <\text{Cu}>$, бесщелевое состояние в которых возникает в результате смыкания состояний зоны проводимости и акцепторной зоны [1]. В КБП всестороннее давление позволяет непрерывно и обратимым образом регулировать высоту потенциальных барьеров, вплоть до формирования состояния типа сильно легированного полностью компенсированного полупроводника, и степенью локализации носителей заряда в ямах крупномасштабного флуктуирующего потенциала и на примесных центрах, изменяя характер проводимости от металлической до активационной. При соответствующем уровне легирования и компенсации КБП также являются $\text{Ge}<\text{Au,Sb}>$, p-InAs , InAs и InSb , легированные хромом, и твердые растворы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x>0.17$.

По результатам экспериментального исследования электронного транспорта в зависимости от гидростатического давления до $P=1.5$ ГПа в температурном интервале 2-300К на модельном объекте КБП сильно легированном сильно компенсированном монокристаллическом $\text{p-CdSnAs}_2<\text{Cr}>$ с концентрацией избыточных акцепторов от 10^{10} до 10^{17} см^{-3} было выяснено [1-4], что при атмосферном давлении и $K_A>0$ (K_A -коэффициент заселенности акцепторной зоны) вещество находится в <<металлическом>> состоянии. С ростом давления имеет место переход к прыжковой проводимости с переменным шагом электронов зоны проводимости (локализация в крупномасштабном флуктуационном потенциале) и дырок глубокой акцепторной зоны. При этом были обнаружены:

- резонансно-гибридизационная версия перехода Мотта-Андерсона и эффект "резонансного подтягивания" подвижности носителей заряда примесной зоны к подвижности носителей собственной зоны [2];
- возможность формирования всесторонним давлением состояния типа сильно легированного полностью компенсированного полупроводника - эффективно управляемая компенсацией и давлением модель аморфного полупроводника [3,4];
- корреляция между кинетическими характеристиками примесной зоны и ее заселенностью [1,4];
- особенности в поведении поперечного магнитосопротивления при непрерывном изменении радиуса локализации в диапазоне (∞, a_v) (a_v - эффективный боровский радиус) [1,4];
- установлен количественный критерий электронного фазового перехода металл-диэлектрик в кристаллических сильно легированных полупроводниках, индуцированный компенсацией, получено экспериментальное подтверждение существенного понижения критической концентрации электронов вследствие корреляции в расположении заряженных примесей (в $\text{p-CdSnAs}_2<\text{Cu}>$ до четырех порядков) и рассмотрена качественная картина перехода в промежуточной от слабого к сильному легированию области в реальном полупроводнике на примере n-InSb [5];
- развиты представления о физике бесщелевого состояния, в частности, о механизме проводимости в предельно чистых кристаллах p-HgTe (особенности явлений переноса

при низких температурах определяются потенциальным рельефом дна зоны проводимости, формируемым случайным потенциалом) и получен ответ на ряд ранее [6] невыясненных принципиально важных вопросов [1-5].

Ввиду отсутствия единой точки зрения на характер перехода диэлектрик-металл в системе донорных или акцепторных атомов в полупроводнике [7,8], развиваются модельные представления адекватные реальной ситуации. Отмечаются специфические особенности механизма электронного фазового перехода диэлектрик-металл в широкозонных и узкозонных полупроводниках. В узкозонных и, по-видимому, в бесщелевых полупроводниках переход диэлектрик-металл в системе донорных атомов происходит до достижения некоторой критической концентрации доноров N_m в результате наложения донорных состояний на зонный континуум (резонансно-гибридизационная версия перехода Мотта-Андерсона [2]). Это обусловлено малыми значениями эффективных масс электронов. В широкозонных полупроводниках переход диэлектрик-металл происходит при концентрации доноров $N_i \cong N_m$ в области промежуточного легирования, т.е. до слияния примесных и зонных состояний [8].

1. М.И. Даунов, И.К. Камилов, В.А. Елизаров, А.Б. Магомедов, В.И. Данилов. ДАН, 1997, т.357, N5, 612; Вестник ДагНЦ РАН, 1998, N1, 29.
2. И.К. Камилов, М.И. Даунов, В.А. Елизаров, А.Б. Магомедов. Письма в ЖЭТФ, 1991, т.35, вып.10, 589.
3. И.К. Камилов, М.И. Даунов, В.А. Елизаров, А.Б. Магомедов. ЖЭТФ, 1993, т.104, вып.1(7), 2436.
4. М.И. Даунов, И.К. Камилов, А.Б. Магомедов. ЖЭТФ, 1997, т.111, вып.2, 562.
5. М.И. Даунов, И.К. Камилов, В.А. Елизаров. ФТТ, 1995, т.37, N8, 2276.
6. И.М. Цидильковский. Бесщелевые полупроводники-новый класс веществ. Академические чтения, М.: Наука, 1986, 238с.
7. Л.Н. Бычковский, О.В. Константинов, Б.В. Царенков. ФТП, 1995, т.29, вып. 1, 152.
8. В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. Физика полупроводников. 1974, М: Наука, 672с.

В2-10

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ ФУЛЛЕРИТА C₆₀ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

А.М.Алиев, Ш.Б.Абдулвагидов, А.Б.Батдалов, Р.К. Николаев

Институт физики Дагестанского научного центра РАН,
367003, Махачкала, ул. М.Ярагского, 94. E-mail: kamilov@datacom.ru

Известно, что при комнатной температуре кристаллы фуллерита C₆₀ имеют градиентированную кубическую структуру (FCC). В FCC кристаллах молекулы фуллерена могут свободно вращаться. При температурах ниже ~260 К устойчивой оказывается простая кубическая структура (SC). Это связано с анизотропией взаимодействия молекул фуллерена. Ориентационный фазовый переход FCC-SC происходит скачком, он соответствует фазовому переходу первого рода и сопровождается малыми изменениями расстояния между молекулами фуллерена. Этот переход проявляется во многих физических свойствах фуллерита C₆₀, в том числе на термодинамических и кинетических (см. [1] и ссылки в ней).

В данном сообщении приводятся результаты экспериментального исследования теплоемкости, теплопроводности и термодиффузии ограниченного кристалла фуллерита C₆₀, приготовленного методом газового транспорта в Институте физики твердого тела РАН из материала высокой чистоты в интервале температур 80-300 К. Измерения проводились на установке, описанной в [2]. Размеры образца составляли 1.5-1.5-0.032 мм³. Одновременные измерения теплоемкости и теплопроводности одного и того же кристалла C₆₀ выполнены впервые.

Полученные нами экспериментальные результаты по теплоемкости в основном согласуются с имеющимися в литературе данными. Однако, мы обнаружили некоторые интересные особенности в поведении теплоемкости при термоциклировании образца. При охлаждении образца от комнатных температур до 230 К и обратном ходе наблюдается гистерезис теплоемкости: температура фазового перехода при охлаждении равна T_c=258.7 К, а при нагреве - T_c=262.65 К. Максимальное значение температуры ориентационного фазового перехода, полученная другими исследователями к этому моменту, равна 262.4 К [3]. Мы провели измерение теплоемкости также после предварительного быстрого охлаждения образца до азотных температур со скоростью более 0.5 К/мин. При этом аномалия теплоемкости смещается в сторону низких температур до T_c=241±3 К, в зависимости от скорости охлаждения, причем это отмечается на кривых, полученных как при нагреве образца от азотных температур до комнатных, так и при обратном ходе (без выдержки образца при комнатной температуре более 1 часа). По-видимому, это объясняется образованием большого количества дефектов в объеме образца при быстром охлаждении и изменением межмолекулярного потенциала этими дефектами.

Термодиффузия и теплопроводность фуллерита C₆₀ при понижении температуры скачкообразно увеличиваются при фазовом переходе, и имеют максимумы при температуре, соответствующей максимуму теплоемкости. Так как фуллерит C₆₀ является полупроводником с большой шириной запрещенной зоны, основную роль в транспорте тепла играют фононы. Поэтому можно предположить, что скачкообразное увеличение термодиффузии и теплопроводности связано с увеличением времени релаксации фононов.

1. Fisher J.E. et al. Phys. Rev. B, **53** 11418 (1993)
2. Абдулвагидов Ш.Б. и др. ПТЭ, №5 134 (1996)
3. Pitsi G. et al. Phys. Rev. B, **55** 915 (1993)

В2-11

ПЕРЕНОС ЗАРЯДА И ТЕПЛА В ВАНАДИИ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Б.К. Чакальский, Н.А. Редько

Институт физики Дагестанского научного центра РАН, Российская Федерация, Дагестан, г. Махачкала, ул. М. Ярагского, 94, E-mail:kamilov@datacom.ru

Являясь, как и ВТСП материалы элементарным сверхпроводником второго рода, Ванадий “V” может служить удобным модельным материалом при анализе происходящих в них процессов переноса заряда и тепла в сверхпроводящем, смешанном и нормальном состояниях. Наиболее поздние исследования электросопротивления “ ρ ” чистых образцов “V” с отношением $\rho_{273K}/\rho_{4,2K} = 9-1500$ выявили существование при температурах $20 < T < 50$ К составляющей $\rho \sim T^4$ с коэффициентом пропорциональности не зависящим от чистоты. Такую зависимость оказалось возможным объяснить лишь с учетом сложной топологии поверхности Ферми, представляющей октаэдрический лист во второй зоне Бриллюэна, и эллипсоидальный и тубовый листы в третьей. Теоретический анализ показал, что составляющая $\rho \sim T^4$ обусловлена межлистными переходами электронов при рассеянии на фононах, и вклад от них преобладает в интервале 15-40 К.

Анализ электронной теплопроводности в рамках этой же модели не дает пока адекватного описания, что требует дальнейшего развития и более детального учета энергетической зависимости реальных законов дисперсии электронов и фононов.

Нами исследовались электросопротивление и теплопроводность трех образцов “V” с отношением электросопротивлений $\rho_{273K}/\rho_{4,2K} = 1410, 40, 13$ для образцов 1, 2, 3 соответственно, в интервале температур 1,8–150 К. Измерения осуществлялись методом стационарного электрического тока для электросопротивления, и стационарного потока тепла для теплопроводности. Для всех трех образцов температурозависящая часть электросопротивления $\rho_i = \rho(T) - \rho_0$ в интервале температур 20–50 К пропорциональна $T^{3,5}$. Для образца 1 анализ $\rho(T)$ можно осуществлять при $6 < T < 19$ К, где $\rho_i \sim T^{2,9}$. Анализ поведения идеального электросопротивления ρ_i в этой области показал, что экспериментальные результаты хорошо описываются формулой $\rho(T) - \rho_0 = \rho_{ee}T^2 + \rho_{sd}T^3$, где $\rho_{ee} = 0,6 \cdot 10^{-11}$ Ом·см/К², $\rho_{sd} = 3,34 \cdot 10^{-12}$ Ом·ж/К³. В низкотемпературной области слагаемое пропорциональное T^2 можно приписать электрон–электронному рассеянию. Существование кубической зависимости в этом температурном интервале может быть обусловлено проявлением межзонного s-d механизма электрон-фононного рассеяния, так как области s и d- зон на поверхности Ферми перекрываются, что в свою очередь создает возможность для s-d переходов при рассеянии электронов на длинноволновых фононах, количество которых еще достаточно, чтобы играть существенную роль. Зависимость T^3 можно также объяснить и внутрилистным рассеянием электронов на эллипсоидальном и октаэдрическом листах поверхности Ферми, а отсутствие зависимости $\rho \sim T^4$ тем, что при таких низких температурах происходит вымерзание переходов между состояниями тубового и эллипсоидального листов. Следует отметить, что $\rho(T)$ в области температур $6 < T < 19$ К для образца 1 мало отличается от остаточного сопротивления ρ_0 , поэтому необходимо учитывать возможность проявления кубических вкладов, обусловленных влиянием примесей либо на кристаллическую анизотропию функции распределения электронов, либо на многополосный характер проводимости металла. Анализ электросопротивления исследуемых образцов в интервале температур 20–50 К показывает, что наиболее удачно $\rho(T)$ описывается выражением $\rho(T) - \rho_0 = \beta T^2 + AT^4$. Коэффициент $\beta = 4 \cdot 10^{-11}$ Ом·см/К² для образца 2 больше в 1.5 раза коэффициента β для более чистого образца 1, что по нашему мнению объясняется вли-

нием механизма рассеяния электронов на тепловых колебаниях примесных атомов. Малая по сравнению с образцами 1 и 2, величина коэффициента β для самого грязного образца 3, скорее всего, связана с большой погрешностью при анализе вследствие большой величины ρ_0 . Коэффициент A для всех образцов имеет практически одно и то же значение (9,6; 9,5; 10) ом·см/ K⁴, что хорошо согласуется с теоретическими представлениями о межлистом механизме электрон–фононного рассеяния.

Так как “V” является сверхпроводником, то при $T=T_c$ (температура сверхпроводящего перехода) в зависимости $\rho(T)$ наблюдается скачок, обусловленный переходом его в сверхпроводящее состояние. Температуры сверхпроводящего перехода, определенные по этому скачку с учетом влияния транспортного тока оказались равными 5,48K; 5,38K; 5,035K для образцов 1, 2, 3 соответственно.

Теплопроводность $K(T)$ ванадия исследовалась как в нормальном, так и в сверхпроводящем состояниях. Так как число Лоренца данных образцов не превышает Зоммерфельдовского значения L_0 во всем исследованном интервале температур, можно сделать вывод об электронном характере теплопроводности, которая имеет ярко выраженный максимум. Линейный ход в нормальном состоянии слева от него указывает на упругий механизм рассеяния электронов на примесях, а квадратичное по температуре уменьшение теплопроводности справа говорит в пользу электрон–фононного механизма рассеяния. Таким образом теплосоппротивление исследованных образцов ванадия может быть описано формулой, полученной в рамках теории Блоха–Вильсона $WT=CT^3+B$, где $B=\rho_0/L_0$. Графический анализ наших экспериментальных результатов показал, что температурный интервал, в котором эта формула справедлива возрастает с увеличением чистоты образца, а температура максимума теплопроводности равная $T_{max}=(\rho_0/2CL_0)^{1/3}$ смещается с уменьшением чистоты образца (увеличением ρ_0) в область более высоких температур. Участки, которые отсекают на оси ординат линейные зависимости $WT=f(T)^3$ для исследуемых образцов с достаточно высокой точностью (3%) согласуются с соотношением между остаточным электросопротивлением ρ_0 и зоммерфельдовским значением числа Лоренца L_0 .

Поведение теплопроводности “V” в сверхпроводящем состоянии связано с наличием энергетической щели $\Delta(T)$ у поверхности Ферми, приводящей при $T < T_c$ к экспоненциальному уменьшению числа электронов, участвующих в тепловом балансе, и, соответственно, к резкому падению электронной компоненты теплопроводности с уменьшением температуры. Что касается фононной составляющей, то доля ее в общей теплопроводности как относительная, так и абсолютная, обусловленная рассеянием фононов на “вымерзающих” электронах возрастает и при $T \approx (0,1 \div 0,2)T_c$ может превысить электронную. Анализ показал, что для более чистых образцов 1 и 2 теплопроводность в сверхпроводящем состоянии хорошо описывается формулой Гейликмана для случая переноса тепла электронами при их упругом рассеянии на примесях. В наименее же чистом образце 3 помимо электронной составляющей уже при $T < 0,6 T_c$ присутствует фононная, которая и вызывает отклонение экспериментальной теплопроводности от расчетной, вычисленной по вышеупомянутой формуле Гейликмана, возрастающее с уменьшением температуры. Интервал температур, для которых была выделена фононная теплопроводность, а также ее температурный ход указывают на электронный механизм рассеяния фононов, а сама она хорошо описывается соответствующей данному случаю формулой Гейликмана–Кресина и согласуется с имеющимися в литературе данными, полученными в более низкотемпературной области.

В2-12

ВЛИЯНИЕ ПЛАВЛЕНИЯ НА МЕХАНИЗМЫ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Магомедов Я.Б., Гаджиев Г.Г., Исмаилов Ш.М., Айдамиров М.А., Билалов А.Р.

Институт Физики Дагестанского научного центра РАН.
367003, Махачкала, ул. М.Ярагского,94, E-mail: kamilov@datacom.ru.

Исследована теплопроводность электропроводность и термо-ЭДС большой группы элементарных, бинарных и тройных полупроводников и их сплавов при высоких температурах в области их плавления в твердом и жидком состояниях. Для исследования явления переноса полупроводников и их расплавов были разработаны экспериментальные методы и созданы установки, позволяющие измерять теплопроводность, электропроводность и термо-ЭДС с погрешностью не превышающей 6,4 и 3 %, соответственно.

Все исследованные соединения в твердом состоянии являются полупроводниками, электропроводность которых осуществляется зонным движением носителей заряда, а теплопроводность – фононами, носителями заряда и биполярным механизмом.

По влиянию плавления на явления переноса все исследованные объекты можно в соответствии с моделью Мотта разбить на три группы.

В первую группу входят соединения и элементы, между структурными единицами которых, в основном, действуют пространственно ориентированные ковалентные связи. Плавление этих объектов сопровождается разрывом ковалентных связей и значительным изменением структуры дальнего и ближнего порядка: плотность и координационное число резко увеличиваются, коэффициент холла уменьшается, электропроводность скачком увеличивается до величин, характерных для металлов. Основным механизмом переноса тепла остается электронный. Электропроводность, теплопроводность и другие физико-химические параметры расплавов этой группы слабо зависят от температуры, как в металлах. Плавление полупроводников этой группы сопровождается фазовым переходом полупроводник-металл.

Во вторую группу входят полупроводники имеющие слоисто-цепочечную структуру, между атомами которых действуют ковалентные связи. При плавлении и дальнейшем нагревании объектов этой группы ближний порядок в расплавах частично сохраняется в определенном интервале температур: плотность, координационное число скачком увеличиваются и продолжают с температурой расти. Коэффициент Холла уменьшается и продолжает уменьшаться в расплавах, оставаясь выше коэффициента Холла в металлах, но меньше чем в полупроводниках. Электропроводность увеличивается и с температурой растет, оставаясь меньше электропроводности металлов и металлических расплавов. Основным механизмом теплопроводности остаются электронный, биполярный и молекулярный. Плавление полупроводников данной группы сопровождается фазовым переходом полупроводник-полуметалл.

В третью группу входят полупроводники со сложной слоистой или цепочечной структурой, между структурными единицами которых внутри цепей или слоев действуют ковалентные, а между атомами в цепях молекулярные связи. При плавлении этих полупроводников физико-химические свойства изменяются незначительно. Величина и температурная зависимость теплопроводности и электропроводности в расплавах в основном сохраняются, а в электропроводность заметный вклад вносит движение носителей тока по локализованным состояниям (прыжковая проводимость). Плавление полупроводников этой группы происходит по схеме полупроводник-полупроводник

В2-13

ВЗАИМОСВЯЗЬ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ, СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ И «ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ» ПРИ ЭЛЕКТРОПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛОВ.

Алиев М.А., Алиева Х.О., Селезнев В.В.

Институт физики Дагестанского научного центра РАН
367003, Махачкала, ул. М.Ярагского 94, E-mail:kamilov@datacom.ru

Пластическая деформация является диссипативным процессом, которая протекает вдали от термодинамического равновесия и сопровождается проявлением неустойчивости системы в виде изменения деформируемости кристалла в критических точках.

Закономерности формирования деформационных структур и связанных с ними «фазовых переходов» в процессе пластической деформации определяются совокупностью исходного состояния структуры кристалла, температурно-скоростными и нагрузочно-напряженными условиями деформирования кристаллов.

Поэтому вводятся дополнительные параметры возмущения системы, которые обеспечивают более высокий уровень неравновесности системы и получения оптимального уровня деформируемости кристалла.

В связи с этим в наших экспериментах применяется электропластический способ деформирования (ЭДП-способ) полупроводниковых кристаллов.

Возмущающее воздействие электрического тока на деформируемую структуру кристалла связано не только с тепловым действием его по закону Джоуля-Ленца, но и с передачей направленного механического импульса легко подвижным элементам деформационной системы.

Как показали эксперименты, проведенные на кристаллах n-кремния, электропластическая деформация их существенно отличается от обычной термопластической деформации при соблюдении одинаковых условий технологического режима деформирования.

Так, на кривых ползучести $\varepsilon(t)$ обнаружены новые, ранее не наблюдаемые, стадии разупрочнения. Как показали электронно-микроскопические исследования, они связаны с фазовыми структурными изменениями в деформируемых кристаллах.

Такой ход кривой деформации мы связываем с локализацией теплового действия электрического тока в участках повышенной неоднородности структуры кристалла, которая приводит к появлению термических градиентов и тем самым ведет к увеличению неравновесности системы.

При достижении определенной величины неравновесности системы вступает в действие второй фактор воздействия электрического тока на систему, а именно, фактор увлечения носителями легко подвижных элементов деформационной системы, что и приводит к скачку пластичности на кривой $\varepsilon(t)$. На электронно-микроскопических снимках образцов кремния, прошедших эту стадию деформации, выявлено значительное увеличение блочности дислокационных структур, что, вероятно, связано со структурным «фазовым переходом».

В2-14
ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ
ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ
ФОТОПРОВОДНИК-ДВУОКИСЬ ВАНАДИЯ

Кузнецов В.А.

Саратовский государственный аграрный университет имени Н.И.Вавилова
410740, г. Саратов, Советская 60

Фазовый переход металл-полупроводник (ФПМП) в окислах ванадия изучен достаточно подробно. Известна также возможность использования структуры типа ФТИРОС в сочетании с фотопроводником (ФП), работающим в режиме поперечной фотопроводимости, для визуализации различных излучений. Целью данного исследования явилось изучение влияния ФПМП на электрические и фотоэлектрические свойства изотипной плёночной гетероструктуры (ГС) $\text{In}_2\text{O}_3\text{-CdSe-VO}_2$ и функциональные возможности контакта ФП- VO_2 .

Исследуемые ГС были получены в НИИМФ при Саратовском госуниверситете и ФТИ имени А.Ф.Иоффе и изучались в продольном режиме фотопроводимости. Характер вольт-амперных характеристик (ВАХ) был сублинейным. Пропускное направление достигалось при положительной полярности на двуокиси ванадия. Такие ВАХ наблюдались у ГС, имеющих два барьера на границе $\text{In}_2\text{O}_3\text{-ФП}$ и ФП- VO_2 соответственно, сравнимых по величине, включённых навстречу друг другу. Исследования $S\text{-}V$ и $R\text{-}V$ характеристик подтверждают этот вывод. Обнаружена положительная полярность на контакте ФП- VO_2 при изучении спектральных характеристик фотоэдс (СХФ), что обусловлено запирающим характером контакта.

Анализ результатов температурных зависимостей всех характеристик показал, что в интервале температур 308-323 К происходит ФПМП в VO_2 , который влиял на свойства ГС. Размытие температуры ФПМП объясняется неоднородностью образцов, присутствием нескольких фаз VO_x , взаимным легированием. С ростом температуры спектральный максимум СХФ уменьшался по абсолютной величине и сдвигался в длинноволновую область. Начиная с 306 К, СХФ перемещалась в отрицательную область и при 323 К полностью меняла знак. Наблюдался узкий температурный гистерезис и при дополнительной подсветке лазером с $\lambda=629$ нм имело место неаддитивное увеличение сигнала.

Были рассмотрены альтернативные гипотезы объяснения смены знака СХФ: просветление контакта ФП- VO_2 , что сопровождалось бы изменением оптического пропускания; влиянием встречной термоэдс; наличием двойного обеднённого слоя и двух областей собственного поглощения, ответственных за спектральные максимумы СХФ в разных полярностях. Дополнительные исследования отвергли эти предположения. Вероятнее всего, при ФПМП работа выхода VO_2 уменьшится, и это является причиной смены знака фотоэдс и изменения характера контакта ФП- VO_2 с запирающего на антизапирающий. На основании этого была построена зонная энергетическая диаграмма ГС до и после ФПМП. Полученные результаты позволяют использовать ГС в устройствах запоминания, хранения и обработки оптической информации с возможностью бесконтактной перестройки температурного режима.

AMORPHOUS CARBON: HOW MUCH OF FREE HYDROGEN?**I.N. Kapitonov, O.I. Konkov, E.I. Terukov and I.N. Trapeznikova**

A.F. Ioffe Physical-Technical Institute

194021 Politekhnicheskaya 26, St.- Petersburg, Russia

E-mail: terukov@macro.ioffe.rssi.ru Fax: 7 812 2471017

The hydrogen content is a key factor determining the structure of the films and defining their physical property. Depending on the method of growth, a-C:H films may contain appreciable quantities of free and bound hydrogen. In the present paper we use a direct method to investigate the state of hydrogen in a-C:H films, by studying the effusion of hydrogen from the film material as a function of temperature.

The samples were grown by RF decomposition of a methane-hydrogen mixture in a capacitive reactor on crystalline silicon substrates. An analysis of the IR spectroscopy data gives the total amount of bound hydrogen in the films about 20-25 % at. A method of step-wise heating in vacuum was used to investigate the release of the gaseous component from the films as a function of temperature. The total quantity of released gases was determined by a manometric technique. The hydrogen was then removed from the system by diffusion through a palladium membrane heated to 500 C. The amount of hydrogen was measured from the pressure difference in the system before and after removing hydrogen component from the gaseous products.

Two same samples of a-C:H were investigated, but one of this samples was covered by protective layer to prevent the material of film from interaction with molecules of surrounding gas phase. At low temperatures (but higher than the film formation temperature) first part of hydrogen practically not bounded chemically with carbon skeletons of a-C:H film begin to released. The IR spectroscopy data indicate that no transformation of the film structure occur up to 300° C. The magnitude, position and half-width of the absorption bands, 2920 and 1450 cm^{-1} (CH_2), 2950, 2860, and 1370 cm^{-1} (CH_3) remain constant. After the samples are annealing to 400° C, the refractive index is increased from 1.56 to 1.62. This indicates that the density of the film is increased with the existing chemical bonds being conserved. This process corresponds to the initial gently sloping section of the gas release curve at annealing temperature up to 300-400 °C. The initial parts of effusion curves for sample 1 and 2 have a different character and indicate that for unprotected film the main part of released hydrogen (at the temperature 400° C) was associated with C_nH_m molecules (mass-spectrometry data). The amount of molecular hydrogen in gas phase for unprotected film give understated value of "free" hydrogen in film. So, the total amount of free hydrogen in the films estimated up to 20% of all hydrogen.

The amount of hydrogen associated with breaking of weak C-H bonds in polymer-like chains is of the order of 10 at%. The peak, observed at temperatures higher than 700 ° C is generally associated with breaking of strong C-H bonds and transformation of the material to give a graphite-like structure. The amount of hydrogen released by breaking of strong C-H bonds is of the order of 10 at. %

B2-16
МЕХАНИЧЕСКАЯ АМОРФИЗАЦИЯ КРИСТАЛЛОВ
As₂S₃, GeSe₂, As₂Se₃

Бабаев А.А., Габипов Ф.С., Зобов Е.М.

Институт физики Дагестанского Научного центра РАН, Махачкала, 367003, Россия.
E-mail: kamilov@datacom.ru.

Переход кристаллических твердых тел в аморфное состояние нетермическими способами (механической обработкой, облучением, ударной волной) основан на достаточно сильном воздействии на них внешних сил. При этом атомы могут покидать свои равновесные позиции, например, за счет получения извне импульса энергии. К числу наиболее интересных явлений, характерных для халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) и не наблюдаемых в соответствующих кристаллических аналогах следует отнести фотостимулированные атомные процессы, прежде всего, обратимые фотоструктурные превращения, приводящие к изменению целого комплекса свойств ХСП, механизм которых до конца не раскрыт

В деформированных кристаллах и порошках As₂S₃, GeSe₂, As₂Se₃ при T = 77 К обнаружены затухание фотолюминесценции (ФЛ) (эффект усталости) и фотоструктурные превращения. Усталость ФЛ имеет особенность, которая отличается от подобного эффекта, наблюдаемого в ХСП. В процессе затухания ФЛ, при выключении стационарного возбуждения, интенсивность ФЛ резко падает за время $t < 10^{-2}$ с. При последующем возбуждении, уровень сигнала становится не равным, как в случае ХСП, а больше того значения, которое регистрировалось в момент прекращения возбуждения .

Фотоструктурные превращения сопровождаются потемнением при низких температурах и просветлением при отжиге, а также параллельным смещением края пропускания. Отметим, что время усталости ФЛ соответствует оптимальному времени фотоструктурных превращений. Любое повышение температуры приводит к частичному восстановлению исходного пропускания , причем степень восстановления тем полнее, чем выше температура образца. В селениде мышьяка, структура которого лабильна, полное восстановление оптического пропускания происходит при T=150 °С, а для более жесткой структуры диселенида германия необходима T=180 °С. Так как при отжиге происходит фотопроектирование, то можно говорить и о термоструктурных превращениях . Спектры ФЛ исходных, деформированных кристаллов и порошков совпадают, тогда как спектры их возбуждения (СВЛ) претерпевают существенные изменения . Если в исходных кристаллах максимумы СВЛ совпадают с энергией экситонного поглощения, то в механически обработанных кристаллах они смещены в область больших энергий, равных E_g, исходных материалов. Это смещение в область больших коэффициентов поглощения сопровождается ростом интенсивности ФЛ, при этом низкоэнергетический край СВЛ становится пологим.

Полученные экспериментальные результаты объясняются в рамках конфигурационной модели двух устойчивых структурных состояний молекулярных групп. Соотношение молекулярных групп в них определяет структуру деформированного кристалла. Оно изменяется в результате оптических и термических переходов. Предлагаемая конфигурационная модель является полуфеноменологической и никак не конкретизирует реальных изменений структуры в деформированных кристаллах и порошках под действием света.

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В СУЛЬФИДАХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Гаджиев Г.Г., Исмаилов Ш.М., Абдуллаев Х.Х.

Институт Физики Дагестанского научного центра РАН.

367003, Махачкала, ул. М.Ярагского, 94, E-mail: kamilov@datacom.ru

Сульфиды редкоземельных элементов (РЗЭ) с граничными составами Ln_2S_3 , Ln_3S_4 , ($\text{Ln}-\text{La, Ce, Pr, Nd, Gd}$) образуют между собой ряд твердых растворов в пределах одной фазы типа Th_3P_4 , кристаллохимическую форму которого можно представить: $\text{Ln}_{3-x}\text{V}_x\text{S}_4$, где $0 < x < 0.333$, V_x -концентрация катионных вакансий в подрешетке РЗЭ. Состав с $x=0.333$ является дефектным полупроводником Ln_2S_3 , где концентрация катионных вакансий равна $\sim (1.5-2) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, а $x=0$ представляет бездефектный Ln_3S_4 у которых концентрация носителей тока составляет $\sim 4-6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Электросопротивление при 300К от Ln_2S_3 к Ln_3S_4 изменяется от 10^{10} до 10^{-3} Ом См т.е. на 13 порядков.

Возможность непрерывного изменения состава в пределах границ одной фазы, а также возможность образования твердых растворов на основе разных фаз и за счет замены части катионов другими, редкоземельными ионами, позволяют исследовать явления переноса тепла и заряда в зависимости от состава, степени дефектности решетки, концентрации носителей заряда, магнитного момента и т.д. в условиях идентичной структуры.

Актуальность проблемы исследования теплопроводности сульфидов РЗЭ продиктована и возможностью практического применения их в качестве высокотемпературных ветвей термогенераторов, т.к. теплопроводность является одним из основных параметров, характеризующей термоэлектрическую эффективность.

В данной работе рассмотрены вопросы влияния концентрации катионных вакансий в подрешетке РЗЭ, изменения упругих параметров решетки в твердых растворах Ln_2S_3 - Ln_3S_4 , на решеточную теплопроводность, а также вклада электронной составляющей на общую теплопроводность на примере экспериментальных данных сульфидов лантана $\text{La}_{3-x}\text{S}_4$.

Общая теплопроводность $\lambda = \lambda_p + \lambda_e$, где λ_p - решеточная теплопроводность, λ_e - электронная составляющая, которая оценивается по закону Видемана-Франца из экспериментальных данных по электропроводности $\lambda_e = L\sigma T$, (L -число Лоренца).

Оценены вклады вносимые в тепловое сопротивление фонон-фононным рассеянием (W_1), рассеянием фононов на заряженных катионных вакансиях (W_2) и рассеянием, связанным с изменением массы и упругих параметров решетки (W_3).

$$1/\lambda - \lambda_e = W_1 + W_2 + W_3.$$

В области концентраций $x=0.26$ наблюдается переход от рассеяния фононов на тепловых колебаниях решетки к преобладающему рассеянию на катионных вакансиях.

Выявлены причины сравнительно низких значений решеточной теплопроводности в сульфидов редкоземельных элементов.

Показано, что составы сульфидов РЗЭ с $x=0.25-0.27$ имеют термоэлектрическую эффективность более $0.8 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$ при температурах выше 800К и их можно применять в качестве n-типа ветвей в высокотемпературных термогенераторах.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ В ПЛЕНКАХ CuInSe_2 , ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ВАКУУМНОЙ КОНДЕНСАЦИИ.

Магомедов М-Р.А., Магомедова Дж.Х., Хохлачев П.П.
Институт Физики ДНЦ РАН. 367003.г. Махачкала. Россия.
E-mail: Kamilov@datacom. ru.

Тонкие пленки тройного полупроводника диселенида меди и индия перспективны солнечной фотоэнергетике [1]. Физические свойства пленочных образцов CuInSe_2 , полученных различными методами, обнаруживают особенности, отсутствующие у соответствующих объемных образцов. В данной работе исследовано влияние условий напыления на электрофизические свойства пленок, найдена зависимость характера электропроводности от температуры T_n подложки при переходе металл-диэлектрик (ПМД).

В качестве образцов использовались пленки толщиной 0.5-2.5 мкм, шириной 3-5 мм, длиной до 10 мм, полученные термическим напылением в вакууме 10^{-3} Па из двух автономных источников или методом «горячих стенок». Исходные нелегированные монокристаллы или поликристаллы CuInSe_2 размельчали в порошок и напыляли из паровой фазы со скоростью 2 нм/мин на подложки из оптического стекла, ситтала или слюды. Температура подложки варьировалась от 300 до 550 К. Для гальваномагнитных измерений в интервале температур 53-400 К применяли четырехзондовую методику на постоянном токе в планарной геометрии. Контактные площадки из золота или меди наносились предварительно, к ним с помощью индия припаивались медные проволоки диаметром 0.03 мм. Рентгенографически показано, что образец с хорошо выраженной поликристаллической структурой со средним размером зерна ~ 0.5 мкм получается при температурах подложки $T_n \geq 450$ К. Совершенные крупноблочные слои при изучении макроструктуры пленок имеют проводимость близкую к $10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$, однако химический состав таких пленок оказался обедненным медью. Пленки по данным термоЭДС были n-и p-типа. При изменении температуры подложки от 300 до 500 К значения удельного сопротивления ρ и характер температурных зависимостей $\rho(T)$ существенно изменяются. Квазиметаллический тип проводимости при высоких T_n сменяется на полупроводниковый, причем относительное изменение удельного сопротивления с понижением температуры достигает два-три порядка. Хорошая адгезия пленок на слюде при низких T_n обеспечивается длительным низкотемпературным отжигом в вакууме, когда высокое сопротивление пленок при 300 К практически не изменяется, а наклоны $\rho(T)$ остаются экспоненциальными.

При $T < 150$ К графики $\rho(T)$ в пленках с низкими значениями σ следуют активационному закону $\rho \approx \exp(\varepsilon/KT)$. Энергия активации ε остается практически постоянной ~ 0.2 эВ вплоть до $T_n \approx 400$ К и уменьшается при $T_n > 450$ К. При температурах ниже 100 К зависимость $\rho(T)$ переходит в закон Мотта $\ln \rho \sim (T_0 / T)^{1/4}$, где $T_0 = [N(E_f)\alpha^3]^{-1}$, N - плотность состояний вблизи уровня Ферми, α - радиус локализации. Такой ход сопротивления характерен для прыжковой проводимости, а радиус локализации 4 нм полученный из $T_0 = 2.8 e^2 / \alpha \varepsilon$, близок к боровскому $N\alpha^{1/3} = 0.26$. Параметр T_0 , определяющий наклон линейных участков $\rho(T)$ в координатах $\ln \rho = f(T^{-1/4})$ уменьшается при $T_n \rightarrow 500$ К от величины $T_0 \sim 2.4 \cdot 10^5$ К до $T_0 \sim T^2$. Такой характер температурных зависимостей удельного сопротивления на диэлектрической стороне перехода металл-диэлектрик согласуется с представлениями о токопереносе в неоднородных материалах, где прыжковая проводимость осуществляется по зоне локализованных состояний. Следует отметить, что параметр T_0 в законе Мотта превышает максимальное значение T_0 для объ-

емных образцов, что связано с ростом радиуса локализации, а роль управляющего параметра играет концентрация кристаллической фазы, возрастающая с ростом T_p .

Измерения вольтамперных характеристик (ВАХ) в темноте и при освещении показали, что ВАХ высокоомных пленок при 300К в поперечном направлении линейны, а ВАХ слоев в продольном направлении при расстоянии между электродами более 5мм заметно нелинейны, начиная с полей ~ 200 В/см. Конкретные значения напряженности поля, при которых начинают проявляться отклонения от закона Ома, существенно зависят от значений σ и их температурных наклонов. Большая энергия активации и меньшая σ , как правило, определяют более узкий омический диапазон ВАХ.

Нелинейная область ВАХ достаточно хорошо описывается выражением вида $\sigma = \sigma_0 \exp(\beta \sqrt{E})$, где E -напряженность электрического поля, β - коэффициент. Значение $\beta = 0.07-0.08$ (В/см) $^{-1/2}$ рассчитанные из угла наклона темновых ВАХ возрастают с ростом сопротивления пленок, а подсветка видимым светом уменьшают β . Эти особенности с диэлектрической стороны перехода объясняются наличием потенциального рельефа зон, который оценивается как 0.2эВ с понижением температуры.

С повышением температуры подложки в пленках дырочного типа с концентрацией $\rho \geq 0.8-1 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ наблюдается уменьшение удельного сопротивления на два порядка при 300К, а в области низких температур кривые $\rho(T)$ становятся более пологими. С металлической стороны ПМД при $T \sim 100$ К наблюдается отрицательное магнитосопротивление в полях более 1.7Тл, а начальный участок быстрого роста на кривых $\Delta \rho(\rho=f(H))$ (где H -напряженность магнитного поля) сменяется более плавной зависимостью магнитосопротивления. Критическая доля пространства, необходимая для протекания в трехмерном случае обычно составляет 0.17, однако в реальных системах это значение может быть существенно меньше, например, когда характер неоднородности в пленках имеет вид нитевидных структур. Поэтому наблюдаемая нами нелинейность ВАХ при $T < 77$ К с металлической стороны ПМД может быть объяснена джоулевым разогревом среды неоднородных включений, что ведет к росту ρ в диапазоне $10^{-2}-10^{-1}$ А, а в области токов меньших 10^{-2} А наблюдается убывание ρ при уменьшении измерительного тока.

1. Магомедов М-Р.А., Амирханова Дж.Х., Исмаилов Ш.М., Хохлачев П.П. ЖТФ, 1997, т67, №3, с34.

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИСТЕМЫ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ КАРБИД КРЕМНИЯ - НИТРИД АЛЮМИНИЯ

Гаджиев Г.Г., Хамидов М.М., Магомедов М-Р.М.
Институт физик и ДНЦ РАН 367003, г.Махачкала.
E-mail: Kamilov @datascm.ru.

Керамика на основе карбида кремния и нитрида алюминия вызывает большой интерес с точки зрения возможности их применения в качестве материалов для подложек интегральных микросхем и приборов подвергающихся высоким термическим нагрузкам. У них высокая теплопроводность, механическая прочность, термостойкость и низкий коэффициент теплового расширения. Однако, эти свойства в значительной степени зависят от концентрации примесей, размера зерен, стабилизирующих добавок и метода получения керамики.

Карбид кремния и нитрид алюминия образуют между собой непрерывный ряд твердых растворов типа $(SiC)_{1-x}(AlN)_x$ ($x=0; 0.1; 0.3; 0.5; 0.7; 0.9; 1$). В ряду этих растворов можно получить составы с заданными тепловыми, механическими и электрическими свойствами.

В данной работе представлены результаты комплексного исследования теплофизических (теплопроводность λ , коэффициент теплового расширения-КТР, удельная теплоемкость $-C_p$), упругих (скорость продольных и поперечных ультразвуковых волн, модуль Юнга-Е, сдвига-G и всестороннего сжатия-B) свойств керамики SiC-AlN в интервале температур 300-1200 К.

Образцы получены методом горячего прессования в атмосфере углекислого газа или азота. В зависимости от состава они спекались при температурах 2150-2250 К. Пористость образцов не более 2.5 %.

Эффективная теплопроводность исследованных составов носит необычный характер т.е, в отличие от полупроводниковых твердых растворов, от SiC к AlN λ уменьшается почти линейно, как и изотермы теплопроводности.

Анализ экспериментальных данных показывает, что эффективную теплопроводность SiC-AlN можно оценить как: $\lambda = \lambda_1(1-x) + \lambda_2x$, где λ_1 и λ_2 -теплопроводности SiC и AlN соответственно. Теплопроводность и степень ангармоничности $W=W\alpha T$ растут линейно, подобно коэффициенту Грюнайна.

Модули E,G,B и скорости продольных и поперечных волн также уменьшаются почти линейно с повышением концентрации AlN в SiC. Дано объяснение такому поведению тепловых и упругих свойств в исследованных керамиках. Оценены вклады вносимые в тепловое сопротивление изменением массы и упругих параметров решетки и их влияние на прочность, термостойкость.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЯ CuSnAsSe_3

¹Кобелев Я.Л., ¹Кобелев Л.Я., ²Кобелев В.Л., ¹Кобелева О.Л.,
¹Злоказов В.Б., ¹Мельникова Н.В., ¹Нугаева Л.Л.

¹Уральский Государственный Университет им.А.М.Горького,
 620083, Россия, Екатеринбург, пр.Ленина,51; e-mail: Olga.Kobeleva@usu.ru

²Институт Физики Металлов УрО РАН, 620219, Россия, Екатеринбург,
 ул. С.Ковалевской,18

С целью поиска сегнетоэлектрических соединений в классе сложных халькогенидов серебра и меди [1,2] в Проблемной лаборатории физики экстремальных воздействий на вещество УрГУ синтезировано соединение CuSnAsSe_3 и исследованы его электрические свойства в области температур 78-410К с помощью методов импедансной спектроскопии. Измерения проводились с помощью моста переменного тока ВМ-484 на частоте 1,592кГц.

На Рис.1. приведена температурная зависимость диэлектрической проницаемости CuSnAsSe_3 . Диэлектрическая проницаемость рассчитывалась из значений электрической емкости, измеренной по параллельной схеме замещения. При низких температурах диэлектрическая проницаемость растет линейно до температур $T \sim 170-175\text{K}$, после чего скорость роста увеличивается. После прохождения максимума ($\epsilon=330$ при $T=220\text{K}$) диэлектрическая проницаемость начинает убывать. В области температур 300-340К ϵ постоянна ($\epsilon=260$), и начинает быстро возрастать при температурах $T > 340\text{K}$.

На Рис.2. приведен график температурной зависимости электропроводности CuSnAsSe_3 . Эта зависимость носит полупроводниковый характер ($\sigma = \sigma_0 \exp(-E_a/kT)$).

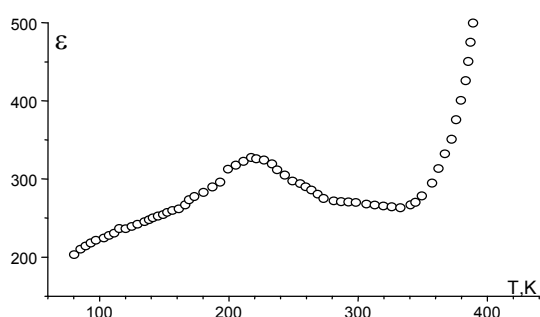


Рис.1. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости

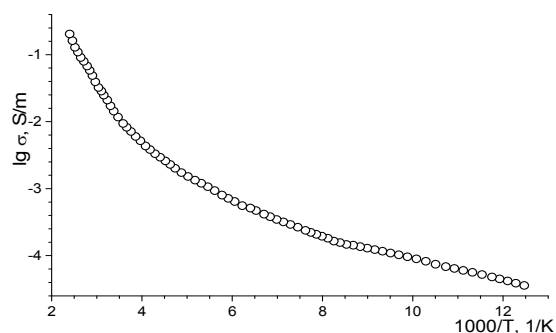


Рис.2. Температурная зависимость электропроводности

Энергия активации различна в зависимости от температурного интервала ($E_a=0,01\text{эВ}$ при $T=78-125\text{K}$, $E_a=0,065\text{эВ}$ при $T=125-240\text{K}$, $E_a=0,1\text{эВ}$ при $T=240-410\text{K}$). Удельная проводимость соединения $\sigma_{уд}$ на частоте 1,592кГц при $T=300\text{K}$ равна $\sigma_{уд}=0,22\text{См/м}$.

Максимум на кривой температурной зависимости диэлектрической проницаемости, с учетом больших значений величины диэлектрической проницаемости можно трактовать, как фазовый переход сегнетоэлектрического типа. Положение максимума диэлектрической проницаемости $T=175-285\text{K}$ хорошо согласуется с областью увеличения энергии активации (125-240К), что подтверждает предположение о наличии фазового перехода.

Резкое возрастание диэлектрической проницаемости при температурах выше 350К может быть связано либо с возникновением ионной проводимости, либо с началом термического разрушения образца.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 97-02-16212)

Литература:

1. Kobelev V.L., Kobeleva O.L., Kobelev Ya.L., Zlokazov V.B. 9th Int. Meet. on Ferroelectricity, 24-29 August, 1997, Seoul, Korea, Abstract Book p.106, p.206
2. Кобелев В.Л., Злоказов В.Б., Кобелева О.Л. Сборник научных трудов Всероссийской научной конференции “Физика конденсированного состояния”, Стерлитамак, 22-25 сентября 1997г, Т.2, стр.107

**ВЛИЯНИЕ КОМПЕНСАЦИИ ПРИМЕСЬЮ ИНДИЯ НА
ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ Cd InSe₂ ЭЛЕКТРОННОГО И
ДЫРОЧНОГО ТИПА.**

Абдуллаев М.А., Гаджиева Р.М., Магомедова Д.Х.
Институт физики ДНЦ РАН, Махачкала 367003 Россия
E-mail: kamilov@datacom.ru.

В нелегированных кристаллах CuInSe₂ наблюдается сильная компенсация носителей заряда, связанная с наличием низкой энергии активации собственных дефектов. В запрещенной зоне содержится целый спектр энергетических уровней, обнаруженных методами изучения эффекта Холла, электропроводности, фотопроводимости и фотолюминесценции. Для кристаллов дырочного типа преобладают уровни катионных вакансий и междоузельных атомов халькогена, для кристаллов электронного типа – вакансий халькогена. Наиболее часто встречаются уровни $E_c-0,01$ эВ, $E_c-0,6$ эВ, $E_v+0,22$ эВ, $E_v+0,7$ эВ. Было показано, что сильнокомпенсированные кристаллы CuInSe₂ электронного типа обладают максимальными значениями фоточувствительности, однако электрофизические свойства их изучены недостаточно.

В данной работе приводятся экспериментальные результаты по получению и исследованию транспортных свойств и их температурных зависимостей объемных кристаллов CuInSe₂ стехиометрического состава и с отклонением от стехиометрии Cu:In \leq 1. Монокристаллы и поликристаллы CuInSe₂ синтезировались в откачанных 10⁻³ Па кварцевых ампулах, используя особо чистые компоненты при 1350 К вертикальным методом Бриджмена с градиентом температуры. Медленное охлаждение до 800 К и отжиг за 50 часов при 600 К увеличивали однородность слитков. При 300 К кристаллы n- и p-типа имели подвижность и концентрацию до 460 К; 35 см²/Вс и $1\div 4\cdot 10^{17}$ - $1\cdot 10^{18}$ см⁻³ соответственно. По данным рентгено-фазового анализа все кристаллы были однофазными и имели структуру халькопирита.

Измерения электропроводности, термоэдс и эффекта Холла проводились на постоянном токе методом компенсации в магнитном поле до 1,7Тл. Исследования температурных зависимостей электропроводности и термоэдс показали, что с ростом концентрации индия до 2,5ат% термоэдс возрастает по сравнению с образцами, близкими к стехиометрии и при Cu/In=0,05 изменяет знак с дырочного на электронный, а электропроводность в зависимости от состава проходит через минимум. Уменьшение термоэдс при понижении температуры происходит более резко в дырочных образцах с малым избытком индия, значения $\alpha(T)$ мкВ/К в образцах n-типа уменьшаются по степенному закону T^α , где $0,5\leq n\leq 0,7$. Избыток индия в халькоперитной решетке CuInSe₂ занимает междоузлия и свободные узлы, создавая ионы In³⁺ на местах Cu и приводит к появлению электронов в проводящей зоне, с эффективным положительным зарядом на соответствующих узлах решетки. С ростом степени компенсации энергия активации примесного уровня растет и достигает максимального значения 0,54 эВ, а температура перехода к проводимости по закону Мотта увеличивается. По данным температурных зависимостей электропроводности наблюдаются различные энергии активации примесного уровня от 0,22 эВ до 0,09 эВ при T<200 К. Для составов с высоким содержанием индия энергия активации уменьшается от 0,54 до 0,15 эВ, а значения термоэдс- более чем на порядок.

ЭЛЕКТРООТРАЖЕНИЕ АМОРФНОГО ГИДРОГЕНИЗИРОВАННОГО АЛМАЗОПОДОБНОГО УГЛЕРОДА

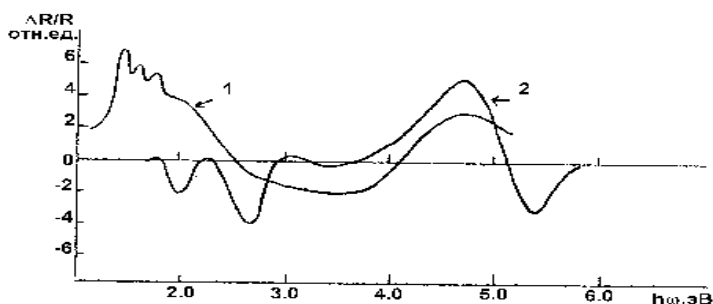
М.Ш. Абдулвагабов, Б.А.Билалов, Г.К. Сафаралиев, З.Д. Ли.
Дагестанский госуниверситет, 367025, г.Махачкала, ул.Гаджиева 43^а

Характерные для аморфного гидрогенизированного углерода (а-С:Н) фазоструктурные превращения можно интерпретировать исследованием его электронной энергетической структуры (ЭЭС). ЭЭС пленок а-С:Н были исследованы методом электроотражения, обладающий высокими чувствительностью и спектральным разрешением. Пленки а-С:Н получены плазмохимическим осаждением при разложении газовой смеси 10%СН₄+90% Аг в плазме ВЧ тлеющего разряда.

Алмазоподобные пленки а-С:Н обладали плотностью $2 \div 2.2$ г/см³, проводимостью $\sigma(300\text{K})=10^{-13} \div 10^{-15}$ Ом⁻¹см⁻¹, энергией активации $E_a=1.2 \div 2$ эВ, $E_{\text{ФЛ}}^{\text{max}}=2.9$ эВ и высокой микротвердостью ($H=6 \cdot 10^{10}$ Па). Структура этих пленок была исследована с помощью дифракции быстрых электронов и ИК спектроскопии.

ЭЭС рассмотренных пленок а-С:Н была исследована в спектральном интервале 1.0÷5.6 эВ по стандартной электрооптической методике при комнатной температуре. Спектральную зависимость относительного изменения коэффициента электроотражения представлено на рисунке. Наблюдаемая в ИК области осциллирующая структура обусловлена интерференцией света в пленке а-С:Н. Из рисунка видно, что спектр электроотражения (2) (данные образца №27) несколько сдвинут в коротковолновую область, является более широкозонным, чем литературные данные (1).

Исследование спектров электроотражения а-С:Н позволило выделить в



рассмотренном интервале энергетический зазор $E = 4,9$ эВ. (На рисунке указано стрелкой). На основе метода сильной связи развита модель электронной энергетической структуры а-С:Н, объясняющая возникновение полупроводниковых свойств данного материала и качественно описывающая имеющиеся экспериментальные данные. В рамках рассмотренной модели, с учетом полученных структурных исследований, позволил установить особенности изменения ЭЭС а-С:Н при структурном разупорядочении.

B2-23
**КОНТАКТНОЕ ПЛАВЛЕНИЕ ЛЕГИРОВАННЫХ МЕТАЛЛОВ
 В СИСТЕМАХ Bi –Te И In –Pb**

Хайрулаев М.Р., Раджабалиев Г.П., Нажмудинов А.М.
 Дагестанский государственный педуниверситет
 г. Махачкала, ул. М.Ярагского, 57

Большинство металлических сплавов представляют собой, как правило, сложные многокомпонентные системы. При этом роль каждого из компонентов не удастся оценить, особенно в тех случаях, когда они содержатся в качестве примесей в предельно малых количествах. Однако из практики известно, что благодаря их присутствию удастся трансформировать технологически важные свойства сплавов в желаемом направлении.

В связи с этим актуальными являются исследования процессов контактного плавления (КП) легированных металлов, особенно в системах с химическим взаимодействием компонентов.

Малые примеси в основе других металлов могут вызывать значительные изменения поверхностного натяжения растворителя, что имеет важное значение при фазовых переходах в многофазных системах.

Исследования влияния малых примесей на межфазные явления и процессы КП нами проведены в системах **Bi - Te** и **In - Pb**. В опытах применяли поликристаллические **Bi, Te, In, Pb**. Содержание основного компонента в исходных материалах составляло 99,998; 99,997; 99,999; 99,990% (по сертификатам упаковок) соответственно. Образцы для экспериментов получали путем совместного плавления чистых компонентов и примесей **Bi, Te, In, Pb, Ga, Sb, Cd, Si, Zn** (до $1 \pm 0,001$ вес %) в инертной среде.

Методика КП и способы исследования полученных прослоек и погрешности измерений нами описаны в работах.

В системе **Bi-Te** примеси **In, Cd, Zn, Pb**, введенные в **Bi**, способствуют протеканию КП с чистым **Te** при температурах 245, 165, 248, 245°C, т. е. понижают температуру КП от 18 до 101°C ниже наинизшей эвтектической температуры (температура наинизшей эвтектики системы **Bi-Te** - 266°C).

При кристаллизации этих жидких прослоек наблюдается переохлаждение жидкости на 166, 124, 35, 166°, и тепловой эффект ($T_{эф}$) т.е. скачок температуры на 12, 10, 5, 4° соответственно. При повторе эксперимента с теми же образцами (повторное применение в экспериментах использованных образцов через определенное время) тепловой эффект уменьшается на 1-2°.

При введении примесей в **Bi** скорость КП значительно меняется по сравнению со скоростью КП чистых компонентов.

Таблица 1. Влияние примесей на КП в системе **Bi – Te**

№№ п/п	Примеси введенные в образцы		Т _{кп} , (°C)	Т _{кр} (°C)	ΔТ-эффект КП, (°C)	Т _{эф} , (°C)	v _{кп} мм/мин	Приме- чание
	Bi	Te						
1.	-	-	1) 263	263	3	0	40·10 ⁻²	1
	-	-	2) 266	266	0	0	3·10 ⁻²	2
	1%вес. Pb	-	245	100	21	4	10·10 ⁻¹	1
3.	1%вес. Zn	-	248	231	18	5	15·10 ⁻²	1
4.	1%вес. Cd	-	165	142	101	10	35·10 ⁻²	1
5.	1%вес. In	-	1) 245	100	21	12	90·10 ⁻²	1
			2) 115	95	151	10	-	3
			3) 266	266	0	0	-	4
6.	-	1%вес. In	269	260	-3	0	30·10 ⁻²	1
7.	-	1%вес. Si	266	256	-	0	25·10 ⁻²	1
8.	-	1%вес. Pb	1) 263	250	3	3	60·10 ⁻²	1
			2) 269	255	-3	2	-	4

Примеси **In**, **Si**, **Pb**, введенные в теллур мало влияют на температуру и на среднюю скорость КП ($v_{кп}$). Примесь **Pb**, введенная в **Te**, при кристаллизации даёт тепловой эффект 3° (таблица 1).

Такой же эффект переохлаждения жидкой контактной прослойки и тепловой эффект при кристаллизации легированных образцов наблюдали в других системах.

Таким образом, примеси введенные в **Bi**, оказывают значительное влияние на температуру КП, кристаллизации и тепловой эффект при кристаллизации в отличие от примесей, введенных в **Te**. Наблюдавшие в ранних исследованиях понижения температуры КП на десятки градусов в системе **Bi-Te** считаем вызванными наличием примесей в образцах, поскольку легирование этих образцов до 1 вес. % **In**, **Cd**, **Zn** и **Pb** приводит к значительному снижению температуры КП, к проявлению эффекта переохлаждения приконтактной жидкости и изменению скорости КП.

В системе **In-Pb** введение примесей **Bi**, **Ga**, **Sb** дало следующие результаты (таблица 2):

1) примесь **Bi**, введенная в **Pb**, снизила температуру КП до 152°C , $T_{кр} = 144^\circ\text{C}$, $T_{эф} = 8^\circ\text{C}$ и $v_{кп} = 20 \cdot 10^{-2}$ мм/мин.

2) при введении примесей **Ga** и **Sb** в **Pb** - КП не протекает. Плавление свинца в контакте с жидким индием начинается при температурах 318° и 322°C , а кристаллизация жидкости наблюдается при $309,5$ и 317°C соответственно. При кристаллизации жидкости выделение тепла также не наблюдается.

Таблица 2. Влияние примесей на КП в системе **In – Pb**

№№ п/ п	Примеси введенные в образцы		$T_{кп}$, ($^\circ\text{C}$)	$T_{кр}$ ($^\circ\text{C}$)	ΔT -эффект КП, ($^\circ\text{C}$)	$T_{эф}$, ($^\circ\text{C}$)	$v_{кп}$ мм/мин	Приме- чание
	In	Pb						
1.	-	-	156,25	-	-	-	$10 \cdot 10^{-2}$	3
2.	-	1%вес. Bi	1) 152 2) 154	144 144	3,25 1,25	8 2	$20 \cdot 10^{-2}$ $12 \cdot 10^{-2}$	1 2
3.	-	1%вес. Ga	-	309,5	-	0	-	5
4.	-	1%вес. Sb	-	317	-	0	-	5
5.	1%вес. Bi	-	154 153	146 146	1,2 2,2	- -	$15 \cdot 10^{-2}$ $18 \cdot 10^{-2}$	3 4
6.	1%вес. Sb	-	-	314	-	-	-	5

Примечания к таблицам 1,2:

- 1 - Импульсный режим нагрева контакта образцов
- 2 - Медленный режим нагрева контакта образцов ($3-5^\circ\text{C}$ в минуту)
- 3 - Повторный нагрев и кристаллизация использованных образцов через 1 час
- 4.- Повторный нагрев и кристаллизация образцов через 24 ч.
- 5.- КП не наблюдается

Примесь **Bi**, введенная в **In**, способствует протеканию КП при $T_{кп} = 150^\circ\text{C}$, $T_{кр} = 146^\circ\text{C}$. При введении примеси **Sb** в **In** КП не протекает. Плавление **Pb** с легированным **In** происходит при температуре 321°C , $T_{кр} = 314^\circ\text{C}$, теплового эффекта для этого случая тоже не наблюдали. Погрешности измерений температуры не превышали $\pm 0,01^\circ$, а средней скорости КП – $\pm 0,001$ мм/мин

Возможными причинами влияния легирующих элементов на параметры КП могут быть изменение поверхностных свойств компонентов в зависимости от характера распределения примесей и их эволюции в процессе термообработки, понижение поверхностной энергии. Примеси поверхностноактивных компонентов, адсорбируясь на границах зерен, могут существенно влиять на фазовое состояние и свойства легированного поликристалла.

Установлено, что примеси сильно влияют на температуру и скорость КП, переохлаждение жидкой контактной прослойки и на выделение тепла при кристаллизации, т.е. при легировании одного из компонентов исследуемых систем процесс КП становится управляемым.

**ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ РАЗРЯДОВ НА
ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СУПЕРИОННЫХ ПРОВОДНИКОВ.****Гаджиев С.М., Гебекова З.Г., Гусейнов Р.М., Гаджиев А.С.**

Дагестанский госуниверситет, Махачкала

Дагестанский госпедуниверситет, Махачкала

Низковольтная проводимость протонного твердого электролита RbHSO_4 изучена в работе [1]. Согласно [2], RbHSO_4 при 182°C испытывает фазовый переход в суперионное состояние, сопровождающийся скачком проводимости. Свойства протонного твердого электролита RbHSO_4 близки к свойствам изученного нами ранее [3] твердого электролита CsHSO_4 и отличаются от свойств твердых электролитов LiHSO_4 , NaHSO_4 , KHSO_4 [1,2]. В протонных твердых электролитах RbHSO_4 и CsHSO_4 перенос протонов осуществляется по туннельному механизму, в то время как в LiHSO_4 , NaHSO_4 , KHSO_4 проводимость осуществляется по простому активационному механизму [1].

В настоящей работе исследовано влияние высоковольтных импульсных разрядов (ВИР) на проводящие свойства протонного твердого электролита RbHSO_4 (выше температуры его фазового перехода) и его расплава. Как и в случае остальных гидросульфатов щелочных металлов, при прохождении через твердый и расплавленный RbHSO_4 кратковременных ($\sim 10^{-6}$ с) ВИР наблюдается увеличение проводимости электролита (эффект высоковольтной активации). Так, например, относительное увеличение проводимости твердого гидросульфата рубидия составляет 324% при величине импульса $U=1,5$ кВ и $t=198^\circ\text{C}$ (межэлектродное расстояние при этом составляет $\sim 1,5-2,0$ мм). Что касается высоковольтной активации расплавленного RbHSO_4 , то его величина еще выше и в отдельных опытах достигала 579% при величине высоковольтного импульса $U=3,3$ кВ и $t=221^\circ\text{C}$.

Эффект высоковольтной активации главным образом зависит от величины высоковольтного импульса: чем выше значение U , тем больше эффект активации. Однако увеличение проводимости с ростом величины ВИР не является бесконечным. При определенном значении ВИР рост проводимости достигает насыщения. Так, например, для расплавленного RbHSO_4 (221°C) при значениях ВИР, равных 1,0; 1,5; 2,0; 2,1; 3,3 кВ наблюдаются соответственно следующие значения относительного увеличения проводимости: 367; 412; 495; 567 и 579 %. Аналогичная картина роста и последующего насыщения проводимости с увеличением величины высоковольтного импульса имеет место и в случае протонного твердого электролита RbHSO_4 . Так, значениям высоковольтных импульсов, равным 1,0; 1,3; 1,6 кВ, отвечают соответствующие значения относительного уве-

личения проводимости протонного твердого электролита (194⁰ С): 110; 224 и 302 %.

Наведенная с помощью ВИР эффект активации расплавленного и твердого RbHSO₄ длительное время сохраняется (эффект “памяти”). Исследование кинетики процесса релаксации избыточной проводимости изученных электролитов показывает, что при достаточно больших временах ($t > 5-6$ мин) уменьшение проводимости во времени подчиняется кинетическому соотношению реакции первого порядка

$$\sigma_E(t) = \sigma'(0) \exp(-t/\tau),$$

где τ - время релаксации неравновесных носителей заряда. Полученные с помощью данного соотношения графоаналитическим путем значения τ в расплавленном и твердом RbHSO₄ меняются в пределах $7,0 \cdot 10^3 - 2,6 \cdot 10^4$ с.

Литература.

1. Хайновский Н.Г., Хайретдинов Э.Ф. // Изв. СО АН СССР, сер.хим. науки, 1985 г. N8, вып.3, с.33.
2. Colomban Ph., Novak A. // Molekular structure. 1988, v. 177, p. 277.
3. Гусейнов Р.М., Гаджиев С.М., Гебекова З.Г. // Электрохимия, 1977, т. 33, N 11, с.1237.

**n- InAs – ДАТЧИК ДАВЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПОЛИМОРФНОГО
ПЕРЕХОДА ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ СРЕД.**

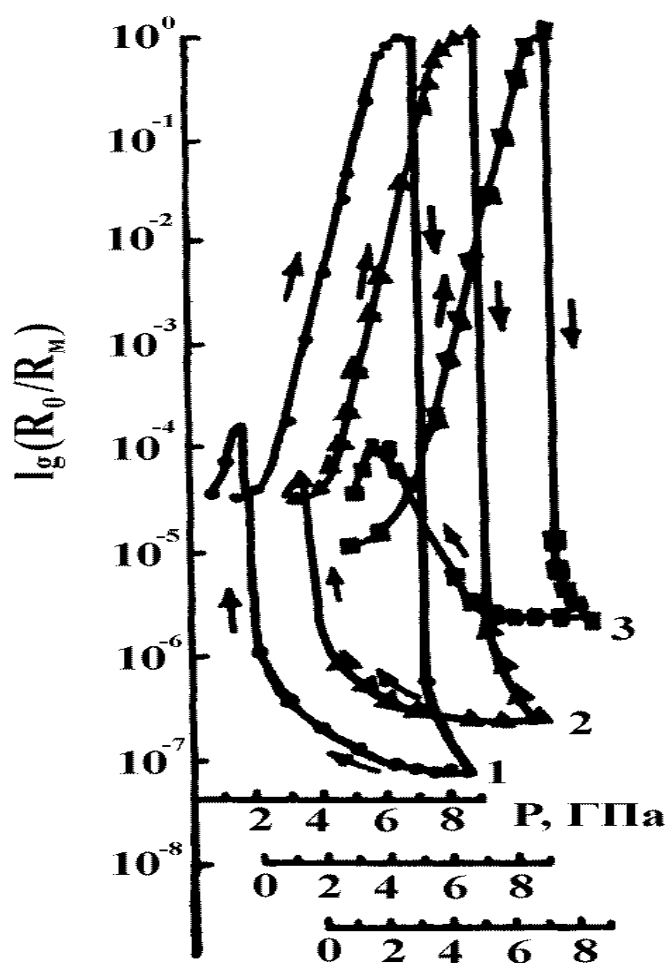
Р.К.АРСЛАНОВ, А.Ю.МОЛЛАЕВ, Л.А.САЙПУЛАЕВА

Институт физики ДНЦ РАН

367003, Махачкала, ул. М.Ярагского, 94

E-mail: kamilov@datacom.ru

Исследована барическая зависимость электросопротивления арсенида индия электронного типа с концентрацией электронов $n=10^{16} \text{ см}^{-3}$ при комнатной температуре при компрессии и декомпрессии давления. Давление $P=9 \text{ ГПа}$ генерировалось в аппарате высокого давления типа „Тороид”, методика измерения описана в работах [1,2]. В качестве среды передающей давление использованы бензин Б-70, пирофиллит, фторопласт и этанол - метанол (4:1).



Барическая зависимость логарифма приведенного электросопротивления арсенида индия измеренная в различных средах передающих давление 1– пирофиллит, 2– фторопласт, 3– бензин Б–70.

В гидростатической среде исследовались монокристаллические образцы размерами $2.5 \times 0.8 \times 0.5 \text{ мм}$, в негидростатической среде измерения проводились на порошках

арсенида индия, который помещался в отверстие диаметром 6–8 мм просверленном в пиррофиллите или фторопласте. На рисунке приведена зависимость логарифма приведенного электросопротивления арсенида индия электронного типа исследованного типа в четырех средах передающих давление. Из рисунка видно, что электросопротивление резко увеличивается до давления $P=6.9$ ГПа, затем из-за фазового перехода полупроводник-металл резко падает, при декомпрессии наблюдается повышение электросопротивления до $P=1.6$ ГПа, затем электросопротивление вновь падает. Результаты эксперимента в монокристаллических образцах, где в качестве среды передающей давление использовали бензин Б-70, метанол - этанол и образцах в виде порошка при квазигидростатики, когда в качестве среды передающей давление были использованы пиррофиллит и фторопласт идентичны в пределах ошибки эксперимента. Из графиков видно, что в интервале давлений $P=3\div 5$ ГПа наблюдается линейная зависимость логарифма электросопротивления. Эта зависимость может быть использована для калибровки аппаратов высокого давления в лабораторных и промышленных условиях; чувствительность преобразователей давления для арсенида индия на порядок выше, чем манганиновых датчиков, которые при давлениях выше 1.5 ГПа не линейны и следовательно для калибровки аппаратов высокого давления необходим громоздкие вычисления. Фазовый переход, наблюдающийся при 6.9 ГПа может быть использован в качестве командного элемента, так как находится в области давления 5–7 ГПа, при которой обычно синтезируются сверхтвердые материалы. Преимуществом предлагаемого датчика давления на основе арсенида индия является то, что в одном элементе успешно сочетается непрерывный и точечный датчики давления.

Литература

1. Н.А.Бенделиан, Л.Ф.Верещагин. Измерение гидростатического давления до 100 кбар манганиновым датчиком давления, ПТЭ, 1979, с.218–219.
2. А.Ю.Моллаев и др. О калибровке аппаратов высокого давления „Тороид” до 9 ГПа. Сб. „Современные технологические методы повышения качества машин”. Махачкала, 1992, с. 47–54.

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И КИНЕТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ n и p-InAs ПРИ ГИДРОСТАТИЧЕСКОМ ДАВЛЕНИИ ДО 9 ГПа.

А.Ю.Моллаев, Р.К.Арсланов, Л.А.Сайпулаева, С.Ф.Габиров

Институт физики ДНЦ РАН

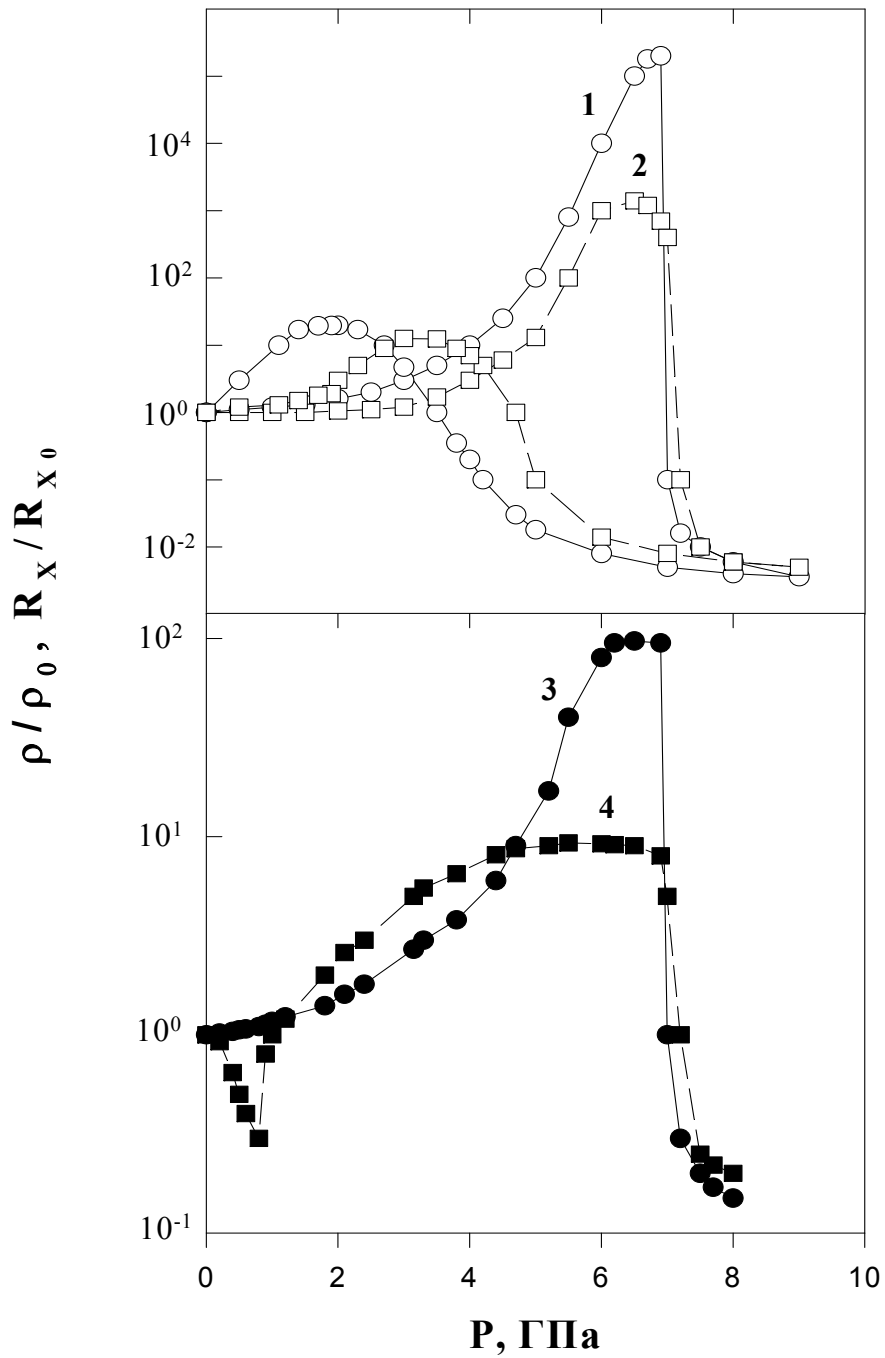
367003, Махачкала, ул.Ярагского, 94

E-mail: kamilov@datacom.ru

Проведено комплексное исследование электронного ($n \approx 10^{15} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и дырочного ($p \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$) арсенида индия при гидростатическом давлении до 9 ГПа в области комнатных температур. Измерены барические зависимости удельного электросопротивления $\rho(P)$, эффекта Холла $R_x(P)$, магнетополовая зависимость эффекта Холла при различных давлениях, барические зависимости электро- и теплопроводности до $P \leq 0.4$ ГПа и температурная зависимость теплопроводности. Для измерения барической зависимости гальваномагнитных эффектов нами была сконструирована и изготовлено [1] устройство как внутренним $H \leq 0.5 \text{ кЭ}$ так и внешним соленоидом $H \leq 5 \text{ кЭ}$.

На всех образцах в n-InAs при подъеме и сбросе давления на кривых $\rho(P)$ и $R_x(P)$ наблюдался обратимый структурный фазовый переход. На рисунке приведены барические зависимости удельного электросопротивления (кривые 1, 3) и эффекта Холла (кривые 2, 4). Светлые точки n-InAs, черные - p-InAs. Совпадение начальных до подъема давления и конечных после сброса давления значения ρ и R_x свидетельствует о хорошей гидростатичности среды передающей давление и о совершенстве выбранной методики. Согласно модели гетерофазная структура - эффективная среда рассчитан фазовый состав в области фазового превращения и давление фазового перехода реального кристалла, причем как видно на кривой $R_x(P)$ фазовый переход растянут по давлению и при сбросе давления наступает гораздо раньше, чем на кривой $\rho(P)$. По барическим зависимостям электро- и теплопроводности и закону Видемана-Франца вычислена теплопроводности, рассчитана фононная и электронная доля теплопроводности и их зависимости от давления и температуры, которая подчиняется закону Эйкина $\lambda = CT^{-n}$.

На образце p-InAs измерены удельное электросопротивление, эффект Холла при гидростатических давлениях до 9 ГПа и магнетополовые зависимости эффекта Холла. В области давлений $P \approx 1$ ГПа наблюдается инверсия знака Холла, а при $P \approx 6.9$ ГПа происходит фазовый переход.



Литература

1. Моллаев.А.Ю, Арсланов.Р.К, Даунов.М.И, Магомедов.А.Б.Сб. тр. XVI конф. „Воздействие высокого давления на вещество”. ИПМ НАНУ Киев, 147(1995).

ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАВЛЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК.

Качабеков М.М., Фатуллаева Ф.Б., Абдуллаев Т.А.

Дагестанский государственный педагогический университет
Россия, 367025, г. Махачкала, ул. М. Ярагского, 57

Исследовано снижение температуры плавления с уменьшением толщины для тонких пленок ВiТе. Наблюдаемое явление может быть связано с тем, что отношение поверхности к объему пленки благодаря развитости поверхности больше чем $2/L$. Поверхностная энергия при этом представляет собой некоторую усредненную величину для двух поверхностей: свободной (σ_1) и граничащей с подложкой (σ_2). В связи с тем, что после расплавления образуются капли и практически исчезает поверхность контакта материала с подложкой, то следует учесть поверхностную энергию подложки, обнажившейся после собирания материала в капли. При этом определенное значение имеет средний размер образовавшихся капель (r_{cp}). Обнаружено, что при условии $r_{cp} \gg L$ изменение температуры плавления значительно.

Получены количественные данные для зависимости температуры плавления от толщины пленок ВiТе на различных подложках. Температура плавления на различных подложках оказалась различной. Развитость поверхности рельефа пленки а также средний размер жидких капель оказывают существенное влияние на температуру плавления.

С плавлением частиц по-видимому происходит изменение координационного числа. Возможное уменьшение координационного числа может быть связана с тем, что жидкие частицы малого размера испытывают давление со стороны поверхности обусловленное поверхностным натяжением. Увеличение межатомного взаимодействия, обусловленное с увеличением давления, должно сопровождаться уменьшением координационного числа для определенного класса материалов обладающих низкой координационной структурой. Вi в частности относится именно к таким материалам.

Уменьшение размера частиц должно привести к возрастанию роли поверхностных явлений и к изменению термодинамических условий фазового равновесия. Для получения пленок с различными размерами частиц выращивание их осуществлялось при различных давлениях остаточных газов.

Испарение материалов осуществлялось из отдельных автономных линейных источников. Подбором температуры линейных источников можно было регулировать поступление материалов к подложке. Таким образом процентное содержание того или иного компонента вдоль пленки можно было задать заранее. При необходимости можно было добиться 100% осаждения одного из компонент по краям подложки. В таком случае на подложке находится весь спектр процентного содержания испаряемых компонент, где от точки к точке меняется процентное содержание состава пленки. Кроме того на одной и той же подложке можно было получить пленку которая меняется от точки к точке не только по составу, но и по толщине. Градиент температуры который может быть создан вдоль пленки позволяет не только проявлять толщинные зависимости плавления тонких пленок, но и явления контактного плавления в тонких пленках. Граница контактного плавления двух разнородных материалов видна при этом во всем разделе составов выбранных материалов.

КОНДЕНСАЦИЯ ПЛЕНОК ТЕЛЛУРА В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ.

Келбиханов Р.К., Качабеков М.М., Мейланов Р.П.

Дагестанский государственный педагогический университет
г. Махачкала, ул. М. Ярагского, 57

Анизотропия электрических свойств в образцах теллура или усиление этих свойств при определенных условиях может быть не только результатом структурных особенностей и сил действующих между различными цепями, но и наличием электрически активных примесей, которые накладываясь на имеющую анизотропию, могут усилить их или ослабить. Поэтому основной задачей настоящей работы было найти ответы на следующие вопросы:

1. Наблюдается ли анизотропия электрических свойств в пленках Те, если да, то какую роль при этом отводится электрическим полям?
2. Можно ли задать направление анизотропии электрических свойств в пленках Те?

Значение ΔR (разность сопротивлений в двух перпендикулярных направлениях) для образцов Те измеряли на пленках одного и того же размера прямоугольной формы и каждый раз для одной пары сколов слюды, одна из которых во время роста находилась в поле, а другая вне поля. Значение ΔR для пленок, полученных в поле, остается постоянной по сравнению с аналогичными образцами вне поля. Это свидетельствует о том, что поле создает предпочтительное направление анизотропии в пленках Те. Одним из возможных механизмов влияния электрического поля на явление анизотропии может быть следующее: вне электрического поля предпочтительная ориентация роста является функцией температуры, которая в свою очередь влияет на степень рекристаллизации первичной растущей пленки. Взаимодействие электрического поля и первично растущего слоя по-видимому создают определенные условия предпочтительной ориентации пленки (снимает хаос в развитии первичного слоя) и значение ΔR почти остается постоянным. В области исследованных температур удельное сопротивление пленок, выращенных в поле, также носит стабильный характер, что говорит в пользу предложенного механизма влияния электрического поля на рост пленок.

При выращивании пленок в электрических полях могут быть созданы условия вывода электрически активных примесей за пределы пленки. А это уменьшает факт влияния электрически активных примесей на явление анизотропии то есть, если есть явление анизотропии, то для пленок полученных в электрических полях, она будет проявляться более четко, что и подтверждается проведенными экспериментами.

КОЛОССАЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ СИСТЕМЫ $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$.

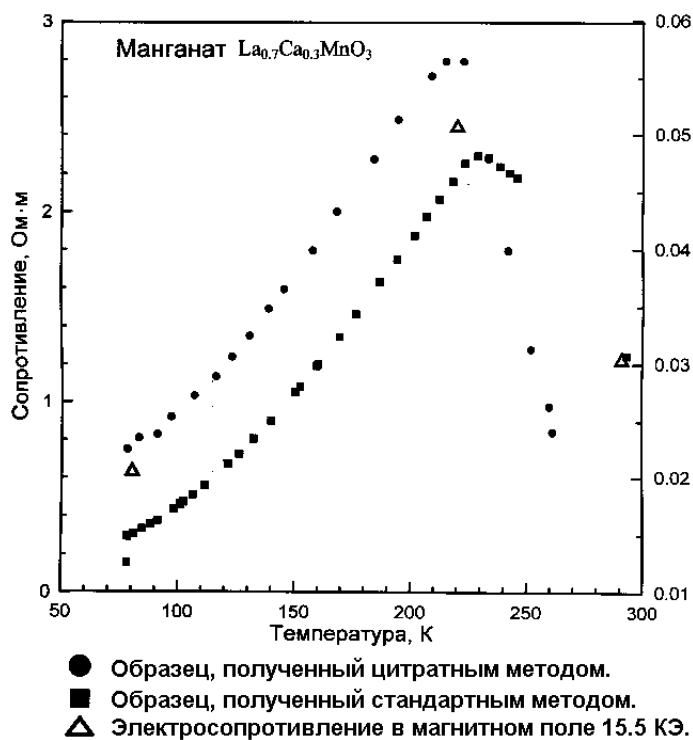
Атаев Б.М., Батдалов А.Б., Мамедов В.В., Гаджиев Г.М., Шахшаев Ш.О.

Институт физики им. Х.И. Амирханова ДагНЦ РАН,
367003 Махачкала, ул. М. Ярагского, 94. E-mail: valvlad@usa.net

Повышенный интерес к исследованиям оксидов переходных металлов со структурой перовскитов в первую очередь обусловлен обнаружением в частично замещенных манганитах с общей формулой $\text{A}_{1-x}\text{B}_x\text{MnO}_3$ (где А и В – трех- и двухвалентные катионы, соответственно) «колоссального» отрицательного магнитосопротивления (КСМ) и практическим использованием этих материалов в разнообразных устройствах для электроники и вычислительной техники.

В данной работе представлены результаты исследования структурных особенностей, электрических и магнитных свойств соединения $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$, синтезированных в соответствии со стандартной керамической технологией. Представлялось также интересным сравнение полученных таким образом результатов с параметрами керамики этого же соединения, впервые полученной нами методом пиролиза цитратных комплексов, позволяющим получать исходный материал в виде ультрадисперсного порошка с размером частиц порядка десятков нм и перемешивать компоненты на атомном уровне, что в свою очередь позволяет получить образцы керамики с плотностью, близкой к теоретической.

На рисунке приведена температурная зависимость электросопротивления керамики, полученной по стандартной и цитратной технологиям. Видно, что переход к металлическому типу проводимости происходит при температуре порядка 220 К. Видно также, что уже в поле $H = 15,5 \text{ кОе}$ при $T = 77 \text{ К}$ имеет место 40% падение сопротивления, характерное для КСМ, а исходное удельное сопротивление выше у образцов, полученных по цитратной технологии, что является предпочтительным для их практического применения.



Данные рентгеноструктурных исследований показали, что образцы керамики, полученные по цитратной технологии, отличались высокой степенью однофазности.

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ СВОЙСТВ ИТТРИЕВЫХ КЕРАМИК 1-2-3 ПРИ ЗАМЕЩЕНИИ БАРИЯ БЕРИЛЛИЕМ

Палчаев Д.К., Мурлиева Ж.Х., Омаров А.К., Булатов С.А.
367025, Махачкала, Дагестанский государственный университет

В настоящее время ведется поиск принципиально новых ВТСП материалов, а так же широко исследуется влияние различных замещений в уже ставших классическими композитах. В частности, проведен ряд исследований на иттриевой керамике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [1]. В работе [2] сообщается, что при замене бария другими элементами II группы – Sr, Ca, Mg, наблюдается тенденция снижения T_c , причем тем заметнее, чем меньше размер замещающего атома. У бериллия наименьший атомный размер из всех элементов II группы, поэтому согласно [2] замена бария бериллием не должна улучшать свойства сверхпроводящей керамики 1-2-3. Однако оказалось, что частичное (от 0,1 до 1%) замещение бария бериллием привело к неожиданному результату – сверхпроводимость не только сохранилась, но и повысилась температура перехода при прочих равных условиях [3]. Дальнейшее повышение содержание бериллия, согласно [3] снижает значение T_c .

Нами [4] были синтезированы материалы составов $Y(Ba_x Be_{1-x})_2Cu_3O_{7-\delta}$ методом твердофазного спекания [1]. Сверхпроводящими, вопреки утверждениям [3], оказались образцы с содержанием бериллия вплоть до 60%, в частности $Y(Ba_{0,8} Be_{0,2})_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $Y(Ba_{0,6} Be_{0,4})_2Cu_3O_{7-\delta}$. Причем, если у керамики 1-2-3 начало и конец перехода приходятся на интервал 92-86 К, то у выше упомянутых образцов, синтезированных в тех же условиях, он составляет 93,5-91К и 94-91К, соответственно. При высоких концентрациях бериллия сверхпроводящий переход заметно шире. У образцов, например, $Y(Ba_{0,4} Be_{0,6})_2Cu_3O_{7-\delta}$ он начинается со 100К, а заканчивается при 91 К. При задании параметров обжига, обеспечивающих одинаковую плотность по объему, для образца этого состава интервал сверхпроводящего перехода заметно уменьшается.

Температурный коэффициент электросопротивления всех образцов в нормальном состоянии повышается с увеличением концентрации бериллия. Эти коэффициенты для образцов, с содержанием бериллия 5% и 40% составляют $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ Ом·м/К и $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ Ом·м/К, соответственно. По абсолютной величине электросопротивление в зависимости от содержания бериллия может быть больше или меньше электросопротивления исходного $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Изотермы концентрационных зависимостей электросопротивления сверхпроводящих образцов при 100К и 300К имеют нелинейный характер. Наименьшим электросопротивлением обладают образцы содержащие 5% бериллия при прочих равных условиях. Причем, концентрационная зависимость при 300К более крутая, чем при 100К, т.е. сопротивления образцов вблизи T_c не сильно различаются между собой.

Для составов $Y(Ba_{0,2} Be_{0,8})_2Cu_3O_{7-\delta}$ - $YBe_2Cu_3O_{7-\delta}$ переход в сверхпроводящее состояние не наблюдается. Более того, характер температурных зависимостей электросопротивления в них явно полупроводниковый и тем больше, чем меньше содержание бария. Например, в образце с полным замещением бария в интервале от азотных до комнатных температур (~ 200 К) электросопротивление не линейно меняется на пять порядков. Изменение сопротивления в интервале от 273 К до 293 К составляет 5 кОм, т.е. примерно 250 Ом на 1 градус. Несмотря на то, что этот состав не обладает сверхпроводимостью, он представляет интерес, как материал для электронной техники.

Температурная зависимость теплопроводности измеренных образцов имеет вид, характерный для фонон-фононного рассеяния. В области сверхпроводящего перехода

аномалий теплопроводности не обнаружено. Возможно, здесь требуются более тщательные исследования. Добавки бериллия, при прочих равных условиях, повышают теплопроводность керамик 1-2-3. Например, при комнатных температурах более чем в три раза относительно керамики $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Полное замещение бария бериллием не только увеличивает теплопроводность (на порядок) но и ее температурный коэффициент.

Для оценок однородности полученных образцов была исследована микротвердость. При спекании образцов неизбежна некоторая неоднородность свойств по объему из-за градиентов при обжиге. Обнаружено, что увеличение содержания бериллия приводит к большей неоднородности свойств по объему образца. Это связано с тем, что допустимый температурный интервал спекания бериллийсодержащих образцов с оптимальными характеристиками более узкий, чем при спекании $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Для всех образцов с бериллием ВТСП наблюдается рекристаллизация. Причем, как показывают исследования, крупные зерна (до 1мм) имеют меньшую твердость, чем промежуточная среда с меньшей зернистостью. Это свидетельствует о том, что участки кажущейся рекристаллизации представляют собой не сплошные монокристаллы, а зерна с ажурным строением из кристалликов. При увеличении содержания бериллия твердость повышается более, чем в пять раз относительно $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, для составов с примерно равными долями бария и бериллия. При дальнейшем увеличении концентрации бериллия (образцы в которых не наблюдается сверхпроводимость) твердость снижается.

К общим особенностям бериллийсодержащих керамик можно отнести и то, что они обладают повышенной влагостойкостью. Кроме того, они не теряют сверхпроводящие свойства в течение ряда лет.

Т.о., варьируя состав и технологию синтеза оксидных материалов, в которых элемент второй группы замещен бериллием, можно получать вещества с широким спектром электрических свойств и высокой теплопроводностью.

Литература:

1. Электронная структура и физикохимические свойства высокотемпературных сверхпроводников./ Т.П. Швейник, В.А. Губанов, А.А. Фотиев и др. - М: Наука, 1990, 240 с.
2. Фотиев А.А., Кошечева С.И., Рождественский Ф.А., Полбицин Б.Н.// Физико-химические основы получения высокотемпературных сверхпроводимых материалов. Свердловск, Уральское отд. АН СССР, 1989, с. 3-10
3. Nishi Y., Tokunada S., Maeda D. // j. Mater. Sci. Lett. 1989, № 8, p. 237-239.
4. Палчаев Д.К. и др. Сверхпроводящий оксидный материал. Положительное решение о выдаче патента от 07.07.1997 по заявке № 95116911/03(029444) от 04.10.95.

INFLUENCE OF HIGH- T_c SUPERCONDUCTIVITY ON THE MAGNETIC STATE OF POSITRONIUM ATOMS

V.L.Sedov, O.A. Tsigel'nik, S.N.Kuznetsov

Department of Physics, University Moscow, Moscow 119899, Russia

At present the influence of superconductivity on positron annihilation effects in high- T_c superconductors has been investigated poorly. Experimental results show that the peculiarity of temperature dependence of annihilation parameters near T_c is connected with defects of lattice [1]. Interpretation of these effects, which suggest the formation of positronium atoms in microvoids of high- T_c superconductors, was suggested [1,2].

The positronium is not formed in the bulk of metals. However, it can be formed inside of metal voids made by vacancy clusters. As a result of the interaction of the positronium with conduction electrons its properties can differ greatly from the properties of a free Ps.

We propose to describe the interaction of such a positronium with its electronic environment in much the same way as it is done in the Anderson nondegenerate model for the magnetic impurity [2]. In framework of this model the effect of spin-electron relaxation corresponds to the phenomenon of positronium ortho-para conversion. It is known that the spin relaxation time $T_1 \sim \hbar/kT_K$, where T_K is the Kondo temperature. If $T_1 \ll \tau_{ps}^0$ ($\tau_{ps}^0 = 125\text{ps}$ is the lifetime of a free parapositronium), the "spin-average" positronium state are formed with the characteristic lifetime equal to $4 \times 125 = 500\text{ps}$. This is a "strongly" interacting positronium. The energy gap arising during the superconducting transition suppresses the Kondo-state (if $T_c > T_K$) and increases the value of T_1 . Thus, the temperature dependence of annihilation parameters near T_c can change abruptly. If $T_1 > \tau_{ps}^0$, the positronium spin state depends upon inside atomic relativistic interaction. In this case at sufficiently high T_1 the long-lifetime component ($\sim 1-2$ ns) corresponding to the orthopositronium is observed in positron lifetime spectra. This is a "weakly" interacting positronium.

The temperature dependence of positron lifetime spectra in ceramic Y-Ba-Cu-O and Bi-Sr-Ca-Cu-O was measured. It was established that the components of these spectra corresponding to strongly and weakly interacting Ps exist in these HTSC. As a result of irradiation $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ with fast electrons the intensities of positronium components increased [3].

The peculiarity of the temperature dependence of positron lifetime spectrum in Bi-Sr-Ca-Cu-O is observed in the T_c region for $T > T_c$. These peculiarities were interpreted as a result of influence of superconducting fluctuations on the positronium lifetime in voids [4].

It was concluded that the steplike decrease of positron lifetime observed in cuprates at the transition to the superconducting state is the general effect of the influence of superconductivity on the Ps state in voids.

[1]. V.L. Sedov: Izvestiya RAN Ser. Fiz., 1994, 58, no.4, 70

[2]. V.L. Sedov, S.N. Kuznetsov: Phys. Lett. A. 1994, 193, 413

[3]. V.L. Sedov, S.N. Kuznetsov, M.A. Hafiz, A.M. Mussalitin: Phys. At. Nucl., 1995, 58, no.7, 11983

[4]. V.L. Sedov et al.: Phys. Lett. A, 1996, 222, 455

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОЭДС ПОЛУПРОВОДНИКА В УСЛОВИЯХ ДАЛЕКИХ ОТ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ.

Гаджиалиев М.М.

Институт физики Дагестанского Научного Центра РАН 367003, Махачкала,
ул. М.Ярагского, 94, E-mail kamilov @ datacom.ru

Мощный нагрев поверхности полупроводника внешним источником тепла дает возможность создания большого градиента температуры (БГТ) в его объеме.

Известно, что при исследовании явлений переноса при БГТ следует учитывать вклад появляющихся при этом неравновесных, неосновных носителей тока [1].

В [2,3] показано, что условие возникновения БГТ, выражаемое неравенством $L_D > L_T$ в случае германия выполняется при $ГТ \geq 10^3 \text{к} \cdot \text{см}^{-1}$ (L_D - диффузионная длина неосновных носителей тока ; $L_T \equiv \Delta x \cdot \tau / \Delta T$ - приведенная длина ; T - абсолютная температура ; ΔT - разность температуры на длине Δx).

С целью изучения вклада неосновных носителей тока на кинетические эффекты в настоящей работе измерены термоэдс и поперечный эффект Нернста-Эттингсгаузена (Н.-Э.) на компенсированном электронном германии ($n \approx 2 \cdot 10^{11} \text{см}^{-3}$) при средней температуре 350к в интервале ГТ в пределе от 2 до $1,5 \cdot 10^3 \text{к} \cdot \text{см}^{-1}$. Указанный интервал ГТ обеспечивает возникновение условия далекого от термодинамического равновесия.

Найдено, что термоэдс возрастает при ГТ близком к БГТ. Указанный рост термоэдс обусловлен тем, что к обычной термоэдс добавляется термоэдс Бенедикса.

Постоянная поперечного эффекта Н.-Э. Q_{\perp} с ростом ГТ резко уменьшается в области БГТ. Знак Q_{\perp} остается отрицательным во всем интервале ГТ, что свидетельствует о том, что при данной температуре основные и неосновные носители тока рассеиваются на акустических колебаниях решетки.

Резкое уменьшение величины Q_{\perp} при БГТ, подчиняющееся зависимости пропорциональной $(\nabla T)^{-3}$ можно качественно объяснить падением эффективной подвижности при возникновении неравновесных, неосновных носителей тока.

[1] Тауц Я. Фото -и термоэлектрические явления в полупроводниках. // И. Л., М., 1962, с.340.

[2] Анатычук Л.И., Булат Л.П., Комолов Е.Н. Термоэдс Бенедикса в электронном германии. -ФТП, 1982, т.16, с.1711-1713.

[3] Гаджиалиев М.М. Явление Бенедикса в электронно-дырочной плазме германия. // В кн. "Плазма в полупроводниках" // Махачкала, 1984, с.21-25.

ФОРМИРОВАНИЕ ТЕРМОДИФФУЗИОННОГО СЛОЯ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

А.Г. Ахмедов

ИМ и М АВО РАН г. Комсомольск на Амуре

Формирование, свойства термодиффузионного фазового слоя на поверхности металлических конструкционных материалов актуальны в технологии машиностроения. Технология формирования таких слоев методом химико-термической обработки (ХТО) поверхности образца разработана и широко используется на практике. Образец помещается в герметический контейнер, содержащий мелкодисперсную смесь из внедряемого химического элемента, нейтральной среды для предотвращения спекания смеси и компонента, обеспечивающего перенос внедряемого элемента на поверхность образца. В силу ряда соображений (многокомпонентность и доступность) мы произвели обогащение образца сталь 45 в смеси, состоящий из хлористого аммония и кварц-турмалиновых отходов (КТО) Солнечного ГОК, богатых содержанием многих химических элементов и соединений. Концентрация элементов на поверхности образца изменяется после ХТО. Для некоторых (Mn, Ni, P) концентрация уменьшается, для других (Mo, W, V) она остается без изменений. Содержание Ti, Sn, S, Al, Si, Sn многократно возрастает. Эти результаты делают актуальным вопрос о технологии формирования термодиффузионных фазовых слоев на поверхности металлических материалов.

Содержание элементов исследовалось и на глубине 20 мкм от поверхности образца, что позволило оценить коэффициенты их диффузии.

**Пленарные доклады
(фазовые переходы и
критические явления в
жидкостях)**

АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА АЛЬТЕРНАТИВНОГО ФРЕОНА HFC-143 ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ

Шиманская Е.Т. **Шиманский Ю.И.**, Жукова М.И., Даниленко Е.Г.

Киевский университет имени Тараса Шевченко, Физический ф-т, кафедра молекулярной физики, Украина, 252022 Киев, просп. Глушкова, 6

E-mail: shima@roller.ukma.kiev.ua

Исследуемый объект HFC-143a относится к ряду альтернативных фреонов, которые являются заменителями озонпоглощающих фреонов метанового ряда. Изучению физических свойств этих веществ в последнее время уделяется большое внимание. С практической точки зрения знание свойств сосуществующих жидкой и газовой фаз, критического поведения альтернативных фреонов и их критических параметров необходимы для проектирования холодильных систем, в которых используются эти альтернативные фреоны. С теоретической точки зрения важно знать экспериментально определенные числовые значения критических индексов в масштабных уравнениях физических свойств для проверки гипотезы универсальности, согласно которой жидкие системы относят к классу универсальности трехмерных изингоподобных систем.

Целью данной работы является изучение асимптотического поведения альтернативного фреона HFC-143a на кривой сосуществования (КС) и определение экспериментального значения критического индекса β_0 для параметра порядка в терминах $(n_l - n_g) / 2n_c$, $(F_l - F_g) / 2F_c$, где n_l , n_g , F_l , F_g - показатели преломления и функции Лорентц-Лоренца для сосуществующих жидкости (l) и газа (g), соответственно, n_c и F_c - критические значения этих величин. Для исследований взяты рефрактометрические данные, полученные в [1], авторы которых для описания температурной зависимости параметра порядка в терминах плотностей, полученных из рефрактометрических данных, применяют трехчленное скейлинг уравнение с фиксированными индексами β_0 , $\beta_0 + \Delta$, $\beta_0 + 2\Delta$, где $\beta_0 = 0.325$, $\Delta = 0.5$, т.е. бездоказательно относят HFC-143a к классу универсальности трехмерных изингоподобных систем.

В данной работе при аппроксимации экспериментальных данных применялся метод обработки, основанный на определении показателей степени и амплитуд масштабного уравнения КС как свободных параметров при машинной вариации T_c и n_c для всех возможных интервалов температур вблизи критической точки. Получено уравнение для температурной зависимости параметра порядка с экспериментальным значением предельного показателя степени, равного $\beta_0 = 0.350 \pm 0.002$, т.е. альтернативный фреон HFC-143a на линии насыщения ведет себя подобно молекулярным жидкостям, исследованным в [2-4], поведение КС которых не соответствует поведению КС трехмерных изингоподобных систем. Показана некорректность описания экспериментальных данных в [1] при применении метода фиксированных теоретических значений индексов.

1. Yu.Yata, M.Hori, and K.Kohno, Conference Book of the 14th European Conference on Thermophysical Properties 16-19 September 1996, Lion-Villeurbanne, France, p. 479,
2. Yu.I.Shimansky, and E.T.Shimanskaya, Intern.Journ.Thermophys. 17, N3, p.651-662 (1996),
3. E.T.Shimanskaya, Yu.I.Shimansky, and A.V.Oleinikova, Intern. Journ. Thermophys. 17, N3, p.641-649 (1996),
4. E.T.Shimanskaya, and Yu.I.Shimansky, High Temp.- High Press. 1997, v.29, p.509-518.

ПЗ-2
КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ЖИДКОСТЯХ.

Степанов Г.В.

Институт физики ДНЦ РАН, г. Махачкала, Россия.

В институте физики Дагестанского научного центра РАН проводятся комплексные исследования теплофизических свойств однокомпонентных, бинарных и тройных жидких систем в окрестности критических точек. Эксперимент включает в себя опытное определение изохорной теплоемкости, P, V, T - свойств, вязкости, теплопроводности и поверхностного натяжения. Для измерения изохорной теплоемкости и P, V, T — свойств использовался адиабатный калориметр Х.И.Амирханова, вязкость исследована с помощью метода капилляра, теплопроводность изучена на установке, реализующей метод плоского слоя.

Данные об изохорной теплоемкости получены для обычной и тяжелой воды, восьми гомологов алканового ряда, шести гомологов ряда алифатических спиртов, углекислоты, четырехоксида азота, водных растворов гидрата окиси натрия, гидрата окиси калия и хлористого натрия, смесей n -пентан- n -гептан, вода- n -гексан, вода- n -гептан, n -декан-углекислота и вода- n -гексан- n -пропанол. На основе экспериментальных данных изохорной теплоемкости для широкой окрестности критических точек составлено уравнение состояния, использующее гипотезу о “псевдоспинодали”. Уравнение учитывает все основные положения масштабной теории критических явлений и с высокой точностью аппроксимирует как непосредственно данные о теплоемкости C_v , так и P, V, T - данные и другие термодинамические свойства.

Анализ экспериментальных данных о вязкости n -пентана, n -гептана и их смесей показал, что критическая аномалия вязкости наблюдается в узкой окрестности критической температуры ($\sim 3,7\text{K}$). Величина аномалии составляет $\sim 35\%$ от значения полной вязкости. Экспериментальные данные обработаны кроссоверным уравнением, которое полностью определяет слабые аномалии, присущие вязкости вблизи критической точки и которое может быть использовано для расчета σ исследованных веществ от идеально-газового состояния до плотности $2\rho_k$

Исследование коэффициента поверхностного натяжения n -пентана позволило определить критические индексы и амплитуды, а также рассчитать универсальные комплексы критических амплитуд, которые могут быть использованы для предсказания асимптотических свойств различных термодинамических функций вблизи критической точки.

Экспериментальное исследование изохорной теплоемкости бинарной смеси n -гексан-вода дало возможность определить линии критических точек жидкость-жидкость и жидкость-газ и найти параметры верхней конечной критической точки. При постоянном составе, соответствующем азеотропному составу, показатель β соответствует значению, рекомендуемому гипотезой масштабной инвариантности.

При всех других концентрациях исходных веществ изохорная теплоемкость в области перехода жидкость-газ изменяется с перенормировкой критического индекса.

Исследование C_v, P, V, T - свойств трехкомпонентной системы вода- n -гексан- n -пропанол показывает, что при анализе формы пограничных кривых можно использовать точки крикондентермы.

Работа выполняется при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (N 96-02-16777).

**МОДЕЛИРОВАНИЕ КРИТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В НЕФТЕГАЗОНОСНЫХ
БАССЕЙНАХ****А.Н. Степанов,**

ДООАО ВолгоградНИПнефть, 400005 Волгоград пр.Ленина 96,

E-mail nipineft@vlink.ru,**В.А.Мирская,**

Институт Физики ДНЦ РАН, 367003 Махачкала ул.Ярагского 94,

E-mail kamilov@datacom.ru ,**И.К.Карпов,**

Институт Геохимии СО РАН, 664033 Иркутск ул. Фаворского 1а,

E-mail ikarpov@igc.irkutsk.su.

Разработка теоретически обоснованных достоверных методов прогноза и диагностики фазово-генетических типов углеводородных (УВ) скоплений и зон распространения критических УВ систем является одной из центральных проблем современной геохимии нефти и газа.

В работе содержится анализ состояния проблемы прогноза и диагностики критических УВ систем, основанных на различных подходах, методологиях и обобщение результатов исследований в этой области, выполненных авторами.

При этом рассмотрены две концепции происхождения УВ скоплений – “органическая” и “неорганическая” в единстве их взаимодействия.

С помощью программного комплекса “Селектор-С” было установлено, что энергетическая емкость метастабильных тяжелых УВ по геобаротерме имеет два максимума: один в земной коре, другой – в узкой зоне астеносферы. Энергетическая емкость метастабильного УВ флюида на глубинах 30-80 км сопоставима с подобной тринитротолуола. Бескислородная детонация С-Н флюида сопровождается выделением энергии, достаточной, чтобы инициировать землетрясения и т.п. процессы.

В рамках органической концепции “in situ”, в основу которой положена схема прогрессирующей термokatалитической деградации (деструкции) рассеянного органического вещества (РОВ) единственно строгое решение баланса его преобразований может быть получено методом минимизации потенциала Гиббса во всех фазах природного процесса (газ-жидкость-твердые фазы-РОВ). Объемы генерируемого газа сапропелевым РОВ рассчитывались в диапазоне градаций литогенеза ПК-графит для терригенных глинистых отложений по элементному составу (С-Н-О-N-S) остаточного РОВ.

По этим данным максимум генерации углеводородных газов (УВГ) отмечается в зоне главной фазы нефтеобразования (ГФН) на градациях ПКЗ-МК1 для рассматриваемого типа РОВ и пород.

С использованием средних данных по составу РОВ, нефтей и газов мы рассчитали среднюю гипотетическую критическую температуру генерирующихся углеводородных систем ($T_{кр}$) и, сравнили ее с T вмещающих отложений ($T_{пл}$).

В нашем случае для установления общей закономерности изменения $T_{кр}$ по разрезу НГБ использовалось уравнение Ли, в котором $T_{кр}$ представлено функцией мольной доли компонентов и их критическим объемом.

Низкие отрицательные $T_{кр}$ характерны для газов первой генерации (и, наоборот, - самые максимальные до $1000^{\circ}C$ и более характерны для высокомолекулярных структур ОВ, сформированных к конечному этапу диагенеза и не подвергавшихся еще термokatалитической деструкции).

С началом протокатагенеза и генерации уже и жидких УВ происходит рост $T_{кр}$ и переход УВ систем в жидкую фазу ($T_{кр} > T_{пл}$) до наступления ГФН, однако не-

сколько ранее происходит сближение $T_{пл}$ и $T_{кр}$, что соответствует первой верхней области критических явлений.

В дальнейшем, в зоне позднего мезокатагенеза МК3-МК4 происходит падение $T_{кр}$ в результате прекращения генерации жидких УВ, и она уже вновь сближается с $T_{пл}$ (при постоянном росте последней с увеличением глубины), что характеризует вторую, - нижнюю область критических явлений. В зоне апокатагенеза $T_{кр}$ снижается вновь до отрицательных значений, тем самым укрепляя стабильность газовой фазы в условиях глубоких горизонтов осадочного чехла НГБ.

Таким образом, по данным термодинамического моделирования в вертикальном разрезе НГБ выделяются две области (верхняя и нижняя) распространения критических явлений, а во всем разрезе осадочного чехла НГБ зона метастабильного распределения УВ скоплений.

В работе приводятся фактические данные по соотношению $T_{кр}$ и $T_{пл}$, Р-Т условия и глубины их размещения в различных НГБ земного шара.

Исходя из рассматриваемой схемы истощения УВ потенциала РОВ сапропелевого типа и в пределах принятого множества эмпирических ограничений, предложена классификация фазово-генетических типов УВ скоплений по разрезу НГБ. В работе также выполнено согласование термодинамических, эмпирических, физико-химических и углепетрографических данных.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИКИ НЕРАВНОВЕСНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ В ЖИДКОСТЯХ

Г.П.Быстрай

Уральский государственный университет, 620083 Екатеринбург,
пр. Ленина 51, E-mail: gennadyi.bystrai@usu.ru

Доклад посвящен исследованию кинетики фазовых переходов первого рода вблизи критической точки в реальных жидкостях, описываемых в равновесии модельным уравнением состояния в вириальной форме:

$$P=LT(\rho +V_1\rho^2+ V_2\rho^3+V_3\rho^4 + \dots), \quad (1)$$

здесь L, V_1, V_2, V_3 - константы; P - давление, ρ - плотность, T - температура.

Получение кинетических уравнений осуществляется в несколько этапов: во-первых, уравнение (1) приводится к канонической форме и методами теории катастроф [1] исследуются его геометрические особенности в зависимости от числа констант и получаемого при этом типа катастрофы (k -размерность катастрофы), во-вторых, для неравновесных процессов решается задача с последствием, описывающая запаздывание параметра порядка относительно времени начала действия внешнего поля; в-третьих, в рамках полученных кинетических уравнений проводится анализ процессов самоорганизации, в том числе возникновение зародышей новой фазы с пространственными и временными областями локализации.

1. Уравнение состояния, первоначально при $V_3=0$, приводится к канонической форме катастрофы сборки с помощью преобразования Чирнгаузена [2] с параметром порядка, определяемым относительно средней плотности системы жидкость-газ: $\eta = \rho - \rho_k$, где $\rho_k = (\rho_L + \rho_G)/2$ (в классической теории [3,4]- $\eta = \rho - \rho_c$). Параметры получаемого при этом уравнения состояния в канонической форме -

$$\eta^3 + a^* \eta + b^* = 0, \quad \text{где } b^* = -2(\rho_k^* - 3\rho_k^*/2 + P^*/2T^*),$$

определяются через трижды вырожденную особую (критическую) точку $\eta=0$, $a^*=0$, $b^*=0$. Это позволяет представить параметры (1) в виде: $V_1 = -\rho_k^*/\rho_c$, $V_2 = 1/3 \rho_c^2$, $L = 3P_c/T_c \rho_c$. Параметры критической точки устанавливают при таком подходе масштабы изменения термодинамических переменных, управляющих параметров и, тем самым, принцип соответственных состояний как геометрический принцип при $T^* = T/T_c$, $\rho^* = \rho/\rho_c$, $P^* = P/P_c$, $\rho_k^* = \rho_k/\rho_c$, $\eta^* \equiv \eta/\rho^* - \rho_k^*$.

Термодинамическая сборка характеризуется термодинамическим потенциалом $F^*(\eta, a^*, b^*) = \eta^4/4 + a^* \eta^2/2 + b^* \eta$, продолженным в метастабильную область при $b^* \neq 0$. Условию равновесия фаз соответствует $b^*=0$ (при $a^* \neq 0$, $\eta \neq 0$). В состоянии полного равновесия η является однозначной функцией температуры. Макронеравновесные состояния могут быть созданы, например, быстрым охлаждением пара или перегревом жидкости, тогда отклонение от линии сосуществования фаз задается разложением: $b^* = \pm 2[(-\varepsilon) + \varphi(-\varepsilon)^2 + \dots]$, где $(-\varepsilon) \equiv 1 - T^*$, при этом оба управляющих параметра сборки взаимосвязаны: $(a^*/3)^{1/2} + (b^*/2)^{1/3} = 0$. Бинодаль в рамках первого приближения ($\varphi = 0$) описывается следующими соотношениями для разности плотностей фаз: $\rho_L^* - \rho_G^* = 2\sqrt{3}(-\varepsilon)^{1/3}$, где $\rho_m^* = \rho_k^* \pm \sqrt{3}(-\varepsilon)^{1/3}$, ($m=L, G$ - индексы фаз). Давление на кри-
вой сосуществования фаз - $P_S^* = T^* \rho_k^* \rho_L^* \rho_G^*$; уравнение состояния - $P^* = P_S^* + T^*(\eta^3 + a^* \eta^*)$; средняя плотность фаз - $\rho_k^* = (1 + (-\varepsilon)^{2/3})^{1/2}$.

2. Макронеравновесные состояния могут быть также созданы при действии внешнего переменного поля давления $P^*(t-\tau)$, если релаксация $\eta(t)$ к равновесному значению замедлена по сравнению с временем элементарных процессов релаксации, например, со временем диффузионного перескока молекул, на величину τ . Раскладывая в ряд $P^*(t-\tau) = P^*(t) - \tau \partial P^*(t) / \partial t$ и учитывая, что $P^*(t) \equiv P_s^*$ и $\partial P^* / \partial t = -2T^* a^* = \text{const}$, получаем для однородных по параметру порядка сред кинетическое уравнение: $\eta_t = \eta - \alpha \eta^3$, где $t \equiv t/2\tau$, $\alpha = -1/a^* = 1/3 \rho c^2 (-\varepsilon)^{2/3}$. Для неоднородных сред на основе классического приближения Орнштейна-Цернике, можно доказать справедливость следующего кинетического уравнения в приведенной форме:

$$\eta_t = g(\eta_{xx} + \eta_{yy} + \eta_{zz}) + \eta - \alpha \eta^3, \quad (2)$$

параметром которого является величина $g = 2D/3(-\varepsilon)^{2/3}$; здесь коэффициент диффузии $D \neq D(x,y,z)$. Уравнение (2) описывает в том числе волну фазовых переходов, распространяющуюся с постоянной скоростью, амплитуда которой стремится к одному из постоянных значений $\sqrt{1/\alpha} = \pm \sqrt{3}(-\varepsilon)^{1/3}$. Выход на автомодельное решение означает уменьшение степеней свободы системы и выделение основных параметров порядка $\eta_L = +\sqrt{3}(-\varepsilon)^{1/3}$, $\eta_G = -\sqrt{3}(-\varepsilon)^{1/3}$, к которым подстраиваются все остальные. Получаемые для них два подобных кинетических уравнения могут быть также приведены к одному комплексному уравнению типа

$$W_t = W + (1+iC_1)(W_{xx} + W_{yy} + W_{zz}) - (1+iC_2)|W|^2 W, \quad W = \eta_L + i\eta_G.$$

3. Решения при $D=D(x,y,z)$ в (2) позволяют описать пространственную кинетику формируемых ассоциатов, например, капелек жидкости в паровой фазе. Так, вблизи критической точки при $T^* < 1$ в одномерной задаче уравнение (2) примет вид:

$$\eta_t = (g(\eta)\eta_x)_x + Q(\eta), \quad (3)$$

где $g(\eta) = g_0 \eta^\sigma$, $Q(\eta) = q_0 \eta^\lambda$, здесь $g_0 = 2D(-\varepsilon)^{-2/3}/3T^*$, $q_0 = (-\varepsilon)^{-2/3}/3T^*$, $\lambda = 3 > \sigma + 1$.

Особенности решений уравнения типа (3) были численно исследованы в работах Самарского А.А. с сотрудниками в теплофизических задачах с обострением [5], в которых получены размеры локализуемых структур $G_L = (2\pi/\sigma)\sqrt{\sigma+1}(g_0/q_0)^{1/2}$, время их жизни t_f и др. Все они могут быть определены в явной форме.

Катастрофа сборки дает следующие значения критических индексов: $\beta = 1/3, \delta = 3, \alpha' = 2/3, \gamma' = 2/3, \nu = 4/9$ (при $d=3$). В классе универсальности с тремя управляющими параметрами (при $B_3 \neq 0$) индексы равны: $\beta = 1/3, \delta = 4, \alpha' = 1/3, \gamma' = 1, \nu = 5/9$ (при $d=3$); здесь $\delta = k+1, \alpha' = \beta(4-k), \gamma' = \beta k, \nu = \beta(k+2)$, k - размерность катастрофы ($k=2$ - сборка, $k=3$ - "ласточкин хвост"), росток катастрофы - η^{k+2} .

Приведенная форма полученных уравнений относительно значений в критической точке (для других сред аналогом этой точки является точка Кюри) позволяет использовать их, учитывая определенные аналогии между средами [4], для описания неравновесных фазовых переходов в магнетиках, сегнетоэлектриках и т.п.

Литература

1. Гилмор Р. Прикладная теория катастроф. Т.1 - 2. М.: Мир, 1984.
 2. Брус Дж., Джиблин Ф. Кривые и особенности. М.: Мир, 1988.
 3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976.
 4. Стенли Г. Фазовые переходы и критические явления. М.: Мир, 1974.
- Курдюмов С.П., Малинецкий Г.Г., Потапов А.Б. и др. Структуры в нелинейных средах // Компьютеры и нелинейные явления. М.: Наука, 1988.

ПЗ-5
**ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ЖИДКИХ ПРОСТЫХ ЭФИРОВ В КРИТИЧЕСКОЙ
ОБЛАСТИ**

Сафаров М.М., Зарипова М.А.

Технологический университет Таджикистана

734055 г. Душанбе, ул. Н. Карабаева 63/3

E-mail: mahmad @ td.silk.glas.ape.org

Ранее была измерена теплопроводность жидкого и газообразного простых эфиров в интервале температур (293-753)К и давлений (0,101--49,1)МПа. Теплопроводность жидких простых эфиров (диметил, диэтил, дибутил, дипропил, диаллил, диамил, дигексил, дигептил, диоктил, метилпропил, метилэтил, метилбутил, метилгексил, метилгептил, метилоктил) впервые нами исследована в критической и закритической области параметров состояния.

Для измерения теплопроводности жидких простых эфиров в критической и закритической области нами разработана и собрана экспериментальная установка, работающая по цилиндрическому бикалориметру регулярно теплового режима первого рода.

Установка в основном состоит из цилиндрического бикалориметра, прижимного сосуда высокого давления, грузопоршневого манометра МП-2500, электроизмерительных приборов и автоматизированного теплофизического комплекса АТК.

Автоматизированный теплофизический комплекс состоит из диалогового вычислительного комплекса ДВК-3М, устройство сопряжения с объектом УСО, нормирующих усилителей с блоком вентиляторов БВ, блока теристорных регуляторов мощности.

Общая относительная погрешность измерения теплопроводности простых эфиров при доверительной вероятности $k = 0,95$ равна 4,5%.

Установлено, что в критической области теплопроводность простых эфиров проходит через максимум. Температурный интервал измерения теплопроводности около критической области составлял 3 - 5 К.

Теплопроводность простых эфиров в критической области изучалась при различных толщинах исследуемого слоя и различных перепадах температуры. Аномальное изменение теплопроводности жидких простых эфиров наблюдалась даже при минимальных толщинах ($r = 0,47$ мм) и перепада температур ($\Delta t = 1,69$ С) и видимо, это явление связано со структурными особенностями простых эфиров в этом районе параметров состояния.

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ЛИНИИ ПАРООБРАЗОВАНИЯ ДВОЙНЫХ РАСТВОРОВ

Мартынец В.Г., Безверхий П.П., Матизен Э.В.

Институт неорганической химии СО РАН, 630090, Новосибирск,
пр. академика Лаврентьева, 3
e-mail: mart@casper.che.nsk.su

Рассмотрено поведение кинетических коэффициентов двойных газовых смесей в широкой окрестности критической линии парообразования. Показано, что в области не слишком близкой к критической точке раствора аномальное уменьшение коэффициента взаимной диффузии компонентов определяется не уменьшением подвижности молекул, а резким уменьшением термодинамической силы – градиента химического потенциала диффундирующего компонента. Предложены термические уравнения состояния, как чистого вещества, так и бинарных смесей, основанные на современных теориях. Коэффициенты уравнений определялись аппроксимацией прецизионных экспериментальных данных, полученных нами. Эти уравнения позволяют вычислить свободную энергию Гиббса и все термодинамические производные, включая производные от химического потенциала, необходимые для описания поведения температурных зависимостей кинетических коэффициентов. Определены кроссоверные температуры перехода от указанных выше зависимостей к асимптотическому скейлинговому поведению, предсказываемому теорией фазовых переходов 2-го рода. Следует отметить, что область асимптотического поведения очень мала (до 10^{-3} по приведенной температуре), и, таким образом, описание, предлагаемое нами, справедливо практически во всей экспериментально доступной области. Результаты проведенных нами экспериментов по изучению температурных зависимостей коэффициентов взаимной диффузии в двойных газовых смесях находятся в хорошем согласии с вычислениями, проведенными с помощью уравнений состояния. Это совпадение говорит о правильности наших теоретических представлений о природе и характере кинетических процессов, происходящих в области существенной неидеальности двойных газовых смесей.

Критические явления в жидкостях

ТОПОЛОГИЯ ОБЛАСТИ ТРЕХ ЖИДКИХ ФАЗ И ПРИБЛИЖЕНИЕ К ТРИКРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКЕ В ЧЕТЫРЕХКОМПОНЕНТНОЙ СИСТЕМЕ ВОДА-ИЗОПРОПИЛОВЫЙ СПИРТ -н-ОКТАН-БРОМИД КАЛИЯ

К.К.Ильин, Д.Г.Черкасов

Саратовский государственный университет, ул.Астраханская 83,

Саратов 410026, Россия

E-mail: ilin@scnit.saratov.su

<http://www.ssu.runnet.ru/>

Возможность существования критических точек высшего порядка, в которых три или более фаз становятся одновременно идентичными, была предсказана теоретически Ван-дер-Ваальсом и Констаммом в 1912 году [1]. Однако это предсказание долгое время не получало экспериментального подтверждения, так как очень трудно определить параметры системы, при которых при равных объемах всех трех фаз одновременно могут исчезнуть два мениска на границах раздела фаз. В четверной системе при постоянном давлении трикритическая точка является неинвариантной и её можно обнаружить изменением температуры и состава. Впервые трикритическая точка для равновесия жидкость - жидкость - жидкость была открыта Мерцлиным и Никурашиной в четверной системе вода-этанол-бензол-сульфат аммония при 49 °С в 1962 году [2]. В последнее время усилия исследователей направлены на детальное изучение размера и формы области трех жидких фаз, а также положения критических нод этой области, с изменением температуры при приближении к трикритической точке.

Согласно выработанным нами критериям была специально подобрана четырехкомпонентная система вода(1)–изопропиловый спирт(2)–н-октан(3)–бромид калия(4), в которой осуществляется равновесие трех жидких фаз [3], возникающее, очевидно, из трикритической точки. Настоящая работа посвящена политермическому изучению равновесия трех жидких фаз и определению параметров трикритической точки в четверной системе при постоянном давлении.

Исследование трехфазного состояния $l_1l_2l_3$ (l_1 - фаза, богатая н-октаном; l_2 - фаза, богатая спиртом; l_3 - фаза, богатая водой и солью) проводили визуально-политермическим методом в запаянных стеклянных ампулах в смесях компонентов восьми разрезов(I-VIII) тетраэдра состава в интервале 298-348K(I, II, VI-VIII) и 318-348K(III-V). Все разрезы проведены через ребро тетраэдра, отвечающее двойной системе (1)-(4), и точки ребра, отвечающего системе (2)-(3), со следующим содержанием октана: 10.00(I), 18.00(II), 22.00(III), 22.50(IV), 23.00(V), 25.00(VI), 32.00(VII), 41.10(VIII) масс.%. Смеси компонентов готовили взвешиванием на аналитических весах с погрешностью $\pm 0.01\%$. Погрешность определения температуры фазового перехода из двух- в трехфазное жидкое состояние и обратно составила $\pm 0.1^\circ\text{C}$. Критические точки критических нод K_{21l_3} и K_{23l_1} определяли подбором смесей, которые при температуре фазового перехода характеризовались равенством объемов двух жидких фаз (l_2 и l_1 или l_2 и l_3), находящихся в равновесии с третьей некритической фазой (l_3 или l_1 , соответственно). Для каждого разреза в координатах состав–температура построили кривую максимальных температур существования трех жидких фаз и определили координаты её максимума. В этих же координатах построили линии критических точек K_{21l_3} и K_{23l_1} , являющихся результатом пересечения плоскостью разреза соответствующих критических поверхностей, образуемых при движении критических нод K_{21l_3} и K_{23l_1} области трех жидких фаз с температурой.

На плоскости каждого разреза тетраэдра состава построили изотермические контуры поля трех жидких фаз при нескольких температурах и линии критических точек K_{21l_3} и K_{23l_1} . Установлено, что с повышением температуры размеры этого поля уменьшаются и оно исчезает из плоскости разреза через критическую точку K_{23l_1} при 343.45K(II) и 337.55K(VIII), либо через критическую точку K_{21l_3} при 343.75K(VI) или же через обычную некритическую точку при 340.15(I), 344.25(III,V), 344.35(IV), 342.25K(VII). Была построена результирующая кривая температурных максимумов существования трех жидких фаз по значениям температурных максимумов всех разрезов. Её максимум соответствует координатам трикритической точки: $T_{123}=344.4 \pm 0.1K$, $w(1)=26.30 \pm 0.13$, $w(2)=55.25 \pm 0.28$, $w(3)=16.04 \pm 0.08$, $w(4)=2.41 \pm 0.01$ масс. %.

Полученные по всем разрезам результаты позволили построить перспективные проекции области трех жидких фаз и отрезков критических нод на различные грани тетраэдра состава при 323.15, 333.15, 338.15 и 343.15K. При всех температурах область трех жидких фаз находится внутри объёма двухфазного жидкого состояния и заключена между критическими нодами K_{21l_3} и K_{23l_1} , расположенными под некоторым углом друг к другу. С повышением температуры область $l_1l_2l_3$ уменьшается в размерах и изменяется по форме; при этом длина критических нод и угол между ними уменьшаются. При температуре 343.15K, наиболее близкой к T_{123} , эта область значительно искривляется, критические ноды становятся почти параллельными друг другу и имеют наименьшую длину. Область трех жидких фаз с повышением температуры смещается к грани, отвечающей тройной системе (1)-(2)-(3), и ребру (2)-(3) тетраэдра состава. Анализ полученных результатов подтвердил гипотезу Гриффитса[4], что область трех жидких фаз стягивается в точку, лежащую вне её.

1. J.D.Van der Waals and Ph.Kohnstamm. Lehrbuch der Thermodynamik. Leipzig: Barth, 1912, s.39-40.
2. Г.С.Радышевская, Н.И. Никурашина, Р.В. Мерцлин. Журн. общ. химии. 1962. Т.32, №3. С.673-676.
3. К.К.И'ин, D.G.Cherkasov, S.A.Yakushev. 14th IUPAC Conference on Chemical Thermodynamics: Program and Abstracts,- Osaka, Japan, August 25-30, 1996, p.137.
R.B.Griffiths. J.Chem.Phys. 1974. Vol.60, №1. P.195-206.

А3-2

ВЛИЯНИЕ ЗАРЯДЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА СВОЙСТВА ЖИДКОСТНЫХ СИСТЕМ ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ.

Алёхин А.Д., Абдикаримов Б.Ж., Булавин Л.А., Рудников Е.Г.

Киевский университет имени Тараса Шевченко, 252022, Украина, г. Киев,
просп. Глушкова, 6, Физический факультет; e-mail: JuraOst@tower.ups.kiev.ua

Согласно флуктуационной теории фазовых переходов [1] жидкостная система вблизи критической точки (КТ) может рассматриваться как дисперсно-флуктуационная система с размером частиц порядка радиуса корреляции R_c . Флуктуационная часть свободной энергии такой системы имеет вид [2]

$$F_{0\phi} = N_{\phi} kT \quad (1)$$

Здесь $N_{\phi} \sim V_k / \{ (4/3)\pi R_c^3 \}$ - число невзаимодействующих между собой флуктуационных кластеров размера R_c в критическом объёме V_k вещества.

Ранее в работах [3] определено количество этих флуктуационных кластеров в одном моле вещества вдоль направления критической изохоры ($\rho = \rho_k$)

$$N_{\phi}(t > 0) = 3 \cdot 10^{29} t^{3\nu} \quad (2)$$

Здесь $\nu = 2/3$ - критический индекс [1], $t = (T - T_k) / T_k$, ρ_k , T_k - критические плотность и температура жидкости.

Как видно из (2), число таких флуктуационных кластеров, которое зависит от величины радиуса корреляции R_c , изменяется с температурой t . При подходе к критической температуре ($t \rightarrow 0$) их число уменьшается.

Добавим в такую флуктуационную систему некоторое количество заряженных частиц (например ионов) $N_z = x_z N_A$ (x_z - молярная концентрация заряженных частиц, N_A - число Авогадро). Эти частицы поляризуют окружающую среду и на их основе возникают заряженные сольватные комплексы, размеры которых превышают размеры нейтральных молекул диэлектрической жидкости. При подходе к критической температуре на основе этих комплексов возникают флуктуации плотности или концентрации, число которых $N_{z\phi}$ равно N_z . Таким образом, такая жидкостная система вблизи КТ представляет собой смесь N_{ϕ} незаряженных флуктуаций и $N_{z\phi}$ заряженных.

В реальной ситуации в неоднородной жидкости при подходе к КТ происходит возрастание R_c незаряженных флуктуационных кластеров ($R_{c1}(t) = r_1 t^{-\nu}$). Вместе с этим увеличивается также и размер флуктуаций, которые образуются на основе внесенной заряженной частицы ($R_{c2}(t) = r_2 t^{-\nu}$). Следует отметить, что амплитуда r_2 такой заряженной системы зависит от размера сольватного комплекса, который образовался на основе заряженного иона и значительно превышает амплитуду r_1 обычной незаряженной флуктуации. Из этого следует, что $R_{c2} > R_{c1}$. Необходимо подчеркнуть также, что если при подходе к КТ число N_{ϕ} уменьшается (2), то число $N_{z\phi}$ остаётся постоянной величиной, равной числу внесенных в систему заряженных ионов N_z . То есть, при подходе к КТ концентрация заряженных флуктуаций в системе возрастает. Средний радиус корреляции можно записать в виде

$$\overline{R_c}(t) = \frac{N_{\phi} R_{c1} + N_{z\phi} R_{c2}}{N_{\phi} + N_{z\phi}} \quad (4)$$

Вблизи направления критической изохоры, при условии, что $N_{\phi} \gg N_{3\phi}$, з (4) имеем

$$\overline{R_c}(t) = r_1 t^{-v} [1 + (r_2/r_1 - 1)t^{-3v} x] = r_{e\phi} t^{-v_{e\phi}} \quad (5)$$

Исходя из того, что $r_2 > r_1$, из (5) следует, что $r_{e\phi} > r_1$, и $v_{e\phi} > v$. То есть средний размер флуктуации $\overline{R_c}(t, h)$ превышает $R_{c1}(t, h)$, а его температурная зависимость (5) сильнее, чем $R_{c1} \sim t^{-v}$ в диэлектрической жидкости.

Отсюда следует, что интенсивность рассеянного света или нейтронов в жидкостной смеси диэлектрик-ионная система ($I \sim [\overline{R_c}(t)]^2$) должна превышать $I \sim [R_{c1}(t)]^2$ в системе диэлектрической. Сделанные выводы были проверены с помощью экспериментальных данных малоуглового рассеяния нейтронов вблизи критической температуры расслоения диэлектрического раствора триметилпиридин-тяжёлая вода (ТМП-D₂O) и при добавлении к нему малых концентраций ионов K⁺Cl⁻ ($x_1 = 5 \cdot 10^{-6}$) и ионов Na⁺Cl⁻ ($x_2 = 2,5 \cdot 10^{-5}$) [4]. Анализ этих данных, проведенный в [5] показывает, что рассеяние нейтронов в заряженных растворах ТМП-D₂O+K⁺Cl⁻ и ТМП-D₂O+Na⁺Cl⁻ значительно превышает I в диэлектрическом растворе ТМП-D₂O.

Таким образом, все эти экспериментальные результаты качественно подтверждают выводы данной работы про увеличение флуктуаций в системе вблизи КТ при добавлении заряженных частиц в диэлектрическую жидкость. То есть, данная ионная система характеризуется неклассическим поведением вблизи критического состояния и для таких заряженных жидкостных систем вблизи КТ необходимо ожидать увеличения вязкости жидкости, времени релаксации τ , а также уменьшения коэффициента диффузии D.

Литература

1. Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. Л.: Наука, 1975, - 253 с.
2. Анисимов М.А. Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах. М.: Наука, 1987. - 271 с.
3. Алёхин А.Д. Критические явления жидкость-пар в гравитационном поле. Диссертация доктора физ.-мат. наук. Киев. 1994. 295 с.
4. Булавин Л.А., Олейникова А.В., Копыльчук А.В. // Вестник Киевского университета. Серия физ.-мат. науки. 1996. Вип.2. - С. 288.
5. Алёхин А.Д., Абдикаримов Б.Ж., Булавин Л.А. Влияние заряженных частиц на поведение неоднородной жидкости в гравитационном поле вблизи критической точки. // Укр. Физ. Журн. - 1997. - Т. 42, N10. - С. 1122.

А3-3
**ДИАГНОСТИКА КРИТИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ В НЕФТЯХ ПЕРЕХОДНОГО
СОСТОЯНИЯ**

В.А.Мирская,
Институт Физики ДНЦ РАН, 367003 Махачкала ул.Ярагского 94,
E-mail kamilov@datacom.ru ,
А.Н. Степанов,
ДООАО ВолгоградНИПнефть, 400005 Волгоград пр.Ленина 96,
E-mail nipineft@vlink.ru.

Развитие глубокого бурения привело к открытию на больших глубинах 4-6 тыс.м углеводородных систем сложного состава, представляющих собой высокогазо-насыщенные смеси (системы динамического равновесия) без четких поверхностей раздела фаз: нефть переходного состояния (летучая нефть) насыщенный газ, газоконденсат.

Для них характерны пластовые температуры 363-473°К и давления 40-120 МПа и сближение свойств нефтей и конденсатов в пластовых условиях ввиду широкого раз-вития критических явлений.

Эти особенности вызывают затруднения при определении типа углеводородной залежи, выборе эффективных способов ее разработки, подсчете запасов, систем про-мысловой подготовки и переработки.

В работе рассматривается решение комплекса задач, связанных с повышением эффективности экспериментального исследования углеводородных систем на установ-ках высокого давления, параллельно рассматриваются методы оптимального согласо-вания экспериментальных данных и физико-химическое моделирование критических и околокритических явлений на основе уравнений “вандерваальсового” типа, молеку-лярных теорий растворов неэлектролитов и метода минимизации потенциала Гиббса.

Изучение эволюционной динамики термодинамических параметров, получен-ных с использованием данных по физико-химическим свойствам и индивидуальному составу углеводородных систем различных нефтегазоносных бассейнов земного шара позволило эмпирически установить основные закономерности их влияния на критиче-ские свойства пластовых флюидов и их соотношение с термобарическими условиями недр. Это в свою очередь, в соответствии с теоретическими закономерностями позво-лило дать первую и надежную классификацию типов равновесий и углеводородных скоплений в широком диапазоне глубин залегания, составов, P-T условий и режимов их формирования.

ВЛИЯНИЕ ВЫБОРА ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА НА УРАВНЕНИЕ КРИВОЙ СОСУЩЕСТВОВАНИЯ БИНАРНЫХ РАСТВОРОВ ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ РАССЛОЕНИЯ

Алёхин А.Д., Абдикаримов Б.Ж., Рудников Е.Г.

Киевский университет имени Тараса Шевченко, 252022, Украина, г. Киев, просп. Глушкова, 6, Физический факультет; e-mail: JuraOst@tower.ups.kiev.ua

Современная флуктуационная теория фазовых переходов однокомпонентных систем [1] предполагает строго симметричное уравнение состояния вещества относительно направлений критической изохоры при температурах выше критической ($T > T_k$) и границы раздела фаз при $T < T_k$. Однако, любая реальная жидкостная система вблизи критической точки (КТ) не соответствует таким идеализированным симметричным свойствам. Все имеющиеся экспериментальные данные свидетельствуют про асимметричность уравнения состояния вещества в широкой окрестности КТ [2]. Величина асимметрии уравнения состояния существенно возрастает для бинарных растворов вблизи точек фазовых переходов [3-5]. Было обнаружено, что величина асимметрии уравнения состояния существенно зависит от выбора параметра порядка исследуемого раствора ($\Delta x = (x - x_k) / x_k$, x_k - критическая концентрация). В связи с этим в работах [5,6] впервые было введено понятие преобладающего, или критического параметра порядка, который приводил бы к наименьшей асимметрии уравнения состояния.

В данной работе исследовано влияние индивидуальных характеристик компонентов бинарных растворов на уравнение кривой равновесия вблизи КТ. Для этого были использованы выражения взаимосвязи различных концентраций бинарных растворов: мольной x_μ , объёмной x_v , массовой x_m через плотности ρ_1 , ρ_2 и молекулярные массы μ_1 , μ_2 компонентов бинарных растворов [7].

Проведенный анализ показал, что если $\rho_1 \approx \rho_2$, то $\Delta x_m \approx \Delta x_v$. Если $\mu_1 \approx \mu_2$, то $\Delta x_\mu \approx \Delta x_m$; если $\rho_2 \mu_1 \approx \rho_1 \mu_2$, то $\Delta x_v \approx \Delta x_\mu$. Тут Δx_i - отклонения x_i от их критических значений.

С помощью расширенного уравнения состояния вещества, полученного на основе Ван-дер-Ваальсовой модели газа флуктуаций [8], исследована форма кривой сосуществования бинарных растворов в терминах различных параметров порядка. Исходя из этой модели параметр порядка $\Delta x_\mu(t)$ вдоль границы раздела фаз может быть записан в виде

$$\Delta x_\mu(t) = \pm V_0 t^\beta + V_1 t^{2\beta} + V_2 t^{3\beta} + V_3 t^{\beta+\nu} + \dots \quad (1)$$

В этой формуле коэффициенты V_1 и V_2 зависят от сил взаимодействия между молекулами вещества внутри флуктуации концентрации; коэффициент V_3 зависит от сил взаимодействия между кластерами флуктуаций концентрации на расстояниях, больших радиуса корреляции ($r \geq R_c$). Исходя из того, что критические показатели $\beta \approx 1/3$ и $\nu \approx 2/3$ [1], можно записать, что $3\beta \approx \beta + \nu \approx 1$. Тогда зависимость (1) перепишем как

$$\Delta x_\mu = \pm |V_0| t^\beta + V_1 t^{2\beta} + V_2^* t \quad (2)$$

Тут $V_2^* = V_2 + V_3$.

В научной литературе чаще всего в качестве параметра порядка бинарных растворов используется мольная и объёмная концентрации. Исходя из [7] были получены формулы перехода от мольного к объёмному параметру порядка

$$\Delta x_v = B_0' t^\beta + B_1' t^{2\beta} + B_2' t + \dots \quad (3)$$

Здесь $B_0' = |B_0| / (1 - \rho^* \mu^* x_{\mu k})$, $B_1' = B_1 / (1 - \rho^* \mu^* x_{\mu k}) + (B_0')^2 \rho^* \mu^* x_{\mu k}$,
 $B_2' = B_2^* / (1 - \rho^* \mu^* x_{\mu k}) + [B_0 B_1 / (1 - \rho^* \mu^* x_{\mu k})^2]$, $\rho^* \mu^* = (\rho_1 \mu_2 - \rho_2 \mu_1) / \rho_1 \mu_2 = 1 - (\rho_2 \mu_1) / (\rho_1 \mu_2)$.

Из этих соотношений следует, что величина параметра порядка и его асимметрия зависят от величины и знака коэффициентов B_1 , B_2 и произведения $\rho^* \mu^*$.

Проведенные расчеты проверены и проанализированы на основании существующих экспериментальных данных для формы кривой сосуществования ряда бинарных растворов вблизи КТ. Так, для бинарных растворов лутидин-вода и изомаляная кислота-тяжелая вода, для которых $\rho^* \mu^* < 0$ и, согласно (7), коэффициенты $B_1 > 0$, $B_2 > 0$ и более преобладающим (более "критическим"), является объемный параметр порядка. Для раствора NB-дефиниловый эфир ($\rho^* \mu^* < 0$), $B_1 < 0$, $B_2 < 0$ и более преобладающим оказывается мольный параметр порядка. Для раствора EAN-октанол ($\rho^* \mu^* > 0$), $B_1 < 0$, $B_2 < 0$ и преобладающим является мольный параметр порядка.

Все эти расчеты позволили объяснить экспериментально наблюдаемую зависимость степени асимметрии уравнения состояния ряда бинарных растворов вблизи КТ от выбора параметра порядка. Показано, что при этом выборе существенное значение играют индивидуальные характеристики компонентов бинарного раствора, а именно, плотности, молекулярные массы и критические значения концентрации растворов.

Литература

1. Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. Л.: Наука, 1975, - 253 с.
2. Анисимов М.А., Рабинович В.А., Сычев В.В. Термодинамика критического состояния индивидуальных веществ. М.: Энергоиздат, 1990, - 190 с.
3. Булавин Л.А. Критические явления в жидкостях. Киев. "Киевский университет". 1997.
4. Булавин Л.А., Мельниченко Ю.Б. // ЖФХ. - 1987. - 61, вып. 7. - С.1767-1770.
5. Мельниченко Ю.Б., Клепко В.В., Шилов В.В. // ДАН УССР. Сер. Б. - 1988. - № 10. - С. 42-47.
6. Tonston R.G., Meadows M.R., et al // Chem. Phys. Lett.. 1983. - 96, N 5. - P. 575-578.
7. Алехин А.Д., Рудников Е.Г. Роль индивидуальных характеристик компонентов раствора при выборе критического параметра порядка. // Вестник киевского университета. Сер. физ.-мат. науки. Вып. 2. С. 325-330.
8. Алехин А.Д. // Известия вузов. - Физика. - 1983. - Вып. 3. - С. 103-105.

**СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА В ТОЧКАХ ЭКСТРЕМУМОВ ВРЕМЕН
РЕЛАКСАЦИИ НЕОДНОРОДНОГО РАСТВОРА
ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ РАССЛОЕНИЯ**

Алехин А.Д., Маляренко Д.И., Остапчук Ю.Л.

Киевский университет имени Тараса Шевченко, 252022, Украина, г. Киев,
просп. Глушкова, 6, Физический факультет; e-mail: JuraOst@tower.ups.kiev.ua

Ранее при исследовании кинетики установления равновесия в неоднородных жидкостях в гравитационном поле вблизи критической температуры было обнаружено, что релаксационные свойства неоднородного раствора на некоторой высоте z определяются не одним временем релаксации, а целым спектром времен релаксации. Впервые была обнаружена немонотонная высотная зависимость времени релаксации $\tau(z)$ градиента показателя преломления $dn/dz(z,t)$ неоднородного раствора [1]. Наибольшее значение τ соответствует уровню z_0 пересечения изотерм dn/dz при стремлении системы к состоянию равновесия.

Предложенная работа есть продолжением этих экспериментальных исследований. Ее основной целью есть изучение свойств неоднородного вещества в точках z_0 экстремума времени релаксации, где происходит пересечение изотерм dn/dz . Для этого в работе рефрактометрическим методом исследуется кинетика установления равновесия в неоднородном бинарном растворе метанол-гексан в гравитационном поле при разных температурах вблизи критической температуры расслоения. Методика проведения эксперимента подробно описана в работе [1].

В процессе термостатирования при этой температуре высотная зависимость градиента показателя преломления dn/dz исследуемого раствора непрерывно изменялась со временем t подобно к тому, как было описано раньше в работе [1].

При этом величина $dn/dz(z,t)$ на уровне критической изохоры ($z=0$) уменьшалась, а на высотах $z \leq L/2$, отдаленных от уровня $z=0$ – увеличивалась. Это привело к пересечению изотерм $dn/dz(z,t)$ между собой и с равновесной критической изотермой $dn/dz(z, \Delta T = T - T_K = 0)$ в окрестности некоторой конкретной высоты $0 < z_0 < L/2$.

В связи с тем, что при изменении температуры ΔT положение уровня z_0 пересечения изотерм dn/dz изменяется от $z_0=0.1$ см до $z_0=1$ см, высотная зависимость среднего времени релаксации $\overline{\tau(z)} = \frac{\ln [dn/dz(z, t_1) - dn/dz(z, t_2)]}{t_2 - t_1}$ имеет качественно

различный характер для разных температур. При малых температурах ($\Delta T \leq 10^{-2}$ К), когда $z_0=0.1$ см, величина $\overline{\tau(z)}$ монотонно увеличивается при подходе к уровню критической изохоры ($z \rightarrow 0$); при $\Delta T \geq 10$ К ($z_0 \approx 1$ см) величина $\overline{\tau(z)}$ монотонно уменьшается при $z \rightarrow 0$. В случае $\Delta T \approx 2 \div 3$ К зависимость $\overline{\tau(z)}$ носит немонотонный характер с максимальным значением $\overline{\tau(z)}$ на высоте $z_0 = 2 \div 3$ мм.

Следует отметить, что очень малое отличие величины производных $dn/dz(z,t)$ от своего равновесного значения $dn/dz(z, t_p)$ вблизи уровня z_0 не есть признаком близости состояния неоднородного вещества на этой высоте к равновесному. На этой высоте, как и на всех других высотах $z \neq z_0$, кроме $z=0$, происходит непрерывное изменение плотности, концентрации, показателя преломления неоднородного раствора. Однако, в отличие от других слоев неоднородного раствора, именно на этом единственном уровне z_0 величина градиента показателя преломления вещества остается почти неизменной. Можно допустить, что такое поведение $dn/dz(z_0, t)$ определяется целиком определенной скоростью массопереноса компонент данного раствора вверх и вниз

неоднородной системы через слой вещества на уровне z_0 .

Таким образом, изучение разнообразных физических свойств вещества вблизи уровня z_0 экстремума времени релаксации $\overline{\tau(z_0)}$ неоднородных систем в гравитационном поле имеет особый интерес.

При критической температуре T_K высотная зависимость градиента показателя преломления неоднородного вещества $dn/dz(z, T_K) = Dh^{(1-\delta)/\delta}$ [2] пересекает равновесные изотермы $dn/dz(z, T > T_K)$ в точках z_0 , для которых выполняется неравенство $h_0 \ll \theta^{\beta\delta}$. Здесь $\theta = (T - T_K)/T_K$, $h = \rho_K g z P_K^{-1}$ – полевая переменная; ρ_K , P_K – критические значения плотности и давления данного раствора, g – ускорение земной тяжести, z – высота, отсчитанная от уровня с критической концентрацией вещества. В этой области высот ($z \leq z_0$) при $T > T_K$ градиент показателя преломления вещества описывается соотношением [2,3]:

$$dn/dz = t^{-\gamma} \cdot \Phi(z^*) = t^{-\gamma} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \Gamma_n(z^*)^{2n} \quad (1)$$

Здесь $\Phi(z^*)$ – масштабная функция переменной $z^* = h/\theta^{\beta\delta}$; γ , β , δ – критические показатели флуктуационной теории [3]. Исходя из этого соотношения, для точки пересечения изотерм, где $dn/dz(z_0, T_K) = dn/dz(z_0, T > T_K)$, можно записать:

$$Dh^{(1-\delta)/\delta} = t^{-\gamma} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \Gamma_n(z^*)^{2n} \quad (2)$$

Используя два члена ряда в (2), окончательно получаем уравнение относительно масштабной переменной z^*

$$1 - \Gamma_0/D (z^*)^{(\delta-1)/\delta} - \Gamma_1/D (z^*)^{2+(\delta-1)/\delta} = 0 \quad (3)$$

Решение уравнения (3) методом итераций имеет вид:

$$z^* \approx \left(\frac{D}{\Gamma_0} \right)^{\frac{\delta}{\delta-1}} + \frac{\delta}{\delta-1} \cdot \frac{\Gamma_1}{\Gamma_0} \left(\frac{D}{\Gamma_0} \right)^{\frac{3\delta}{\delta-1}} = \text{const} \quad (4)$$

Как видно из (4) в точках пересечения изотерм $dn/dz(z, T \neq T_K)$ с критической изотермой $dn/dz(z, T_K)$ масштабная переменная z^* сохраняет постоянное значение. Значит и масштабная функция $\Phi(z^*)$ в этих точках постоянная. Тогда в соответствии к (1) и (2) в точках пересечения z_0 температурная зависимость градиента показателя преломления вещества $dn/dz \sim t^{-\gamma}$ такая же, как и вдоль граничного критического направления – критической изохоры; а полевая зависимость $dn/dz \sim h^{(1-\delta)/\delta}$ – как на критической изотерме; температурная зависимость концентрации неоднородного раствора $\Delta x(\theta) = x - x_K \sim n - n_K$ повторяет температурную зависимость вдоль границы раздела фаз жидкость-жидкость $\Delta x(\theta) \sim \theta^\beta$.

Литература:

1. Алёхин А.Д., Маляренко Д.И., Остапчук Ю.Л. Время релаксации в неоднородных растворах в гравитационном поле вблизи критической температуры расслоения. // УФЖ, 1997, т.42, №3, с.314-316.
2. Алёхин А.Д., Крупский Н.П., Чалый А.В. Свойства вещества в точках экстремумов восприимчивости при постоянных полях в окрестности критического состояния. // ЖЭТФ, 1972, т.63, №10, с.1417-1420.
3. Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. М.: Наука, 1982.

КРИТИЧЕСКАЯ ИЗОТЕРМА НЕОДНОРОДНОЙ ЖИДКОСТИ В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ

Алёхин А.Д., Булавин Л.А., Рудников Е.Г.

Киевский университет имени Тараса Шевченко, 252022, Украина, г. Киев, просп. Глушкова, 6, Физический факультет; e-mail: JuraOst@tower.ups.kiev.ua

В работе предложено расширенное уравнение критической изотермы пространственно неоднородной жидкости в гравитационном поле. Это уравнение получено на основе флуктуационной теории фазовых переходов [1] и теории гравитационного эффекта [2].

Многочисленные исследования явления гравитационного эффекта показали, что в реальных условиях физического эксперимента вблизи критической точки (КТ) при наличии поля земного тяготения истинно равновесной системой является система пространственно неоднородная. Поэтому однородная, перемешанная система вблизи КТ является уже неравновесной.

Согласно [1] флуктуационная часть свободной энергии системы вблизи КТ представляется в виде

$$F_{0\phi} = N_{\phi} k_B T \quad (1)$$

аналогичном уравнению идеального газа. Но здесь N_{ϕ} - не число молекул вещества, а $N_{\phi} \sim V / [(4/3)\pi R_c^3]$ - число невзаимодействующих между собой флуктуационных кластеров, размер которых определяется радиусом корреляции R_c . Если дополнить свойства невзаимодействующих флуктуационных кластеров свойствами реального газа Ван-дер-Ваальса, можно расширить область применения масштабного уравнения состояния [1]. То есть необходимо учесть собственный объём флуктуаций, который зависит от сил взаимодействия между молекулами жидкости внутри флуктуации плотности, а также сил взаимодействия между флуктуациями на расстояниях $r \geq R_c$. Такие исследования уже проведены в работах [3].

$$F_{1\phi}^* = F_{0\phi}^* / \omega [1 + (1-\omega) / \omega |\Delta\rho_0|] - A C_0^2 R_c^{-4} \quad (2)$$

Здесь $F_{0\phi}^* = C_0 R_c^{-3}$, $F_{0\phi}^* = F_{0\phi} / P_k V_k$, $\Delta\rho_0 = dF_{0\phi}^* / d\mu$; $\omega = (1 - V_0 / V_k)$; $V_0 = N_{\phi} b$ - собственный объём всех флуктуаций; $b = 4/3 \pi R_c^3$ - объём одной флуктуации плотности; A - параметр, характеризующий энергию взаимодействия между кластерами флуктуаций на расстояниях $r \geq R_c$; $C_0 \approx 10^{22} \text{ см}^3$ - постоянная величина. Подставив в (2) полевую зависимость радиуса корреляции $R_c(\Delta\mu)$ вдоль направления критической изотермы [1] $R_c^{-1}(\Delta\mu, t=0) = d_0 \Delta\mu^{\xi}$, найдём расширенное уравнение критической изотермы $\Delta\rho(\Delta\mu) = dF_{1\phi}^* / d\mu$

$$\Delta\rho(\Delta\mu) = \mp 3\xi C_0 d^3 |\Delta\mu|^{3\xi-1} / \omega + (1 - \omega) 3\xi (6\xi - 1) C_0^2 d^6 |\Delta\mu|^{6\xi-2} / \omega^3 + 4\xi A C_0^2 d^4 |\Delta\mu|^{4\xi-1} \quad (3)$$

Знак “+” в соотношении (3) соответствует плотностям $\rho > \rho_k$, знак “-” - плотностям $\rho < \rho_k$.

Таким образом, при одинаковых значениях химического потенциала $|\Delta\mu| = |\mu - \mu_k|$ $|\Delta\rho = \rho - \rho_k| > 0 > |\Delta\rho < 0|$.

Для неоднородной жидкости в гравитационном поле разложим высотное изменение химического потенциала $\Delta\mu(h)$ по полевой переменной $h = \rho_k g z / P_k$:

$$\Delta\mu^*(h)=\Sigma A_n h^n = A_1 h + A_2 h^2 + \dots, \quad A_1 < 0, A_2 < 0 \quad (4)$$

Здесь ρ_k, P_k - критические плотность и давление в системе; g - ускорение свободного падения; z - высота, отсчитанная от уровня с критической плотностью. На основе (3)-(4) получено уравнение критической изотермы неоднородной жидкости в гравитационном поле

$$\Delta\rho(h) = D'_0 |h|^{1/\delta} \text{sign}(h) - D'_1 |h|^{2/\delta} - D'_2 |h|^{\frac{1}{\delta} + \frac{\delta-1}{2\delta}} - D'_3 |h|^{1+\frac{1}{\delta}} \quad (5)$$

$$\text{Тут } D'_0 = |3\xi C_0 d^3 A_1^{3\xi-1} V_k^{3\xi-1} / \omega|, \quad D'_1 = |$$

$$[(1-\omega)(6\xi-1) / \omega - 3\xi] C_0 d^3 A_1^{3\xi-1} V_k^{3\xi-1} (1+\dots) / \omega|, \quad D'_2 = \left| \frac{4}{3} A C_0 d A_1^\xi V_k^\xi \omega [1+\dots] \right|,$$

$$D'_3 = (3\xi-1) \frac{A_2}{A_1}, \quad \frac{\delta-1}{2\delta} \approx \frac{2}{\delta}$$

Как видно из соотношения (5), высотный профиль $\Delta\rho(h)$ несимметричный относительно уровня критической изохоры $h=0$. Однако в противоположность к (3) при одинаковых значениях h в гравитационном поле $|\Delta\rho > 0| < |\Delta\rho < 0|$. Этот результат подтверждается многочисленными экспериментальными данными по гравитационному эффекту. Как видно из (5), высотная асимметрия гравитационного эффекта $i(h) = \{|\Delta\rho(h>0)/\Delta\rho(h<0)|-1\}$ описывается тремя слагаемыми. Два из них, пропорциональные $\sim h^{1/\delta} \sim \Delta\mu^{3\xi-1}$ и $\sim h^{2/\delta} \sim \Delta\mu^\xi$, связаны с расширенным уравнением состояния вещества (1), а третий, пропорциональный $\sim h \sim \Delta\mu$ - с высотной асимметрией изменения химического потенциала $\Delta\mu(h)$ в гравитационном поле (4). Влияние каждого из них было проанализировано на основе экспериментальных данных по гравитационному эффекту $\Delta\rho(h)$ в бензоле, гептане, этане, бинарных растворах He-CO_2 , полистирол-дейтероциклогексан, изомаляная кислота-тяжелая вода, полученных оптическими методами и методами пропускания медленных нейтронов вблизи критической точки жидкость-пар.

Анализ этих данных показал, что в области высот $z=0,3-20$ см асимметрия гравитационного эффекта $i(h)$ определяется линейной зависимостью $i(h) \sim h$. Поэтому, на основании этих результатов можно сделать вывод, что асимметрия критической изотермы гравитационного эффекта $\Delta\rho(h)$ индивидуальных жидкостей и бинарных растворов в основном определяется висотной асимметрией химического потенциала $\Delta\mu(h)$ неоднородной жидкости в гравитационном поле (4).

1. Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. Л.: Наука, 1975, - 253 с.
2. Алёхин А.Д., Крупский Н.П., Чалый А.В. Свойства вещества в точках экстремумов восприимчивости при постоянных полях в окрестности критического состояния. // ЖЭТФ. - 1972. - Т. 63, N 10 - С. 1417-1420.
3. Алёхин А.Д. Модель Ван-дер-Ваальса и масштабный закон вблизи критической точки. // Известия вузов. - Физика. - 1983. - Вып. 3. - С. 103-105.

ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛОТНОСТИ ТРОЙНЫХ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ СОЛЕЙ ЛАНТАНОИДОВ.

Б.А. Григорьев¹, Е.Б. Григорьев²

¹Россия, 105835, Москва, Красноказарменная, 14, Московский энергетический институт (Технический университет).

²Россия, 103006, Москва, Долгоруковская, 21, Всероссийский научно-исследовательский центр стандартизации, информации и сертификации сырья, материалов и веществ.

Выполнены экспериментальные исследования относительной плотности ρ^t_4 тройных водных растворов солей лантаноидов в диапазоне температур 20...80°C при атмосферном давлении. Исследования проводились методом пикнометра постоянного объема с погрешностью ± 0.0004 . Колебания температуры в опытах не превышали 0.02...0.04°C.

Исследованы три системы $\text{H}_2\text{O}-\text{LaCl}_3 \times 7\text{H}_2\text{O}-\text{La}(\text{NO}_3)_3 \times 6\text{H}_2\text{O}$, $\text{H}_2\text{O}-\text{Sm}(\text{NO}_3)_3 \times 6\text{H}_2\text{O}-\text{Yb}(\text{NO}_3)_3 \times 5\text{H}_2\text{O}$ и $\text{H}_2\text{O}-\text{Yb}(\text{NO}_3)_3 \times 5\text{H}_2\text{O}-\text{LaCl}_3 \times 7\text{H}_2\text{O}$. Температурные зависимости $\rho^t_4 = f(t)$ близки к линейным.

В каждой системе второй компонент имел фиксированную концентрацию d . В качестве переменной величины была концентрация третьего компонента C_ϕ . В данном случае исследуемая система рассматривается, как бинарная смесь, состоящая из бинарного раствора постоянного состава и соли. Изотермы плотности ρ^t_4 в зависимости от концентрации третьего компонента C_ϕ являются возрастающими функциями имеющими сложный характер.

Для приближённых расчётов с ошибкой не превышающей 0.9% $\rho^t_4 = f(C_\phi)$ можно аппроксимировать выражением вида:

$$\rho^t_4 = (\rho^t_4)_{\text{б.р.}} + K_p - C_\phi$$

Величина коэффициента K_p зависит от второго компонента в системе и фиксированного значения d .

В докладе обсуждается зависимость ρ^t_4 от суммарной концентрации солей лантаноидов C_Σ и характер изменения производных $\partial \rho^t_4 / \partial C_\Sigma$ от температуры и концентрации.

КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ CO₂ НА ЛИНИИ НАСЫЩЕНИЯШиманский Ю.И.^{1,2}, Шиманская Е.Т.¹, Еськова С.Ю.²¹ Киевский университет имени Тараса Шевченко, физический ф-т, кафедра молекулярной физики, Украина, 252022 Киев, просп. Глушкова, 6² Национальный Университет «Киево-Могилянская Академия», факультет естественных наук, кафедра физики, Украина, 254070, ул. Сковороды, 2
E-mail: sweet@roller.ukma.kiev.ua

Экспериментальное определение теоретически предсказанных величин критических индексов, которые должны быть одинаковыми для веществ одного класса универсальности, является очень важным для дальнейшего развития теории фазовых переходов и критических явлений. В данной работе проведена статистическая обработка данных по CO₂, приведенных в [1], с целью изучения формы кривой сосуществования (КС) и получения экспериментальных значений критических индексов уравнения КС. Ранее эти рефрактометрические данные были проанализированы в работах [1] и [2], в которых на основе одних и тех же данных делаются разные выводы. Как следует из [1] среднее значение критического индекса в масштабном уравнении температурной зависимости функции Лорентц-Лоренца для двух серий измерений равно $\beta_0 = 0.346 \pm 0.001$ и исследуемая область $\tau < 10^{-2}$ описывается одним членом. В работе [2] эта же температурная область описывается трехчленным масштабным уравнением с фиксированными теоретическими индексами (индекс ведущего члена $\beta_0 = 0.325$) и делается заключение об отнесении CO₂ к классу универсальности трехмерных изингоподобных систем.

В данной работе проведена статистическая обработка указанных данных двумя методами: методом, в котором индексы и амплитуды в масштабном уравнении полагаются свободными параметрами [3-5], и методом, в котором показатели степени фиксируются на теоретических значениях. Проведено изучение температурной зависимости эффективных значений β_0^{ef} , N_0^{ef} , уточнены значения критических параметров T_c , n_c , найдены предельные значения β_0 , N_0 . Изучены критерии достоверности полученных результатов, температурные зависимости масштабных функций: $\lg \Psi_s = \lg((n_l - n_g) / 2n_c N_0 \tau^{\beta_0})$ vs $\lg \tau$ и $\Psi_{l,g} = (n_{l,g} - n_c) / N_0 n_c \tau^{\beta_0}$ vs $\tau^{\beta_1 - \beta_0}$. Результаты применения двух способов обработки свидетельствуют в пользу метода аппроксимации данных уравнениями со свободными параметрами и указывают на некорректность метода аппроксимации уравнениями с фиксированными индексами. Полученные в работе результаты находятся в соответствии с выводами работы [1]. Например, для серии I $\beta_0 = 0.3473 \pm 0.0008$.

Таким образом, величина критического индекса β_0 для CO₂ не соответствует как предсказаниям классической теории ($\beta_0 = 0.5$), так и результату ренормгрупповых вычислений трехмерной модели Изинга ($\beta_0 = 0.325$), а значит отнесение CO₂ к классу универсальности трехмерных изингоподобных систем является сомнительным.

1. J.M.H. Levelt Sengers, J.Straub, and M.Vicentini-Missoni // J.Chem. Phys.1971, 5034; 2. R.R.Singh and K.S.Pitzer, // J.Chem. Phys. 1989, 90 (10). 5742-5748; 3. Yu.I.Shimansky and E.T.Shimanskaya // Intern.Journ. Thermophys. 1996, 17, N3,651-662; 4. E.T.Shimanskaya, Yu.I.Shimansky and A.V.Oleinikova // Intern. Journ. Thermophys. 1996, 17, N3, 641-649; 5. E.T.Shimanskaya, Yu.I.Shimansky // High Temper.- High Press..1997, v.29, p.509-518.

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНЫХ ЖИДКОСТЕЙ В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ.

Алёхин А.Д., Безродная Т.В., Рудников Е.Г.

Киевский университет имени Тараса Шевченко, 252022, Украина, г. Киев,
просп. Глушкова, 6, Физический факультет; e-mail: JuraOst@tower.ups.kiev.ua

Согласно флуктуационной теории фазовых переходов (ФТФП) жидкостных систем [1] при подходе к критической точке (КТ), вследствие неограниченного возрастания радиуса корреляции, время установления равновесия t_p в системе, связанное с временем релаксации $t_p \sim \tau \sim R_c$, также должно неограниченно возрастать.

Но эти выводы ФТФП однородных систем оказались неправомерными для систем пространственно неоднородных, которые находятся под действием гравитационного поля вблизи КТ.

Проведенные нами экспериментальные исследования кинетики установления равновесия в таких неоднородных системах [2-3] впервые обнаружили целый ряд особенностей поведения неоднородных жидкостей, которые не наблюдаются в системах однородных. 1. Это немонотонная температурная зависимость времени установления равновесия $t_p(\Delta T)$ неоднородного вещества в гравитационном поле [2]; наибольшее время $t_p = \max$ соответствует не критической температуре, ($\Delta T = T - T_k = 0$), а температуре $\Delta T > 0$. При этом впервые было доказано, что время t_p зависит не только от времени релаксации $\tau(\rho_k) \sim \Delta T^{-\nu}$, но и от толщины этого слоя жидкости с критической плотностью ρ_k , который изменяется с температурой $\Delta z \sim (\Delta T)^{\beta\delta}$ ($t_p \sim \tau \cdot \Delta z \sim (\Delta T)^{\beta\delta - \nu}$). 2). Было впервые обнаружено [3], что релаксационные свойства неоднородной жидкости на определённой высоте z определяются спектром времён релаксации ($\sum \tau_i(z_i)$).

В данной работе исследовано поведение времён релаксации плотности неоднородного n-пентана в гравитационном поле вблизи критической температуры. На основании этих данных, используя соотношение (1)

$$\delta \{ \Delta \rho(z,t) = \rho - \rho_k \} = \Delta \rho(z,t) - \Delta \rho(z,t_p) = \delta \Delta \rho(z,t=0) \cdot \exp(-t/\tau) \quad (1)$$

были рассчитаны времена релаксации плотности $\tau(z)$ на различных высотах исследуемой системы.

Обнаружено, что на каждой отдельно выбранной высоте неоднородной системы кинетика установления равновесия характеризуется не одним временем релаксации $\tau(z)$, а спектром времён $\sum \tau_i(z_i)$, которым определяется вся неоднородная система в гравитационном поле. Это связано с тем, что при переходе всей неоднородной системы к равновесному состоянию релаксационные свойства отдельно выбранного слоя вещества зависят от плотности жидкостной системы на этой высоте, которая непрерывно изменяется со временем при переходе системы в состояние равновесия. Кроме того нужно отметить, что кинетика установления равновесия на одной определённой высоте z_i зависит также от релаксационных свойств всех других слоёв вещества, через которые идёт перенос массы вещества при стремлении системы к состоянию равновесия.

Из полученных результатов были найдены зависимости времён релаксации $\tau(\rho)$ при $z = \text{const}$; $\tau(z)$ при $\rho = \text{const}$; $\rho(z)$ при $\tau = \text{const}$. На основе этих данных построена поверхность $\tau(\rho, z)$, которая представляет собой неравновесное уравнение состояния жидкости, характеризующее процесс перехода системы к состоянию равновесия на всех высотах жидкости в гравитационном поле.

Для анализа формы этой поверхности было предложено динамическое масштабное уравнение состояния неоднородного вещества в виде

$$\tau(y) = \theta^{\beta\delta - \nu} \Phi(y) \quad (2)$$

Здесь $\Phi(y)$ - масштабная функция параметра $y = \Delta\rho \theta^{-\beta}$; $\Delta\rho = (\rho - \rho_k) / \rho_k$; $\theta = (T - T_k) / T_k$.

Проведенные нами раньше экспериментальные и теоретические исследования [2, 4] показали, что неравновесным, высотным распределениям плотности $\Delta\rho(z, t)$ в различные времена t в первом приближении соответствуют равновесные высотные распределения $\rho(z, \theta)$ при различных температурах θ . Причём связь между t и θ можно представить в виде [4]

$$\theta^{\beta\delta - \nu} \approx \theta = (t - C)K \quad (3)$$

Для п-пентана $\beta\delta - \nu \approx 1$, $C = 30$ мин; K - постоянная величина, ν , β , δ - критические индексы флуктуационной теории [1].

Используя (2) и (3), была рассчитана динамическая масштабная функция неоднородной жидкости в гравитационном поле. Переход от координат ρ, z к y трансформировал поверхность $\tau(\rho, z)$ в линию $\tau(y)$. Уравнение этой линии может быть представлено в виде ряда

$$\Phi(y) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n (y)^{-n} \approx A_0 - A_1 y^{-1} - A_2 y^{-2} \quad (4)$$

С помощью этого уравнения можно определить любую точку на поверхности $\tau(\rho, z)$. Из уравнений (2-4) следует важный результат, что при подходе к уровню критической изохоры ($z \rightarrow 0$, $\Delta\rho \rightarrow 0$), и при уменьшении θ время релаксации неоднородной жидкости в гравитационном поле уменьшается.

Литература

1. Паташинский А. З., Покровский В. Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. М.: Наука, 1982.
2. Алёхин А. Д. Кинетика установления гравитационного эффекта вблизи критической точки. // Укр. Физ. Журн., 1986, т.31, №5, с.720-723.
3. Алёхин А.Д., Маляренко Д.И., Остапчук Ю.Л.. Время релаксации в неоднородном растворе в гравитационном поле вблизи критической температуры расслоения. // Укр.Физ.Журн., Т.42, №3, 1997.
4. Алёхин А.Д., Абдикаримов Б.Ж., Рудников С.Г. Уравнение состояния и релаксационные свойства неравновесных жидкостей в гравитационном поле вблизи критической точки. I. Окрестность критической изохоры // Укр. Физ. Журн. 1998. Т 43, N 4

КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ КЛИМОНТОВИЧА В ФРАКТАЛЬНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

В.Л.Кобелев¹, Я. Л.Кобелев², Л.Я.Кобелев²

¹ Институт физики металлов УрО РАН,
Россия, 620219, Екатеринбург, ул.Софьи Ковалевской, 18

² Уральский государственный университет, ,
Россия , 620083, Екатеринбург, пр.Ленина, 51

E-mail: leonid.kobelev@usu.ru http://www.usu.ru

В ряде работ Климонтовича Ю.Л. (см.[1-2]) для описания процессов происходящих в плазме, гидродинамике, разряженном газе и т.д. предложено кинетическое уравнение учитывающее кроме диффузии в импульсном пространстве, диффузию в координатном пространстве и, тем самым, более адекватно учитывающее реальные особенности поведения физических процессов. Это уравнение (уравнение Климонтовича) в диффузионном приближении и отсутствии внешних сил имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} f(r, p, t) = \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left[D^r_{\alpha\beta}(r.p) \frac{\partial}{\partial x_\beta} f(r, p, t) \right] + \frac{\partial}{\partial p_\alpha} \left[D^p_{\alpha\beta}(r.p) \frac{\partial}{\partial p_\beta} f(r, p, t) \right]$$

где x и p – координаты и импульсы частиц, $f(x, p, t)$ – функция распределения, $r=(x, y, z)$, по индексам $\alpha, \beta = x, y, z$ производится суммирование. D^r и D^p – коэффициенты диффузии в координатном и импульсном пространствах, соответственно. Целью настоящей работы является рассмотрение одномерного уравнения Климонтовича с дробными производными по t , x и p , соответствующего описанию процессов протекающих в неупорядоченных средах, вблизи шероховатых поверхностей (описываемых в терминах фрактальной геометрии), в гелях, пространствах аэрозолей и т.д., т.е. в средах, где процессы релаксации и диффузии не являются дебаевскими [3-4] (при этом среднее квадрата случайного смещения частицы в таких средах пропорционально дробным степеням времени). В дальнейшем такие среды называются фрактальными. Для таких сред одномерное уравнение Климонтовича будет иметь вид (при добавлении слагаемого релаксационного типа и коэффициентах диффузии не зависящих от x, p, t)

$$\frac{\partial^\nu}{\partial t^\nu} f(x, p, t) = D^x \frac{\partial^{2\gamma}}{\partial x^{2\gamma}} f(x, p, t) + D^p \frac{\partial^{2\xi}}{\partial p^{2\xi}} f(r, p, t) - \tau^{-\nu} f(x, p, t) \quad (1)$$

где τ - время релаксации, γ, ν, ξ дробные величины, удовлетворяющие условиям $0 \leq \nu \leq 1, 1 \leq 2\gamma < 2, 1 \leq 2\xi < 2$ и дробная производная порядка $n-1 \leq \alpha < n$ определяется выражением [5]

$${}_0D_t^\alpha g = \frac{\partial^\alpha g}{\partial t^\alpha} = \frac{1}{\Gamma(n-\alpha)} \left(\frac{d}{dt} \right)^n \int_0^t dt' \frac{g(t')}{(t-t')^{\alpha-n+1}}$$

Точное решение уравнения (1) с начальными условиями $f(x, p, t)_{t=0} = f_0(x, p)$ дается интегралом

$$f(x, p, t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\bar{p} \int_{-\infty}^{\infty} dk e^{ikx+i\bar{p}p} f_0(k, \bar{p}) \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} d\omega e^{\omega t} f(k, \bar{p}, \omega) \quad (2)$$

$$f(k, \bar{p}, \omega) = \frac{\omega^{-1}}{1 + (T^{-1}\omega)^{-\nu}} \quad T = \left[t\tau^{-1} - D^x (ik)^{2\gamma} - D^p (\bar{p})^{2\xi} \right] \quad (3)$$

Следуя [3-4] и используя представление (3) через функции Фокса [6] получим, после использования обратного преобразования Лапласа для функции $f(k, \bar{p}, \omega)$, представленной через функции Фокса,

$$f(x, p, t) = A \int_{-\infty}^{\infty} dk \int_{-\infty}^{\infty} d\bar{p} e^{ikx_1 + i\bar{p}p_1} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\Gamma(1+vn)} \left[t\tau^{-1} - (ik)^{2\gamma v^{-1}} - (i\bar{p})^{2\xi v^{-1}} \right]^n f_0(k, \bar{p}) \quad (4)$$

$$A = (D^x t^\nu)^{-\frac{1}{2\gamma}} (D^p t^\nu)^{-\frac{1}{2\xi}}; \quad x_1 = x (D^x t^\nu)^{-\frac{1}{2\gamma}}; \quad p_1 = p (D^p t^\nu)^{-\frac{1}{2\xi}}$$

К сожалению, вычисление интегралов Фурье по k и p в общем случае провести не удастся. Поэтому, для оценки поведения точного решения при больших временах ниже будут приведены достаточно грубые оценки. Отметим лишь, что из (4), для случая $\gamma = 1, \xi = 1, \nu = 1$ и $f_0(k, \bar{p}, \cdot) = 1$, следует хорошо известное решение

$$f \sim \frac{1}{(D^x t)^{1/2} (D^p t)^{1/2}} \exp\left(-\frac{x^2}{2^2 D^x t} - \frac{t}{\tau} - \frac{p^2}{D^p t}\right) \quad (5)$$

Оценка убывания точного решения при больших временах может быть получена из (4) при приближенной замене функции $\Gamma(1+vn)$, входящей в (4), на $\Gamma(1+n)$. Такая замена приводит к увеличению каждого члена ряда в сумме, входящей в (4), и, таким образом, позволяет получить асимптотику оценки решения (4) при малых x_1 и p_1 , $\nu \rightarrow 1$ для максимальной скорости убывания f со временем. Проведение суммирования в (4) в этом приближении приводит к

$$f \sim \frac{1}{(D^x t^\nu)^{1/2\gamma} (D^p t^\nu)^{1/2\xi}} \exp\left(-\frac{x^{2\gamma}}{2^{2\gamma} D^x t^\nu} - \frac{t^\nu}{\tau^\nu} - \frac{p^{2\xi}}{2^{2\xi} D^p t^\nu}\right) \quad (6)$$

Таким образом, при $\gamma \leq 1, \nu \leq 1, \xi \leq 1$, $f_0 = 1$ убывание точного решения $f(x, p, t)$ при больших временах происходит не быстрее чем убывание функции (6).

Авторы благодарят проф. Ю.Л.Климонтовича за доброжелательное обсуждение результатов работы.

Литература:

1. Ю.Л.Климонтович, *Турбулентное движение и структура хаоса*, М.:Наука, 1990
2. Климонтович Ю.Л., *Статистическая физика открытых систем* М.:Янус, 1995, 624с.;
3. Gloecke W.G., Nonnenmacher T.F., *J.Stat.Phys.*, 1993, vol 71, № 3/4, p.741; Schneider W.R., Wyss W., *J.Math.Phys.*, 1989, Vol.30, p.134
4. Кобелев В.Л., Романов Е.П., Кобелев Л.Я., Кобелев Я.Л. *Доклады РАН*, 1998 (в печати)
5. Самко С.Г., Килбас А.А., Маричев О.И. *Интегралы и производные дробного порядка и некоторые их приложения*. Минск: Наука и техника, 1987, 688с.;
6. Mathai A.M., Saxena R.K., *The H-function with Applications in Statistics and Other Disciplines*, New Delhi: Wiley, 1978

**УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
БИНАРНОЙ СИСТЕМЫ ВОДА – Н-ГЕКСАН**

Расулов А.Р., Степанов Г.В.

Институт физики Дагестанского научного центра РАН
367003, Махачкала, ул. М.Ярагского,94, E-mail: kamilov@datacom.ru

Многокомпонентные жидкие системы широко используются в различных отраслях промышленности – химической, нефтяной, газовой, холодильной и пр. Поэтому на первый план выдвигается проблема разработки надежных и универсальных уравнений состояния, пригодных для практических расчетов термодинамических свойств жидких систем в широком диапазоне параметров, включая критическое состояние.

Среди таких уравнений состояния теоретически наиболее обоснованным можно считать кроссоверное уравнение состояния, полученное введением кроссоверной функции в шестичленное разложение Ландау [1] для свободной энергии Гельмгольца в применении к однокомпонентным жидкостям. Теоретическое описание термодинамических свойств бинарных систем вблизи критической линии пар - жидкость развито в значительно меньшей степени.

В случае бинарных смесей возникает дополнительная степень свободы (концентрация x одной из компонент), которой соответствует дополнительное поле ζ [2]. Используя принципы универсальности и изоморфизма возможно использование уравнения [1] для описания термодинамических свойств бинарной системы при условии постоянства ζ [2].

В данной работе рассматривается кроссоверное уравнение состояния для бинарной системы вода – н-гексан на основе экспериментальных $C_v - P - \rho - T$ данных.

Удельная свободная энергия Гельмгольца $A_{eff}(\tau, \rho, \zeta)$ определялась согласно соотношению [2]

$$A_{eff}(\tau, \rho, \zeta) = [P_c(\zeta)/(RT_c(\zeta))] [\Delta A(\tau, \rho, \zeta) + A_0(\tau, \rho) + \rho h_0(\tau, \rho)] \quad (1)$$

где $\tau = [T - T_c(\zeta)]/T_c$; ρ – плотность; T – температура; P_c, T_c – соответственно критическое давление и температура; R – газовая постоянная. Здесь, $A_0(\tau, \rho)$ и $h_0(\tau, \rho)$ – регулярные функции, которые представляются усеченными рядами Тейлора; $\Delta A(\tau, \rho, \zeta)$ – сингулярная часть свободной энергии.

Асимметрия реальной жидкости учитывается при переходе от модельных переменных – параметра порядка M и поля t к физическим переменным – отклонению безразмерной плотности от критической $\Delta\rho$ и τ .

$$\begin{aligned} M &= c_\rho(\zeta) [\Delta\rho - d_1(\zeta)\tau] + c(\zeta) [(\partial\Delta A_r/\partial t)_{M,\zeta}], \\ t &= c_t(\zeta) + c(\zeta) [(\partial\Delta A_r/\partial M)_{t,\zeta}], \\ \Delta A(\tau, \rho, \zeta) &= \Delta A_r(t, M, \zeta) - c(\zeta) [(\partial\Delta A_r/\partial M)_{t,\zeta}] [(\partial\Delta A_r/\partial t)_{M,\zeta}], \end{aligned} \quad (2)$$

где $\Delta A_r(t, M, \zeta)$ – сингулярная часть термодинамического потенциала Гельмгольца, соответствующая модельному гамильтониану Ландау-Гинзбурга-Вильсона [1]. $\Delta A_r(t, M, \zeta)$ рассчитывалась на основе шестичленного разложения ряда Ландау с использованием теории критических явлений Ландау-Гинзбурга-Вильсона.

Экспериментальные исследования проводились на адиабатном калориметре [3] в диапазоне температур от 373 до 780 К, плотностей от 192.3 до 416.7 кг/м³, давлений от 0.1 до 30 МПа и концентраций 2.8 – 97 % (в массовых долях воды).

Фазовая диаграмма системы вода – н-гексан относится к III типу (согласно классификации Скотта – ван Кониненбурга [4]). Исследования показывают, что в интервале концентраций 6.73 – 61 % критическое состояние не реализуется. Нижний локус критической кривой начинается в критической точке н-гексана и заканчивается в верхней конечной критической точке (UCER). Верхний локус критической точки начинается в критической точке воды, проходит через минимум по температуре и переходит в область высоких давлений.

Тем не менее и в этой области на кривых зависимостей изохорной теплоемкости C_v от температуры наблюдаются два скачка, соответствующие переходам жидкость-жидкость и жидкость-газ. Поэтому мы предположили, что линия критических точек жидкость-газ не имеет разрыва и зависимость критических параметров от состава представляет собой непрерывную (“псевдокритическую”) кривую.

Входящие в уравнения (1) - (2) индивидуальные параметры вещества вычислялись на основе литературных данных и данных собственных экспериментальных исследований с учетом вышеизложенных соображений. Зависимости критических параметров от концентрации аппроксимированы полиномами и сплайнами.

Уравнение состояния описывает термодинамические свойства смеси вода – н-гексан в диапазоне плотностей $0.5\rho_c \leq \rho \leq 1.7\rho_c$ (при $T = T_c$) и температур $0.95T_c \leq T \leq 1.3T_c$ (при $\rho = \rho_c$), где ρ_c и T_c - соответственно критическая плотность и температура для данной концентрации. Отклонение расчетных значений от экспериментальных составляет 3 % при описании давления и около 7 % для изохорной теплоемкости.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 97-02-17622).

ЛИТЕРАТУРА

1. S.Tang, J.V.Sengers. Thermodynamic Behavior of Fluids in the Supercritical Region. // J. Supercritical Fluids. 1991. V. 4. P.209-214.
2. G.X.Jin, S.Tang, J.V.Sengers. Global thermodynamic behavior of fluid mixtures in the critical region. // Phys. Rev. E. 1993. V. 47. N 1. P. 388-402.
3. Г.В.Степанов, К.А.Шахбанов. // Фазовые переходы и теплофизические свойства многокомпонентных систем. Махачкала, 1990. С. 12-16.
4. P.H. Van Konynenburg, R.L.Scott. Critical lines and phase equilibria in binary van der Waals mixtures. Phil. Trans. Roy. London. 1980. A298. P.495-540.

ФАЗОВОЕ РАВНОВЕСИЕ В БИНАРНОЙ СИСТЕМЕ ВОДА+Н-ГЕКСАН.

Расулов С. М.

Институт физики Дагестанского научного центра РАН
367003, г. Махачкала, ул. Ярагского, 94, E-mail: kamilov@datacom.ru

Работа посвящена анализу фазового равновесия жидкость-жидкость и жидкость-газ бинарной системы вода+н-гексан, исходя из экспериментального исследования PVT данных. Измерения проведены по изохорам на пьезометре постоянного объема в интервале температур от 320К до 680К и давлениях до 60МПа для семи составов с массовыми концентрациями воды 4; 6, 73; 10; 25; 50; 75; и 85%. Для каждого состава получено по 8-9 изохор, охватывающие и паровые и жидкостные области.

На изохорах в P-T диаграмме наблюдаются изломы, соответствующие фазовым переходам жидкость-жидкость и жидкость-пар. Соединяя точки излома изохор получаются линии фазового равновесия, отделяющие трехфазную область от двухфазной и двухфазную от однофазной. Изохора, при пересечении с линией фазового равновесия которая дает максимальную температуру-криконденсерму, проходит без излома.

Исследованная система имеет фазовую диаграмму, соответствующую третьему типу фазовых диаграмм по классификации Скотта и Ван-Кониненберга. Она характеризуется отсутствием непрерывной критической кривой. Трехфазная линия, т. е. линия равновесия жидкость-жидкость-газ, пересекается с критической кривой. В этой точке, называемой критической конечной точкой C_c , критическая линия имеет разрыв. Данная точка соответствует составу с концентрацией 6, 73% и характеризуется параметрами $T=494, 4\text{К}$ и $P=5, 28\text{Мпа}$. Нижняя критическая кривая начинается в критической точке н-гексана и заканчивается в точке C_c . Критическая температура при этом понижается, а давление повышается. Линии фазового равновесия жидкость-жидкость и жидкость-газ для составов до 6, 73% имеют вид петли и при больших плотностях эти линии сливаются. Форма линии фазового равновесия жидкость-жидкость сохраняется во всем интервале концентраций. Параметры трехфазной линии в интервале концентрации 6, 73-61% остаются почти постоянными, а выше и ниже этих концентраций довольно резко уменьшаются. В области концентраций от C до 61% линия фазового равновесия жидкость-газ непрерывно направлена в область высоких давлений. В этом интервале система не имеет критической точки. Выше примерно 61% на изоплетах появляются перегибы, глубина заходов по температуре которых увеличивается с увеличением концентрации. Критическая линия, соответствующая этой области, имеет минимум по температуре для концентрации 75%. Эта точка называется двойной гомогенной точкой и делит двухфазную область на две части. Нижняя часть отвечает равновесию жидкость-газ, которая при повышении температуры заканчивается критической точкой воды, а верхняя часть соответствует так называемому равновесию газ-газ второго рода, которая существует и выше критической точки воды.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант N97-02-17622).

ВЯЗКОСТЬ Н-ПЕНТАНА,Н-ГЕПТАНА И ИХ СМЕСЕЙ ПРИ ВЫСОКИХ ПАРАМЕТРАХ СОСТОЯНИЯ.

Расулов С.М.

Институт физики Дагестанского научного центра РАН
367003,г.Махачкала,ул.Ярагского,94,kamilov@datacom.ru

Методом капиллярного вискозиметра типа пятого варианта Голубева измерена вязкость н-пентана,н-гептана и их смесей с концентрациями 0,255; 0,5; и 0,741 весовых долей н-пентана в температурной области от комнатной до температур,превышающих критическую,и давлениях до 50 МПа.Погрешность полученных результатов составляет $\pm 3\%$ непосредственно вблизи критической точки (КТ) и $\pm 1,2\%$ при удалении от КТ.

Вязкость смесей имеет отклонение от аддитивности и описывается выражением вида

$$\ln \eta = x \ln \eta_1 + (1-x) \ln \eta_2 + x(1-x)d$$

Параметр d меняется по величине с изменением температуры и концентрации,но имеет положительный знак,указывающий на преобладание сил сцепления между атомами.В узкой окрестности критической точки наблюдается аномальное поведение вязкости,обязанное крупномасштабным,медленно изменяющимся флуктуациям параметра порядка.Для теоретического анализа вязкости вблизи КТ необходимо выделить регулярную составляющую вязкости. Экспериментальные значения вязкости $\eta(\rho, T)$ обычно представляются в виде трех составляющих:

$$\eta(\rho, T) = \eta_0(T) + \Delta\eta_c(\rho, T),$$

где $\eta_0(T)$ -вязкость разряженного газа в пределе $\rho \rightarrow 0$; $\Delta\eta(\rho)$ -избыточная вязкость-функция плотности ρ и $\Delta\eta_c(\rho, T)$ -флуктуационная часть вязкости.Первый член обусловлен двухчастичными взаимодействиями молекул системы,а второй – многочастичными взаимодействиями при высоких плотностях.Последний член ответствен за дальнедействующие флуктуации вблизи КТ и определяет сингулярный характер поведения вязкости.Явный вид $\eta_0(T)$ и $\Delta\eta_c(\rho, T)$ определяется из теоретических соображений,тогда как $\Delta\eta(\rho)$ восстанавливается из анализа опытных данных.Вязкость газов при низких плотностях описывается выражением,вытекающим из уравнения Чепмена-Энскога,при использовании табулированных значений интегралов столкновений для потенциала Леннарда-Джонса (6:12).Пока нет надежной теории для описания избыточной вязкости $\Delta\eta(\rho)$,поэтому она описывается простым полиномом.Регулярная составляющая вязкости выражается ,как $\eta(\rho, T) = \eta_0(T) + \Delta\eta(\rho)$, и определяется путем экстраполяции опытных значений вязкости вне критической области.Исходя из этого соотношения эмпирически можно выделить избыточную вязкость $\Delta\eta(\rho)$,зная $\eta(\rho, T)$ и $\eta_0(T)$.Вблизи КТ теория связанных мод позволяет получить простую зависимость между отношением η/η_0 и корреляционным радиусом в виде степенного закона или сжимаемостью.Эта зависимость позволяет расчитать аномальные свойства вязкости вблизи КТ,зная уравнение состояния.Данная теория отдельно описывает сингулярное и регулярное поведение вязкости в различных областях вокруг КТ.На основе анализа экспериментальных данных получены значения критической амплитуды,универсального критического показателя и индекса н-пентана,н-гептана и их смесей.

ПОДОБИЕ В ОБЪЕМНОМ ПОВЕДЕНИИ СВЕРХКРИТИЧЕСКИХ СМЕСЕЙ ВОДА-УГЛЕВОДОРОД И ОБРАЗУЮЩИХ ИХ КОМПОНЕНТОВ.

Базаев А.Р., Базаев Э.А., Алирзаев Б.А., Рабецкий М.Г.
ИПГ ДНЦ РАН, 367030, Махачкала, пр. имама Шамиля, 39-А.

По экспериментальным данным p - v - T - x соотношений сверхкритических смесей воды с нормальными алканами (пентан, гексан, гептан, октан) рассчитаны коэффициенты сжимаемости

$$Z(T,p,x)=pv/RT,$$

где p – абсолютное давление; $V=V_m$ – молярный объем смеси данного состава; T – термодинамическая температура; $R=R_m=8314$ Дж/кмоль К – универсальная (молярная) газовая постоянная.

Установлена особенность в характере изотермического изменения коэффициента сжимаемости сверхкритических смесей вода-углеводород в зависимости от давления и состава. Эта особенность состоит в том, что сверхкритические смеси водяного пара с парами жидких углеводородов и чистые компоненты при давлении около 15 МПа имеют приблизительно одинаковое отклонение объемных свойств ($Z \approx 0.75$) от объемных свойств идеальное газового состояния в этих условиях:

Система	$Z(x=0)$	$Z(x=1)$	$Z_{ад.}$	$Z(x=0.5)$	Z^E	$Z^E/Z_{ад.} \cdot 100\%$
Вода - Пентан	0.693	0.771	0.732	0.843	0.110	15
Вода - Гексан	0.693	0.743	0.718	0.803	0.085	11
Вода - Гептан	0.693	0.738	0.716	0.772	0.057	8
Вода - Октан	0.693	0.763	0.728	0.748	0.020	3

В таблице приведены избыточные коэффициенты сжимаемости смесей состава 1:1 (т.е. $x=0.5$ мол. доли углеводорода) при $T=647.05$ К и $p=15$ МПа, представляющие собой разности между действительными значениями коэффициента сжимаемости смесей Z и значениями, рассчитанными по правилу аддитивности $Z_{ад.}=(1-x)Z_1^0 + xZ_2^0$. В последней графе таблицы даны относительные избыточные коэффициенты сжимаемости, характеризующие максимальное отклонение их в процентах от расчетных.

Из таблицы видно, что изменение коэффициента сжимаемости в зависимости от состава смеси для $p=15$ МПа невелико, причем оно тем меньше, чем больше число атомов углерода в молекуле углеводорода. Т.е. при давлении около 15 МПа в сверхкритической области объемное поведение смесей вода - углеводород во всем интервале концентраций не отличается от объемного поведения чистых компонентов. Отсюда вытекает очень важный для практики вывод, заключающийся в том, что коэффициент сжимаемости данного класса смесей можно рассчитать на основании данных по сжимаемости чистых компонентов, не проводя сложных экспериментов для смесей.

Такое необычное объемное поведение сверхкритических смесей вода-углеводород дает дополнительную фундаментальную информацию о механизме взаимодействия разнородных молекул, что важно для разработки реалистических модельных потенциальных функций межмолекулярного взаимодействия.

КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В БИНАРНОЙ СИСТЕМЕ n-ГЕКСАН-ВОДА.**Г.В.Степанов, Л.В. Малышева, К.А. Шахбанов.**

Институт физики ДНЦ РАН, г.Махачкала, ул. Ярагского 94

E- mail: kamilov@datacom.ru

Критические явления в бинарной расслаивающейся системе n-гексан-вода исследовались с помощью высокотемпературного адиабатного калориметра Х.И Амирханова. Одновременно проводились исследования изохорной теплоемкости и P-V-T свойств, для чего был разработан специальный индукционный датчик давления.

Для составов 2.8% (вес) H₂O, 6.73 %H₂O, 25%H₂O и 75% H₂O исследования термодинамических свойств проводились при постоянной концентрации компонентов в интервале плотностей соответственно по 2.8% H₂O при $244,7 \leq \rho \leq 498,7$ кг./ м³, по 6.73% H₂O при ρ 208-399.5 кг/ м³, 25%H₂O ρ 192.3-416.7 кг/ м³ 75% H₂O ρ 219-700 кг/ м³. Построены фазовые диаграммы для каждого состава.

По этим данным была построена зависимость критического удельного объема от концентрации. Для составов 4.96% (вес)H₂O, 6.44% , 8.25% , 9.93% , 25% , 50%, 55%. 57% 75% 90%, 97%. исследования были проведены по изохорам соответствующим этой кривой. По всем исследованным изохорам, за исключением критического объема для анизотропной смеси, наблюдается два скачка теплоемкости один (первый), обусловленный фазовым переходом жидкость-жидкость и другой фазовым переходом жидкость –газ. Для состава смеси 6.73%(вес) H₂O – 93.27%n-C₆H₁₄ оба скачка изохорной теплоемкости сливаются, характеризуя критические явления более высокого порядка, чем в однокомпонентном веществе. Начало скачка теплоемкости по изохоре $3.847 \cdot 10^{-3}$ кг/м³ характеризует верхнюю конечную критическую точку смеси. По этой изохоре теплоемкость $C_{v,x}$ изменяется в зависимости от температуры, как для индивидуального вещества.

Как известно из классификации фазовых диаграмм бинарных систем по Скотту и Ван –Кониенбургу смеси вода- углеводород относятся к третьему типу, т.е. линия критических точек состоит из двух отрезков. Нижний локус соединяет критическую точку более летучего компонента (n-гексан) и верхнюю конечную критическую точку. Верхний локус исходит из критической точки менее летучего компонента (вода) и уходит в область высоких давлений.

В интервале концентраций 6.73% - 60% (вес) H₂O критические явления жидкость - газ не реализуется, но скачки теплоемкости наблюдаются. Точки перехода из гетерогенного состояния в гомогенное на фазовой диаграмме температура–состав укладываются на одну плавную кривую, соединяющую оба отрезка критической линии, которая для удобства аналитического описания термодинамических свойств системы названа “псевдокритической“ линией. Фазовые переходы жидкость-жидкость, происходящие в этом интервале составов, характеризуются существованием особенности изохорной теплоемкости вблизи температуры перехода. В этой области линия критических точек жидкость-жидкость имеет вид прямой линии, т.е. производная $dT_k/dx = 0$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект N 97-02-17622).

**ИЗОХОРНАЯ ТЕПЛОЕМКОСТЬ И КРИВЫЕ ФАЗОВЫХ РАВНОВЕСИЙ
БИНАРНЫХ СМЕСЕЙ n-ГЕПТАН-ВОДА.****В. А. Мирская**Институт физики Дагестанского научного центра РАН
367003, Россия, Махачкала, ул.М.Ярагского, 94, E-mail: kamilov@datacom.ru

В бинарных смесях, состоящих из полярных и неполярных компонентов, могут наблюдаться разнообразные типы фазовых равновесий : жидкость-жидкость-пар, жидкость-жидкость, жидкость-пар и др., отличные от тех, которые существуют в однокомпонентных жидкостях. В смесях n-алканов, содержащих полярный компонент - воду, в большом диапазоне температур и плотностей существует область расслоения жидких фаз. Это обстоятельство определяет сложный характер фазовых диаграмм состояний таких смесей.

Подробное исследование теплофизических свойств и построение фазовых диаграмм смесей n-алкан-вода необходимы не только для решения теоретических вопросов при изучении критических явлений в сложных системах, но также и для практического использования, поскольку природные углеводородные смеси как правило находятся в контакте с водой.

В работе представлены результаты экспериментального исследования изохорной теплоемкости и $\rho = f(T)$ зависимостей смесей n-гептана, содержащих 3.0 и 11.52 весовых процентов воды.

Измерения проведены усовершенствованной методикой адиабатного калориметра-пьезометра, примененного ранее для изучения изохорной теплоемкости и PVT свойств ряда n-алканов, их смесей и некоторых сложных жидкостей.

Изохорная теплоемкость смесей n-гептан-вода измерена от нормальных температур кипения компонентов смеси до 580К.

В трехфазном состоянии жидкость-жидкость-пар при постоянном общем составе смеси изохорная теплоемкость монотонно возрастает с ростом температуры. Такое же поведение зависимости $C_V = f(T)$ наблюдается и в гомогенной области. Наибольший рост ($\partial C_V / \partial T$) вдоль изохор отмечен в окрестностях температур фазовых переходов жидкость-пар и жидкость-жидкость. Конфигурация изохор теплоемкости в окрестности фазовых переходов жидкость-пар качественно идентична изохорам теплоемкости компонентов и смесей углеводородов, исследованных ранее. Интервал между температурами фазовых переходов жидкость-жидкость и жидкость-пар различен на разных изохорах и зависит от концентрации воды в смеси.

На основе полученных данных о температурах фазовых переходов на изохорах., построены кривые фазовых равновесий $\rho = f(T)$ жидкость-пар и жидкость-жидкость.

Для исследованных концентраций полярного компонента в смеси кривые фазовых равновесий $\rho = f(T)$ жидкость-пар и жидкость-жидкость пересекаются в точке, ρ , T координаты которой соответствуют состоянию азеотропа.

Исследования, результаты которых представлены в работе, имеют финансовую поддержку Российского Фонда Фундаментальных Исследований (97-02-17622).

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ВЕЩЕСТВ, ВКЛЮЧАЯ ОКРЕСТНОСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

Гусейнов Г.Г.

Институт физики Дагестанского научного центра РАН
Россия, 367003, Махачкала, ул. М.Ярагского, 94, E-mail: kamilov @ datacom.ru

Исследование теплопроводности вблизи фазовых переходов является актуальной как для понимания природы и механизма молекулярных взаимодействий и фазовых превращений, так и развития принципиально новой сверхкритической технологии для экстракционных процессов.

Описывается устройство основанное на методе параллельных пластин с тепловой защитой, позволяющей исследовать теплопроводность веществ в интервале температур 100-650 К при различных давлениях, и особенно, в окрестности фазовых переходов и критического состояния веществ.

Показано, что разработанное устройство расширяет функциональные возможности метода плоского горизонтального слоя и прибора Х.И.Амирханова по измерению теплопроводности. Предлагаемое устройство для измерения теплопроводности содержащее измерительный блок и измерительную ячейку, для определения коэффициента теплопроводности методом плоского горизонтального слоя. Измерительный блок изготовлен из меди и константана. В нем, за счет наличия охранной системы, создается направленный поток тепла от внутреннего нагревателя через слой исследуемого вещества, сверху вниз к холодильнику. Тепловые потери от внутреннего нагревательного блока контролируются тремя охранными стаканами: двумя металлическими - константановыми, и расположенным между ними, основным стаканом, изготовленным из теплоизолятора - диэлектрика. Электрический сигнал поверхностной дифференциальной термопары пропорционален разности температур на поверхностях основного охранного стакана теплоизолятора – диэлектрика, а нулевое значение сигнала означает отсутствие потока тепла через нее.

Основной охранный стакан изготовлен из теплоизолятора – диэлектрика, материала имеющего низкую теплопроводность (асбест цемент), и имело толщину 0,0005 – 0,001м. Измерительная ячейка состоит из двух металлических дисков изготовленных из однородного металла (нержавеющая сталь 12Х18Н10Т), и снабжена термопарами T_2 и ΔT . Как конструкционный материал нержавеющей сталь 12Х18Н10Т выбран не случайно: она обладает высокой коррозионной стойкостью, низкой теплопроводностью, и является эталонным материалом по теплопроводности. Верхний диск условно называется горячей пластиной, а нижний – холодильником.

Заправку ячейки исследуемым веществом производили по каналам находящимся в холодильнике, и выходящим в пространство образованное горячей, холодной пластинами и перемычкой соединяющей их. При измерении теплопроводности исследуемое вещество полностью герметизировано в зазоре между пластинами и перемычкой. Измерительная ячейка размещается под измерительным блоком, зажимаясь прессом приводится в плотный тепловой контакт с измерительной ячейкой и помещается в автоклав. Погрешность измерения теплопроводности не превышает 2%.

На описанной установке экспериментально исследованы теплопроводность эталонного материала – дистиллированной воды, растворов, пористых сред насыщенных флюидами, в широком интервале параметров состояния.

ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ, НАСЫЩЕННОЙ ДИОКСИДОМ УГЛЕРОДА

Гусейнов Г.Г., Степанов Г.В.

Институт физики Дагестанского научного центра РАН
Россия, 367003, Махачкала, ул. М. Ярагского, 94, E-mail: kamilov @ datacom.ru

Исследования теплопроводности в микропористых – гетерогенных материалах необходимы для моделирования механизмов теплопередачи в неоднородных средах, для построения физической картины передачи тепла в гетерогенных материалах, для построения физической модели межфазных явлений в конденсированных средах, и возможностей применения результатов исследований в народном хозяйстве.

Исследование коэффициента теплопроводности пористой среды проведено методом плоского горизонтального слоя, с погрешностью не превышающей 3%.

В качестве объектов исследования выбраны пористые спеченные проницаемые материалы из стекла, которые являются модельными объектами исследования, они однородны и позволяют использовать пористые стекла в качестве модели различных гетерогенных сред. Образцы изготовлены по специальной технологии.

Приведены результаты экспериментального исследования эффективной теплопроводности пористой среды, с размерами пор 160 мкм, полностью насыщенной диоксидом углерода в интервале температур 290 – 360 К и давлении 0,1 – 10 МПа.

Образцы имели диаметр 0,042 м. и толщину 0,00345 м.

Измерение теплопроводности проводили по изотермам, при фиксированной температуре, с изменением давления. Кроме того, при всех стадиях измерений в межзеренном пространстве (поровом пространстве) находилось гомогенное вещество.

По результатам исследований построены графики зависимостей эффективной теплопроводности от температуры и давления. Первоначально исследовались образцы стекол с вакуумированным поровым пространством. Обнаружено, что теплопроводность каркаса с повышением температуры растет. Тепло от одной соприкасающейся поверхности к другой передается непосредственно через контактные пятна посредством фононов. Передача тепла за счет излучения, оцененная по известным из литературы формулам, имело малую величину во всем температурном диапазоне исследования теплопроводности, и им пренебрегали.

Сделан вывод о том, что эффективная теплопроводность пористой среды насыщенной диоксидом углерода в основном осуществляется теплопроводностью основы – скелета пористого материала – стекла, и имеет место фононный механизм передачи тепла. Показано, что теплопроводность пористого образца насыщенного диоксидом углерода меньше теплопроводности стекла, из которого она изготовлена. Это, по нашему мнению, можно объяснить за счет возникновения теплового сопротивления – искривления линий теплового потока и их стягиванием к точкам касания зерен. Эффективная теплопроводность пористой среды насыщенной гомогенным веществом – диоксидом углерода с повышением температуры растет. Передачу тепла конвекцией не учитывали из-за ограниченного (малого) размера пор и микрозазоров на стыке частиц, что препятствует возникновению конвекции под воздействием градиента температуры. Сделан вывод о том, что теплопроводность пористого стекла насыщенной диоксидом углерода с повышением давления растет, и приводится объяснение этого фактора. Результаты экспериментального исследования теплопроводности пористой среды насыщенной диоксидом углерода, сравниваются с расчетными данными полученными по известным из литературы уравнениям, для вычисления теплопроводности, наблюдается хорошее совпадение.

РАСЧЕТ ИЗОБАРНОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ПРОСТЫХ ЭФИРОВ.

Сафаров М.М., Зарипова М.А.

Технологический университет Таджикистана

34055, г. Душанбе, ул. Н. Карабаева 63/3

E-mail: mahmad@d.silk.glas.ape.org

Сведения об изобарной теплоемкости конденсированных простых эфиров распыленных по многочисленным, порой труднодоступным источникам, чаще всего не систематизированы, не обобщены и не сопровождаются оценками достоверности и точности. Поэтому отыскать нужную информацию бывает трудно даже специалистам, не говоря уже о широком круге инженерно-технических и научных работников; в имеющейся отечественной и зарубежной литературе термодинамические данные для органических соединений (простые эфиры) или отсутствуют совсем, или приведены лишь для отдельных простых эфиров. Это тормозит создание и усовершенствование производств основного органического и нефтехимического синтеза, промышленности синтетического каучука и промышленности полимерных материалов, процессов тонкого органического синтеза, а за последнее время и биосинтеза, а также развитие науки в этих областях. Изобарная теплоемкость жидких простых эфиров в зависимости от температуры (293-653)К и давлений (0,101-49,1)МПа нами измерена впервые. Изобарная теплоемкость конденсированных простых эфиров частично исследована.

Используя существующие данные по изобарной теплоемкости конденсированных простых эфиров (диметил, дипропил, диизопропил, дифенил, диэтил, диаллил, диамил, дибутил, дигексил, дигептил, диоктил) в интервале температур (2-570)К получены эмпирические уравнения.

Для получения обобщенного уравнения теплоемкости конденсированных простых эфиров нами использован следующий закон, соответствующий состоянию

$$\frac{C}{C_c} = f \frac{T}{T_c} \quad (1)$$

где, здесь C , C_c - соответственно изобарная теплоемкость исследуемых объектов при T и T_c : $T_c = 298$ К.

При обработке изобарной теплоемкости получен ряд эмпирических уравнений, с помощью которых можно рассчитать теплоемкость неисследованных конденсированных простых эфиров.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ В БИНАРНЫХ ЖИДКИХ СМЕСЯХ В ОКОЛОКРИТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ.

Атаев Г.М., Гусейнова Б.М.

Институт физики Дагестанского научного центра РАН
367015, г. Махачкала, ул. 26 Бакинских комиссаров, №94.

Измерения коэффициента поверхностного натяжения в области, непосредственно примыкающей к критической кривой, связаны со значительными трудностями. Для любой методики измерения экспериментальная установка должна выдерживать высокие температуры и давления, а также необходимо сохранять постоянство состава и удельного объема исследуемого вещества. Видимо, наиболее подходящими для данной области являются статические методы, а из них наиболее удобен и точен капиллярный метод; поэтому нами был выбран дифференциальный вариант капиллярного метода.

Конструкция экспериментальной установки подробно описана у В.П.Железного и в работе Абдулагатова И.М. и Адамова А.П. Рамка с капиллярами (до 5 капилляров разного диаметра), погруженными нижними концами в исследуемое вещество, находится в герметичной предварительно вакуумированной камере, в которую затем вводят известное количество исследуемой смеси. Наблюдение за высотой поднятия жидкости в капиллярах ведется с помощью катетометра В-630 через смотровое окно; освещение производится через другое смотровое окно. Вся камера помещена в воздушный термостат, температура в котором поддерживается постоянной с помощью высокоточного регулятора температуры ВРТ-3 класса точности 1,5. Измерение температуры производится с помощью термопары "хромель – копель", градуированной по образцовому платиновому термометру ПТС-10. Смотровые окна и капилляры в нашей установке выполнены из кварцевого стекла, поскольку входящая в состав исследуемой смеси вода при температуре выше 200 °С выщелачивает обычное стекло. С целью уменьшения ошибки определения температуры рабочего вещества термопара располагается в специально изготовленном "кармане" в дне камеры, который со всех боковых сторон окружен исследуемой жидкостью.

Для исследования была использована бинарная смесь "вода – н-гексан" при разных концентрациях; компоненты предварительно подвергались дегазации.

ДАВЛЕНИЕ ПАРОВ СИСТЕМЫ ГЕКСАН+ВОДА НА ЛИНИИ НАСЫЩЕНИЯ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 300 – 462К**Р.А. Меджидов**

Институт физики Дагестанского научного центра РАН, 367003 Махачкала, ул. М. Ярагского, 94

На экспериментальной установке с оптической ячейкой высокого давления [1, 2], служащей для измерения фазовых переходов в простых и многокомпонентных системах жидкость-газ и жидкость-жидкость в широком интервале температур и давлений, исследована температурная зависимость давления паров двухкомпонентной системы, состоящей из 4,84% воды в гексане (0,12 г воды 2,4 г гексана) в интервалах температур 300 – 462 К и давлений 0 – 3,0 МПа. Температура в оптической ячейке измерялась с помощью платинового термометра сопротивления с погрешностью не превышающей 0,01 К. Давление в оптической ячейке измерялось с помощью грузопоршневого манометра МП-600 с точностью 0,05%. Для передачи давления между исследуемой системой и касторовым маслом в МП-600 использовался жидкий галлий, как вещество, не вступающее во взаимодействие с контактируемыми в установке поверхностями.

Для аппроксимации температурной зависимости давления паров системы в исследованном интервале температур подобрано уравнение следующего вида:

$$P=a + bT + cT^2 \quad (1)$$

где P - давление насыщенных паров в МПа, T – температура по абсолютной шкале Кельвина, a , b , c – коэффициенты уравнения, найденные методом наименьших квадратов. Экспериментальные результаты табулированы и изображены графически. Дается объяснение полученных результатов.

Среднеквадратическое отклонение экспериментальных точек от усредняющей линии, описываемой уравнением (1) не превышает 1,1%.

Литература:

1. Medzhidov R.A. Optical cell of high pressure for measurement of phase transitions and critical phenomena in liquids and gases // Abstracts XIII AIRAPT Conference. Bangalore, India. 1991. 1-14.
2. Меджидов Р.А. Экспериментальная установка с оптической ячейкой высокого давления для измерения фазовых переходов и критических явлений в жидкостях и газах // Термодинамика фазовых равновесий и критические явления – Махачкала, 1991 с. 78-84

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ МОЛЯРНЫХ ОБЪЕМОВ УГЛЕВОДОРОДОВ В КРИТИЧЕСКОЙ ВОДЕ.

Базаев А.Р., Базаев Э.А., Рабецкий М.Г., Хохлачев С.П.
ИПГ ДНЦ РАН, 367030, Махачкала, пр. имама Шамиля, 39-А

Двойные бесконечно разбавленные растворы вблизи критической точки чистого растворителя обладают необыкновенными термодинамическими свойствами. В частности, величина парциального молярного объема растворенного вещества при очень малых концентрациях его в растворе по мере приближения к критической точке чистого растворителя стремится к бесконечности. Это явление впервые было теоретически предсказано И.Р. Кричевским и исследовано им и его сотрудниками.

В данной работе нами экспериментально подтвержден неклассический характер поведения парциальных молярных объемов н.алканов в критической воде, который хорошо согласуется с современной флуктуационной (масштабной) теорией бесконечно разбавленных растворов. Показано, что вдоль критической изотермы-изобары чистой воды величины парциальных молярных объемов компонентов

$$\bar{V}_1 = V_m - x \left(\frac{\partial V_m}{\partial x} \right)_{P,T}, \quad \bar{V}_2 = V_m + (1-x) \left(\frac{\partial V_m}{\partial x} \right)_{P,T} \quad (1)$$

при бесконечном разбавлении ($x \rightarrow 0$) расходятся: величина парциального молярного объема воды \bar{V}_1 стремится к ее критическому значению, а величина парциального молярного объема углеводорода \bar{V}_2 стремится к бесконечности.

Аномальный характер поведения объемных свойств растворов вблизи критической точки чистого растворителя можно представить посредством степенной (или логарифмической) зависимости

$$V_m(x) = V_0 x^\varepsilon \quad \text{или} \quad \ln V_m(x) = \ln V_0 + \varepsilon \ln x, \quad \varepsilon = 1 - \gamma / \beta \delta, \quad (2)$$

где γ , β , δ - универсальные критические индексы; V_0 - критическая амплитуда. Вдоль критической изотермы-изобары зависимость $\ln V_m(x)$ от $\ln x$ для всех исследованных смесей вода-углеводород имеет линейный характер. Наклон прямой к оси абсцисс есть критический показатель ε . Точка пересечения прямой с осью ординат дает значение V_0 .

система	V_0 , см ³ /моль	ε		
		эксперимент	неклассическая теория	классическая теория
Вода – Пентан	232.7116	0.2075±0.0015	0.21	0.33
Вода – Гексан	224.3932	0.2058±0.0011		
Вода – Гептан	225.1350	0.2045±0.0017		
Вода – Октан	225.4729	0.2076±0.0013		

Как видно из таблицы, значение ε , найденное по экспериментальным данным, совпадает со значением его, полученным расчетным путем из неклассической (масштабной) теории критических явлений.

Полученные экспериментальные данные дают дополнительную информацию о микроструктуре раствора вблизи критической точки чистого растворителя, о характере взаимодействий между молекулами критического растворителя и растворенного вещества и представляют интерес для разработки новых неклассических моделей уравнений состояния веществ вблизи и в сверхкритическом состоянии, а также для промышленного применения экстракционных процессов.

ОБОСНОВАННЫЙ ПРОГНОЗ КРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ. О СВЯЗИ КООРДИНАТ ОСОБЫХ ТОЧЕК ДВУХ УРОВНЕЙ ОПИСАНИЯ СВОЙСТВ

Петрик Г.Г.* , Тодоровский Б.Е.

Институт проблем геотермии ДНЦ РАН
367030, Махачкала, пр-т имама Шамиля, 39 а

Впервые установлено соответствие координат двух наиболее информативных особых точек, относящихся к различным уровням описания свойств.

Общепризнанно, что для макроуровня таковой является критическая точка К с координатами T_k , $V_k(\rho_k)$, P_k , фиксирующая перегиб критической изотермы.

Поскольку критические параметры T_k , $V_k(\rho_k)$ представляют макроскопические характеристики молекулярного соединения, то установление связи их с величинами, относящимися к молекулярному уровню описания, входит в ряд фундаментальных проблем физики конденсированных сред.

Попытки решения этой задачи ведут к анализу представлений о модельных потенциалах, заменяющих истинное взаимодействие молекул, и особых точках потенциальной кривой. Широкий круг вопросов, относящихся к проблеме моделирования многоатомных молекул и их взаимодействий последовательно решается в цикле работ, начатом одним из авторов* 20 лет назад в теоретическом отделе Института физики Даг ФАН СССР. Обнаружены и исследуются прогностические возможности оболочечной модели при моделировании межмолекулярных взаимодействий. В настоящей работе содержатся последние из результатов, относящиеся к области критических явлений в конденсированных средах (жидкость, плотный газ).

Обратимся к молекулярному уровню. Основой расчетных методов служит потенциал взаимодействия частиц, образующих систему. Общего выражения для потенциала не предложено. Наиболее популярным является семейство центральных потенциалов $M_i(m-n)$, представленных обратностепенными функциями:

$$U(r) = a/r^n - b/r^m, \quad n > m > 3 \quad (1)$$

здесь r - расстояние между центрами объектов, a и b - некие коэффициенты.

Особо подчеркнем, что независимо от способа задания потенциальной функции потенциальная кривая имеет характерный вид, “зафиксированный” тремя особыми точками - нуль функции, минимум и перегиб функции - соответственно:

$$N: U(r_0)=0; \quad M: U(r_m)=-\varepsilon_m; \quad U'(r_m)=0; \quad P: U(r_p)=-\varepsilon_p; \quad U''(r_p)=0 \quad (2)$$

Координаты особых точек по определению являются параметрами потенциала. На основании условий (2) коэффициенты a и b уравнения (1) выражаются обычно через координаты первых двух особых точек (причем, у нас нет сведений, что информация о точке перегиба при конструировании МП вообще кем-либо учитывается).

При стандартном подходе значения ε , r -параметров восстанавливаются из экспериментально определяемых свойств молекулярных соединений, что полностью лишает данный подход всякой прогностичности.

Нами разрабатывается нетрадиционная - прогностическая - концепция адекватных потенциалов. Для объекта, моделирующего многоатомную молекулу, удалось выделить максимально информативный фактор (МИФ) g_s , названный нами жесткостью объекта. Удалось показать, что все координаты особых точек потенциальной кривой определяются в модели именно этим фактором:

$$(r_0, r_m, r_p, \varepsilon_p, \varepsilon_m) = F_i(g_s).$$

Возможность расчета параметров позволила ввести целый ряд новых характеристик потенциальной кривой, которые были названы факторами формы - крутизна, кривизна,

относительная глубина, ширина и степень асимметрии потенциальной ямы. Эти характеристики также определяются значением МИФ'а.

Анализ характера взаимодействий частиц в областях потенциальной кривой, отделенных друг от друга точкой перегиба, обнаруживает, что точка Р служит на молекулярном уровне разделом резко отличающихся по свойствам областей. Единственная точка, которая привлечет наше внимание на макроскопическом уровне с этих позиций - это критическая точка, в которой теряется различие между жидким и газовым состоянием вещества.

Сравним параметры двух особых точек, относящихся к двум уровням описания свойств. Разработанные нами для модели сферических оболочек методики расчета параметров [1], выбора формы ПК [2] и переходов между ПК-аналогами [3] (по простоте и эффективности не имеющие аналогов в н/литературе) позволяют это сделать.

Методика включает следующие шаги: 1) определение жесткости g_s модельного объекта; 2) расчет параметра ε_m - глубины ямы потенциала сферических оболочек; 3) расчет кривизны r_p/r_m соответствующей ПК; 4) определение набора индексов (n-m) для ПК-аналога в семействе Ми(m-n).

Для определения параметра ε_p воспользуемся общим соотношением для потенциала Ми(m-n), имеющим вид

$$\varepsilon_p/\varepsilon_m = (1+m/(n+1))/(r_p/r_m)^6.$$

Сравним рассчитанные для ряда молекул значения ε_p и известные T_k .

молекула	g_s	ε_m	r_p/r_m	n-m	T_k, K	$\varepsilon_p/\varepsilon_m$	ε_p, K	$\Delta T_k, \%$
CF ₄	1.043	273	1.068	28-6	227	0.813	222	2.2
SiF ₄	0.933	289	1.0661	29-6	259	0.817	243	6
SF ₆	0.88	413	1.0635	33-6	318.7	0.813	335.8	5
CCl ₄	0.935	678	1.066	29-6	556.4	0.817	553.9	0.4

Из полученных результатов следует вывод: с хорошей точностью имеет место равенство: $T_c = \varepsilon_p$.

Возможно сравнить и другие координаты тех же двух точек. С еще лучшей точностью имеет место равенство: $V_c = r_p^3$.

С достаточным основанием можно утверждать, что разработанная экспресс-методика позволяет обоснованно прогнозировать критические параметры конкретных молекулярных соединений.

Литература

- 1.Петрик Г.Г., Тодоровский Б.Е. Потенциал сферической оболочки. Общие соотношения между параметрами потенциалов взаимодействия свободных и связанных атомов//Журнал физической химии-1988.т.62.- 12.-С 3257-3264.
- 2.Петрик Г.Г., Алибеков Б.Г. Связь потенциала сферической оболочки с потенциалом Ми (m-n). Критерий выбора индексов (m-n).Расчёт параметров // Журнал физической химии. - 1987.-т.61.- 5.-С.1228-1234
- 3.Петрик Г.Г., Магомедов К.М. О выборе модельных межмолекулярных потенциалов// Тез. докл. межд.конференции, Махачкала, 1996, с.36

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ, ВОЗНИКАЮЩАЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУР ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ.

Сабиров Б. С. , Шухиев С. Ш.

Таджикский аграрный университет,
пр. Рудаки, 146, 734017, Душанбе, Таджикистан.

В работе приведены результаты экспериментального исследования влияния рентгеновского излучения на электропроводность жидких кристаллов в области температур фазовых переходов.

В качестве объектов исследования были выбраны жидкие кристаллы, образующие нематическую, холестерическую и смектическую фазы.

Показано, что при многократных нагреваниях и охлаждениях жидких кристаллов в динамике рентгеновского излучения температура фазовых переходов и температурный интервал существования мезофазы не изменяется. Все физические характеристики, изменения которых происходили в динамике рентгеновского излучения, были строго воспроизводимы после прекращения облучения.

Установлено, что при фазовом переходе из смектической фазы в твердый кристалл и из изотропной фазы- в нематический, наблюдается острый пик собственной электропроводности (σ_0)

Дополнительная электропроводность $\Delta\sigma = \sigma_p - \sigma_0$ (где σ_p - электропроводность под действием рентгеновского излучения), возникающая под действием рентгеновского излучения в области температур фазовых переходов отрицательная по знаку и составляет несколько процентов от соответствующих величин собственной электропроводности. При очистке жидких кристаллов собственная и дополнительная электропроводность по абсолютной величине уменьшается, а легирование приводит к увеличению σ_0 и $\Delta\sigma$.

Показано, что носители собственной и дополнительной электропроводности в области температур фазового перехода имеют такую же природу, что и в мезофазе, т. е. являются положительные и отрицательные ионы.

Исследованы зависимости $\Delta\sigma$ от дозы рентгеновского излучения, от расстояния между электродами и от напряженности электрического поля.

ИССЛЕДОВАНИЯ ПОГРАНИЧНОЙ КРИВОЙ ЖИДКОСТЬ-ГАЗ БИНАРНОЙ СИСТЕМЫ $\text{CO}_2 + n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}$ СОСТАВА 0.905 МОЛЬНЫХ ДОЛЕЙ CO_2 .

Полихрониди Н.Г., Батырова Р.Г.

Институт физики Дагестанского научного центра РАН
367003, Махачкала, ул. М.Ярагского, 94, E-mail: kamilov@datacom.ru

Предлагаемая работа посвящена экспериментальному исследованию пограничных кривых жидкость – газ бинарной системы $\text{CO}_2 + n\text{-C}_{10}\text{H}_{22}$ с целью разработки рекомендаций по определению критических параметров аналогичных систем.

Измерения проводились на адиабатном калориметре (пьезометре) постоянного объема с тензометрическим датчиком давления, что позволяло в изохорическом процессе одновременно измерять температуру (Т) и давление (Р), изохорную теплоемкость (C_v) и производную $(dP/dT)_v$. Эксперимент состоял в снятии термо-, барограмм при непрерывном подводе (отводе) тепла и основывался на скачкообразном изменении свойств вещества на границе раздела фаз.

На основе прямых измерений Р, ρ , Т, C_v и $(dP/dT)_v$ величин по 19 изохорам в интервале плотностей $(0.08 - 0.66) \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$.

1. Построены пограничные кривые испарения и конденсации в Р-Т координатах в интервале температур (340 – 490) К и давлений (7 – 18) МПа
2. Определены параметры точек криконденсермы ($P = 10.1$ МПа; $\rho = 180.5 \text{ кг/м}^3$, $T = 488$ К) и криконденбары ($P = 18.1$ МПа, $\rho = 409.8 \text{ кг/м}^3$, $T = 423$ К).
3. Получена пограничная кривая $\rho_s(T)$, на которой обнаружен перегиб с координатами $\rho = 550 \text{ кг/м}^3$, $T = 377.55$ К.
4. Показано, что на пограничных кривых $C_{v,s}(T)$ как со стороны гетерогенного, так и гомогенного состояний наблюдается максимум изохорной теплоемкости при температуре $T = 377.25$ К.
5. В области гетерогенного состояния установлено, что изотермы изохорной теплоемкости $C_v(V)$ имеют максимум в окрестности $\rho = 555 \text{ кг/м}^3$.
6. Выяснено, что параметры точки перегиба на кривой $\rho_s(T)$, параметры максимумов изохорной теплоемкости на пограничных кривых $C_v^{\text{ret}}(T)$ и $C_v^{\text{rom}}(T)$, а также максимумов изотерм изохорной теплоемкости $C_v^{\text{ret}}(V)$ в пределах точности эксперимента совпадают и удовлетворительно согласуются с параметрами критической точки в работах других авторов [1,2].

Для исследуемой концентрации $\xi = 0.905$ мольных долей CO_2 критические параметры, полученные в данной работе имеют следующие значения: $P_c = 16.5 \pm 0.2$ МПа, $\rho_c = 550 \pm 5 \text{ кг/м}^3$, $T_c = 377.5 \pm 0.2$ К.

В работе показано хорошее совпадение критических значений температуры (расхождение менее 0.2К) и давления (примерно 2.5%) с работами [1,2]. Величина критической плотности также удовлетворительно совпадает с данными [2] – 0.6%, но значительно (до 8%) расходятся с [1].

Полученные результаты уточняют положение кривой критических точек для исследуемой бинарной системы.

Работа выполнена при содействии Российского фонда научных исследований (грант № 96-02-16777).

ЛИТЕРАТУРА

1. Reamer H.H., Sage B.H. J. Chem. Eng. Date. 1963, 8, 508.
2. Nagarajan N., Robinson R.L. J. Chem. Eng. Date. 1986, 31, 168-171.

ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ТЕЛА ОТ КООРДИНАТЫ ПРОЙДЕННОГО ПУТИ С УЧЕТОМ СИЛЫ СОПРОТИВЛЕНИЯ СРЕДЫ.

А.А. Аливердиев, А.А. Амирова

Институт физики, ДНЦ РАН, 367003, Махачкала, ул. М. Ярагского 94
Тел.: (8722)684358, (8722)629070, Факс: (8722) 628900, E-mail: kamilov@datacom.ru
Дагестанский ЦСЭ, 367025, Махачкала, ул. Портовое шоссе 5.

Известно, что сила сопротивления среды $F(v)$ зависит от скорости движущегося в ней тела. Поэтому при выводе зависимости тела от координаты пройденного пути будем искать из следующих рассуждений. Так как $dv/dt=(\partial v/\partial x)(\partial x/\partial t)$, то, полагая, что удельное изменение приращения скорости (силы сопротивления, приходящейся на единицу количества движения) пропорциональна изменению скорости, получим:

$$F(v)=mvA \exp(\alpha v), \quad (1)$$

m – масса тела, A и α – постоянные, зависящие от состояния (плотности и вязкости) среды, так и от геометрической и радиуса движущегося тела.

Легко видеть, что соотношение (1) является обобщением известных закономерностей. В самом деле, при $\alpha v \ll 1$, разлагая экспоненту в ряд, получим, что $F(v)$ пропорциональна v^2 , а при значении αv близком к нулю – v . Следует также отметить, что в последнем случае $v(t)=v_0 \exp(-At)$, поэтому значение A^{-1} может быть использовано в качестве характеристического времени для обоснования равнозамедленного движения.

Учитывая, что $-Fdx=mv dv$, с учетом (1) получим зависимость $v(x)$, как функцию от координаты пройденного пути:

$$v(x)=v_0 - \ln(1+C_0 x)/\alpha, \quad (2)$$

где $C_0=\alpha A \exp(\alpha v_0)$.

Экспериментальные и расчетные по формуле (2) значения $v(x)$ находятся в хорошем соответствии.

В заключение следует отметить, что обобщая одномерный случай на трехмерный, можно получить аналитические соотношения для распространения инфразвуковой волны.

**Компьютерное
моделирование фазовых
переходов и критических
явлений**

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КРИТИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ НЕУПОРЯДОЧЕННОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА

Е.В.Осинцев, В.В.Прудников

Омский госуниверситет, 644077, Омск, пр. Мира 55а

E-mail: osintsev@univer.omsk.su

В последние два десятилетия усилия многих исследователей были направлены на понимание того, как примеси и другие дефекты структуры сказываются на поведении различных систем при фазовых переходах. Особенно интересно влияние замороженных примесей, чьё присутствие проявляется или как случайные возмущения локальной температуры для ферро- и антиферромагнитных систем в отсутствие внешнего магнитного поля или как случайные магнитные поля для антиферромагнитных систем в однородном магнитном поле. Из-за того, что магнитное поле нарушает симметрию системы по отношению к изменению знаков спинов, статистические свойства этих неупорядоченных систем существенно отличаются.

Для выявления особенностей фазовых превращений в магнетиках со случайными полями по сравнению с системами со случайной локальной температурой (случайными спиновыми взаимодействиями) в предлагаемой работе осуществлено компьютерное моделирование методом Монте-Карло критического поведения неупорядоченной антиферромагнитной модели Изинга на простой кубической решётке с учётом взаимодействия, как ближайших соседей, так и следующих за ближайшими соседями. Гамильтониан модели имеет вид

$$\mathbf{H} = J_1 \sum_{\langle i,j \rangle} p_i p_j \sigma_i \sigma_j + J_2 \sum_{\langle i,k \rangle} p_i p_k \sigma_i \sigma_k + \mu H \sum_i p_i \sigma_i$$

где $\sigma_i = \pm 1$; $J_1 = 1$ характеризует обменное взаимодействие ближайших спинов, носящее антиферромагнитный характер; $J_2 = -1/2$ характеризует ферромагнитное взаимодействие спинов, следующих за ближайшими соседями; H – напряжённость однородного магнитного поля; p_i, p_j – случайные переменные, описываемые функцией распределения

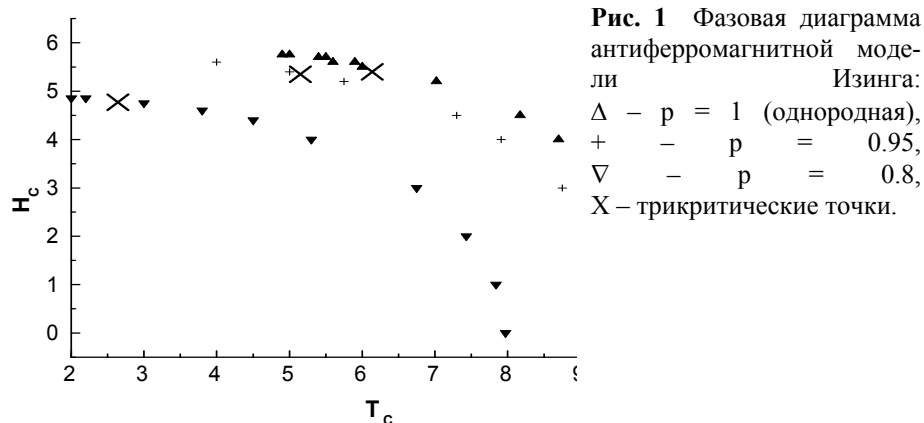
$$P(p_i) = p \delta(p_i - 1) + (1 - p) \delta(p_i)$$

и характеризующие распределённые по узлам решётки замороженные немагнитные атомы примеси (пустые узлы) с концентрацией $(1 - p)$. Данная модель замечательна тем, что при $H = 0$ она позволяет описывать критическое поведение неупорядоченной системы со случайными спиновыми взаимодействиями, а при $H < H_c$ критическое поведение системы со случайными полями. При $H > H_c$ флуктуации намагниченности нарушают стабильность фазового перехода 2 рода и фазовые превращения в системе приобретают черты фазового перехода 1 рода. При $H = H_c$ и $T = T_c$ имеет место трикритическое поведение.

Таким образом, данная модель позволяет рассмотреть широкое разнообразие типов фазовых переходов и исследовать влияние неупорядоченности, создаваемое присутствием примесей, на термодинамические характеристики системы при фазовых переходах.

Для выделения особенностей термодинамических характеристик неупорядоченной системы, определяющих её поведение при различных типах фазовых переходов, была построена фазовая диаграмма системы, задающая зависимость температуры фазового перехода T_{ph} от величины напряжённости магнитного поля H при заданной

концентрации p спинов, т.е. $T_{ph} = T_{ph}(H, p)$ (рис.1). Для выявления составляющей фазовой диаграммы, соответствующей фазовым переходам 2 рода (критическое поведение $T_c = T_c(H, p)$), был использован метод кумулянтов Биндера.



Определение трикритической точки T_t и H_t осуществлялось по поведению изотермической намагниченности M при изменении поля H . Происходящая при (T_t, H_t) смена рода фазового перехода с первого на второй сопровождалась исчезновением петли гистерезиса, характеризующей зависимость $M(H)$ с увеличением и уменьшением H вдоль кривой переходов 1 рода.

Кривые фазовых переходов 1 рода были локализованы на основе анализа температурных и полевых зависимостей намагниченности, внутренней энергии и теплоёмкости.

Нами рассматривались кубические решётки с размерами $L = 18, 24, 32, 40$ и концентрацией спинов $p = 1, 0.95, 0.8$. При определении параметров критического поведения осуществлялся асимптотический скейлинговый анализ с $L \rightarrow \infty$.

В результате моделирования критического поведения однородных и неупорядоченных состояний антиферромагнитной модели Изинга нами был определён ряд критических индексов. Так, для однородной системы с $p = 1.0, H = 0, T_c = 10.15$, полученные значения индексов $\nu = 0.63, \gamma = 1.25$ находятся в хорошем соответствии с результатами теоретических расчётов и компьютерного моделирования [1]. Для неупорядоченных систем со случайными спиновыми взаимодействиями $p = 0.95, H = 0, T_c = 9.62$ и $p = 0.8, H = 0, T_c = 7.97$ полученные критические индексы $\nu = 0.65, \gamma = 1.27$ и $\nu = 0.68, \gamma = 1.26$ находятся в соответствии с результатами работы [2]. Для неупорядоченных систем с эффектами случайных полей $p = 0.95, H = 1, T_c = 9.53$ и $p = 0.8, H = 1, T_c = 7.84$ полученные значения индексов $\nu = 0.68, \gamma = 1.35$ и $\nu = 0.79, \gamma = 1.64$ демонстрируют значительное увеличение их значений с ростом неупорядоченности системы.

1. G. Jug, Phys.Rev., 1983, **B27**, 609.
2. H.-O. Heuer, Phys.Rev., 1990, **B42**, 6476.

БЗ-2

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ С ДОМЕННЫМИ И МЕЖФАЗНЫМИ ГРАНИЦАМИ.

Нестеров В.Н., Шильников А.В.

Волгоградская государственная архитектурно-строительная академия, 400074, Волгоград, ул. Академическая 1, visi@vlink.ru.

Проблемам моделирования фазовых переходов (ФП) в сегнетоэлектриках (СЭ) содержащих разнообразные дефекты решетки посвящено достаточно много работ. В частности, в рамках феноменологической модели исследованы аномалии термодинамических величин в СЭ с квазиизолированными точечными дефектами (ТД) [1]. Отметим, что радиус сил взаимодействия ТД с доменными (ДГ) и межфазными границами (МГ) пропорционален радиусу корреляции параметра порядка [2] и, следовательно, при приближении к ФП роль этих взаимодействий возрастает, что ранее не учитывалось [1]. Существенно, что время установления параметра порядка (релаксация параметра порядка) конечно, что может приводить к появлению «экспоненциального хвоста» на зависимости среднего значения параметра порядка [1] при динамическом режиме нагрева, даже у бездефектного СЭ, а не только у СЭ с ТД [1]. Учет перечисленных выше особенностей поведения реальных СЭ осуществлен нами в рамках одномерной модели [3].

В настоящей работе путем моделирования получены температурные зависимости параметра порядка СЭ, в качестве которого рассмотрена спонтанная поляризация P_s . Проанализирован ФП в следующих системах: 1) СЭ в монодоменном состоянии без ТД; 2) СЭ в монодоменном состоянии с ТД типа «случайная локальная температура ФП» [1]; 3) СЭ в полидоменном состоянии без ТД; 4) СЭ в полидоменном состоянии с ТД типа «случайная локальная температура ФП» [1]. На рисунке представлены типичные смоделированные температурные зависимости спонтанной поляризации P_s при динамическом режиме нагрева. Из рисунка видно, что наличие ДГ и ТД со «случайной локальной температурой ФП» ниже температуры Кюри приводит к уменьшению P_s , а их взаимодействие между собой к добавочному уменьшению P_s . Для всех рассмотренных систем отмечено появление «экспоненциального хвоста» на зависимостях спонтанная поляризация P_s (см. рис.), связанный с релаксацией параметра порядка.

Таким образом, выявлена роль различных дефектов (ТД, типа «случайная локальная температура ФП» ДГ и МГ) а так же характера их взаимодействия [2] в формировании параметра порядка СЭ при ФП.

Литература.

1. Levanyuk A.P., Sigov A.S. Defects and structural phase transitions. / Gordon and breach science publishers. New York. 1988. P. 208.
2. Нестеров В.Н., Шильников А.В., Бурханов А.И. Процессы переключения в сегнетоэлектриках и их моделирование. Фундаментальные проблемы пьезоэлектроники. Сборник трудов Международной научно-практической конференции "Пьезотехника - 95". МП "Книга". Ростов 1995. Т.1. С.126-137.
3. Omura M., Adachi H., Ishibashi Y. Simulations of ferroelectric characteristics using a one-dimensional lattice model. // Jap.J. Appl. Phys. Pt 1. - 1991. - V.30, N9B - С. 2384-2387.

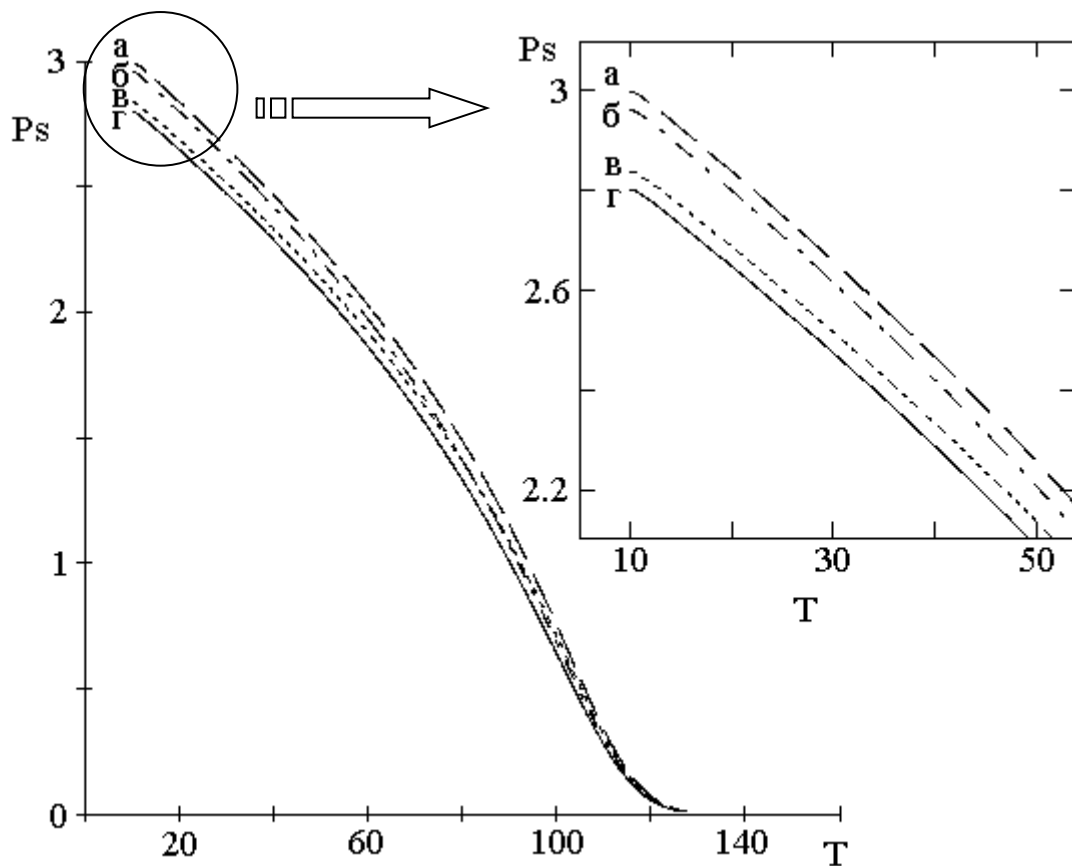


Рис. Типичные смоделированные температурные зависимости спонтанной поляризации P_s при динамическом режиме нагрева в следующих системах: а) СЭ в монодоменном состоянии без ТД; б) СЭ в монодоменном состоянии с ТД типа «случайная локальная температура ФП» ниже температуры Кюри; в) СЭ в полидоменном состоянии без ТД; г) СЭ в полидоменном состоянии с ТД типа «случайная локальная температура ФП» ниже температуры Кюри.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 98-02-16146.

**КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СПИНОДАЛЬНОГО И
БИНОДАЛЬНОГО РАСПАДА В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВ $A^{III}B^V$**

Акчурин Р.Х., Берлинер Л.Б.

Московская государственная академия тонкой химической технологии
им. М.В.Ломоносова

С использованием системы объектно ориентированного программирования Object Windows и языка Borland C++ в среде Windows разработана информационно-расчетная система, позволяющая обеспечивать решение задач, связанных с расчетом областей устойчивости трех- и четырехкомпонентных твердых растворов на основе полупроводников типа $A^{III}B^V$. Система включает в себя базу данных по основным термодинамическим и физическим параметрам полупроводников $A^{III}B^V$. В базу включено 18 трехкомпонентных и 9 четырехкомпонентных систем, включающих элементы III (Al, Ga и In) и V (P, As и Sb) групп Периодической системы. Разработанные программные средства выполнены на основе многодокументного интерфейса в виде диалоговых и графических окон, удобных для быстрого просмотра информационного материала и проигрывания модельных ситуаций.

Система позволяет осуществлять расчеты критических температур и составов, кривых бинадального и спинодального распада в трех и четырехкомпонентных системах с построением изотермических и политермических сечений фазовых диаграмм, а также конод, соединяющих равновесные составы твердых растворов на границах бинадального распада. Математические модели, использованные при компьютерном моделировании фазовых равновесий, включают помимо традиционных подходов, основанных на приближении простых растворов, вклад упругих энергий, вызванных несоответствием параметров решеток при гетероэпитаксии. Варьирование конкретных термодинамических моделей и параметров, используемых при расчете, позволяет обеспечивать выбор наиболее адекватной расчетной модели, обеспечивающей соответствие экспериментальным результатам. При выводе результатов расчета в графической форме пользователь имеет возможность строить трехмерные изображения границ областей неустойчивости твердых растворов и определять координаты интересующих его точек на графиках. Разработанная система может быть использована при анализе возможности и условий получения объемных кристаллов и эпитаксиальных слоев твердых растворов на основе $A^{III}B^V$ требуемого состава.

ФАЗОВЫЕ РАВНОВЕСИЯ В СИСТЕМЕ ЛЕННАРД-ДЖОНСОВСКИХ ЧАСТИЦ (КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ)

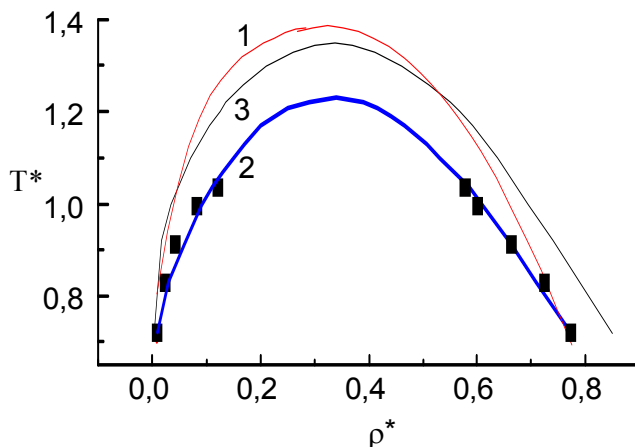
Байдаков В.Г., Черных Г.Г., Проценко С.П.

Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия, bai@itp.e-burg.su

В системе неограниченного размера поведение термодинамических величин вблизи точки фазового перехода определяется масштабами порядка корреляционного радиуса, в то время как величина температуры перехода зависит в основном от деталей взаимодействия на малых расстояниях. В конечной системе, когда радиус корреляции сопоставим с характерным линейным размером системы, картина фазового перехода претерпевает существенные изменения и зависит от граничных условий, структуры и формы образца.

Нами в компьютерных экспериментах (методы Монте–Карло (МК) и молекулярной динамики (МД)) исследован фазовый переход жидкость–пар в системе леннард–джонсовских частиц. Моделирование проведено на однофазной и двухфазной моделях. В обоих случаях использовались периодические граничные условия. Для однофазной модели из 32 частиц методом МК рассчитаны термодинамические свойства по шести изотермам. Исходная конфигурация частиц — случайное однородное распределение. Заход в область фазового перехода осуществлялся посредством увеличения (жидкость) или уменьшения (пар) объема ячейки. Изотермы имеют характерные S–образные петли. Приближение к точкам экстремумов изотерм сопровождалось ростом корреляционного радиуса, ухудшением сходимости цепей Маркова и микродиспергированием. Об интенсивных перестройках частиц в модели вблизи точек экстремумов свидетельствовал рост флуктуаций потенциальной энергии. По результатам расчетов построено единое уравнение состояния леннард–джонсовского флюида, из которого определены параметры критической точки ($T_c^* = 1,38$; $p_c^* = 0,156$; $\rho_c^* = 0,312$), и с использованием правила Максвелла найдена линия фазового равновесия (см. рис., кривая 1).

Двухфазная модель состояла из 1024 частиц и представляла собой слой жидкости, расположенный между паровыми прослойками. Система приводилась в равновесие, после чего усреднением по 2×10^6 конфигураций методом МД рассчитывались термодинамические свойства (рис., точки). Температурная зависимость разности ортобарических плотностей представлена в виде $\Delta \rho^* \sim (T_c^* - T^*)^{0,5}$, где $T_c^* = 1,25$ (рис., кривая 2). Двухфазная модель дает существенно более низкое значение критической температуры, чем однофазная. Как показывают проведенные исследования, величина критической температуры слабо зависит от числа частиц в двух-



фазной модели, чего нельзя сказать об однофазной, где она составляет $T_c^* = 1,35$ при увеличении числа частиц до 864 (рис., кривая 3).

Полученные данные анализируются в рамках гипотезы конечноразмерного скейлинга.

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ТОМОГРАФИИ СМЕШЕННОГО СОСТОЯНИЯ.

Аливердиев А.А.,

Дагестанский Государственный Университет, 367025, РФ, Дагестан, Махачкала,
ул. Гаджиева 43а

Институт физики, ДНЦ РАН, 367003, Махачкала, ул. М. Ярагского 94

E-mail: kamilov@datacom.ru

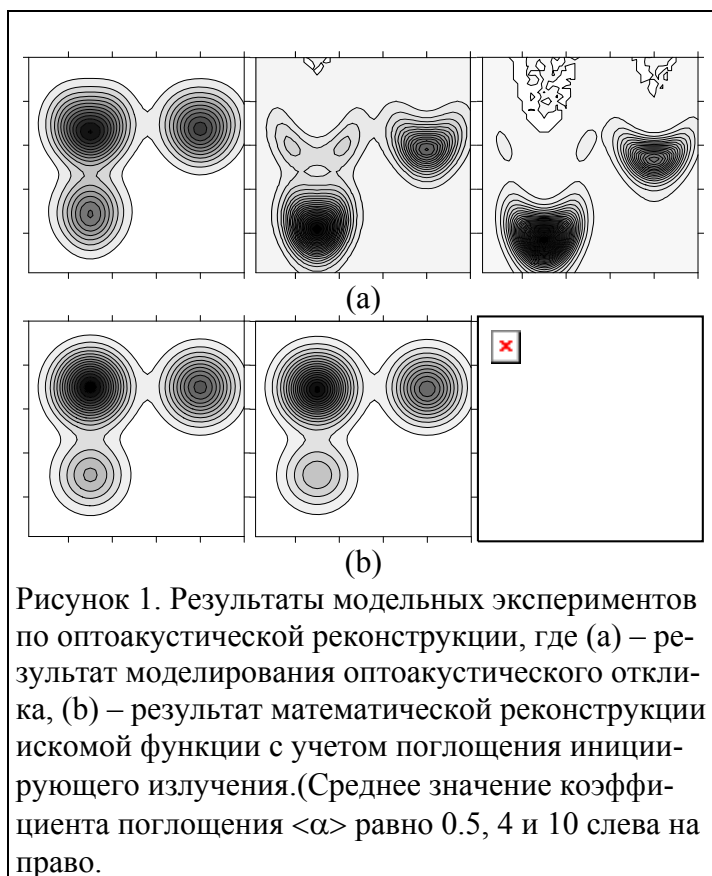


Рисунок 1. Результаты модельных экспериментов по оптоакустической реконструкции, где (а) – результат моделирования оптоакустического отклика, (б) – результат математической реконструкции искомой функции с учетом поглощения инициирующего излучения. (Среднее значение коэффициента поглощения $\langle \alpha \rangle$ равно 0.5, 4 и 10 слева на право.

ных значений коэффициента поглощения.

Работа была поддержана INTAS (Grant 96-0457) в рамках исследовательской программы ИЦ ФФМ.

Литература.

1. А.А.Карабутов, Н.Б.Подымова, В.С.Летохов // Оптическая техника, №4, 1994.
2. А.А.Karabutov, N.B.Podymova, V.S.Letokhov // Appl. Phys. B, **63**, 545-563, 1996.
3. M.G.Karimov, A.A.Aliverdiev // Lals96, Jena, Germany, P2-35, 1996.
4. А.А.Аливердиев // Изв. ВУЗов Радиофизика, **XL**, № 6, 1997, с. 761-768.
5. М.Г.Каримов, А.А.Аливердиев. // Вестн. Моск. Ун-та, сер. 15, Вычисл. Матем. и Киберн. 1996, № 4, с. 55-56.
6. А.А.Аливердиев // ЖТФ, 1997, **67**, № 9, с.132-134.
7. А.А.Aliverdiev, M.G.Karimov // Tr. J. of Physics, №4, p. 311-314, 1998.,

В настоящей работе представлены новые результаты математического обеспечения и компьютерного моделирования одного из молодых методов томографического исследования – лазерной оптоакустической томографии. [1-4] Этот метод может быть использован для определения пространственного распределения различных фаз в смешенном состоянии.

В предыдущих публикациях [3-7] развивалась концепция учета и использования скорости распространения регистрируемого сигнала для томографии, в рамках которой рассматривался и вышеупомянутый метод. В этом докладе делается обобщение приводимого в [4] решения задачи учета поглощения инициирующего лазерного излучения на схему двумерного сканирования, и обсуждаются результаты численных экспериментов, проведенных для различ-

О МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ТОМОГРАФИЧЕСКОЙ РЕКОНСТРУКЦИИ ОБЛАСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ.

**Махтимагомедов Г.К., Каримов М.Г., Аливердиев А.А.,
Батыров Р.М., Халилулаев Г.М., Ахмедов М.М., Амирова А.А.,
Атаев М.М.**

Дагестанский Государственный Университет, 367025, РФ, Дагестан,
Махачкала, ул. Гаджиева 43а
Институт физики, ДНЦ РАН, 367003, Махачкала, ул. М. Ярагского 94
E-mail: kamilov@datacom.ru

В настоящей работе приводятся результаты исследования возможности использования скорости регистрируемого сигнала для томографии, в частности, пространственно-временной томографии области фазового перехода. Представленные результаты являются естественным продолжением проведенных ранее по этому вопросу исследований [1-3].

В докладе дается общая формулировка и решение задачи использования скорости регистрируемого сигнала для томографии и рассматриваются решения при наличии ряда априорных ограничений на исследуемую функцию, выражающую в данном случае пространственное распределение различных фаз в области фазового перехода.

Вместо традиционного преобразования Фурье предлагается использование преобразования Хартли, позволяющего значительно повысить скорость компьютерной реконструкции [3-6].

Результаты численных экспериментов и возможности практического внедрения полученных выводов также обсуждаются в настоящем докладе.

Работа А.А. Аливердиева была поддержана INTAS (Grant 96-0457) в рамках исследовательской программы ИЦ ФФМ.

Литература.

1. Аливердиев А.А. О возможности использования скорости регистрируемого сигнала для томографического исследования возбужденных сред // Изв. ВУЗов Радиофизика. 1997, Том **XL**, № 6, с. 761-768.
2. Karimov M.G., Aliverdiev A.A. The use of speed secondary radiation for laser tomography of bio-objects. Lals96, Jena, Germany, 1996. P2-35
3. Аливердиев А.А. Использование спектра скоростей для пространственно-временного исследования высокоскоростных процессов // ЖТФ, 1997, т.67, №9, 132-134.
4. Batyrov R.M., Karimov M.G. Tomographic data processing on Hartley transform and method of 3D-image visualisation // Lals94, Minsk, Belarus, 1994, PI.7.
5. Батыров Р.М., Применение преобразование Хартли для реконструкции и обработки томографического изображения, Сборник статей студентов и аспирантов университета. Естественные науки, Махачкала: ДГУ, 1995, с.14-17.
6. Karimov M.G., Batyrov R.M., Ataev M.M., Bioobject tomographic image synthesis algorithm based on fast hartley transform and visualisation method // Lals96, Jena, Germany, 1996. P2-34,

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА КОНТАКТНОГО ПЛАВЛЕНИЯ

Хайрулаев М.Р., Раджабалиев Г.П., Нажмудинов А.М.

Дагестанский государственный педуниверситет
г. Махачкала, ул. М.Ярагского, 57

Создание ЭВМ можно в некотором смысле сопоставить с изобретением паровой машины или использованием электричества. Однако ЭВМ занимают в ряду этих величайших достижений человечества особое место: если обычные машины расширяли физические возможности людей, то ЭВМ существенно повысили их интеллектуальный потенциал. Широкое применение математических методов и ЭВМ открыло новые возможности обработки экспериментальных исследований. Если форма исследуемого явления достаточно описана и задача в основном состоит в логическом анализе этой формы, то компьютерное моделирование при таком анализе играет решающую роль. Примером этому служит компьютерное моделирование контактного плавления (КП).

Для этого следует решить физическую задачу, что сводится к решению некоторого дифференциального уравнения при определенных граничных и начальных условиях. К одним из таких задач относится процесс переноса тепла, решение которой имеет большое практическое значение в технологических процессах химической промышленности, при контактно-реактивной пайке и сварке, в атомной энергетике, в процессах КП плавления и т.д.

КП в системах с химическим взаимодействием компонентов может протекать при температурах ниже температуры плавления наименьших эвтектик – ΔT - эффект КП. Природа этого эффекта весьма противоречива.

Одной из причин ΔT - эффекта КП является повышение температуры в зоне контакта образцов в результате экзотермических реакций образования химических соединений. Необходимым условием для реализации такой возможности должна быть достаточно высокая скорость образования промежуточных соединений, чтобы, по крайней мере, в начальный момент времени скорость выделения тепла превышала скорость его рассеивания.

Для количественной оценки выделяемого тепла при химических реакциях образования интерметаллидов необходимо учесть кинетику их роста.

Экспериментально установлено, что рост толщины интерметаллида подчиняется различным законам:

1) параболический; 2) линейный; 3) отличается от первых двух. Условно весь интервал времени исследователями разбит на инкубационный период (кинетический режим) и период химических превращений (диффузионный режим). Причем, кинетическая стадия роста слоев обычно очень коротка и довольно часто лежит за пределами экспериментального наблюдения. Между тем экспериментально уверенно фиксируются фазовые слои толщиной более 1 мкм, то есть результат чисто диффузионного процесса роста зародышей, а не кинетическая стадия их образования.

Исследователями разработана простая физико-химическая теория роста слоя интерметаллида, которая только предсказывает вид зависимости “толщина слоя - время” и не дает метода теоретического определения химических и физических констант входящих в расчетные формулы.

Анализируя результаты экспериментальных исследований, используя разработанную физико-химическую теорию роста интерметаллидов, конструктивную теорию функций и полученных формул многих авторов, нами получены:

а) расчетная формула для определения толщины слоя интерметаллида в зависимости от времени ($x = L_0 + L_m \sqrt{K_1 - e^{-K \cdot t}}$, где L_0 , L_m - критический размер

зародыша фазы и максимальная толщина интерметаллида, K_1 , K - коэффициенты, определяемые методом наименьших квадратов из экспериментальных данных);

б) расчетная формула отвода тепла образцами из зоны контакта в процессе КП, выделенного при экзотермических реакциях образования интерметаллидов

$$(Q_{oms} = C\rho\pi R^2(T_c - T_0) \frac{Sh\sqrt{\frac{\alpha \cdot \ell}{\lambda \cdot h}}}{\sqrt{\frac{\alpha}{\lambda \cdot h}} \cdot Ch\sqrt{\frac{\alpha \cdot \ell}{\lambda \cdot h}}} \cdot t);$$

где α - коэффициент теплообмена, которая вычисляется по формуле:

$$\alpha = \left[\frac{0,54\lambda}{\sqrt{v}} \left(\frac{\beta g v C \rho (t - t_c)}{\lambda L} \right)^{1/4} \right] + \frac{5,67 \cdot 10^{-8}}{\frac{1}{1} + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{1}{2} - 1 \right)} \cdot \left(\frac{4 - 4}{-} \right)$$

в) формулы для определения критического размера зародыша и максимальной толщины слоев интерметаллидов

$$(L_0 = 2 \cdot \sqrt[3]{nR_a^3 + mR_b^3}, L_m = \frac{\rho_a m M_b L_1}{\rho_b n M_a});$$

Другой причиной ΔT - эффекта является протекание процесса КП по метастабильным диаграммам состояния.

Из множества работ, посвященных расчетам диаграмм состояний, наиболее простым и доступным является метод логарифмики растворимости Ахумова Е.И. Для удобства расчетов диаграмм состояний по этой методике из уравнений

$$\ln X = -Q_A(1/T - 1/T_A)/2; \quad \ln(1-X) = -Q_B(1/T - 1/T_B)/2$$

для левой и правой кривой ликвидуса находим концентрацию X , температуру T , и теплоты плавления Q_A , Q_B .

$$X = \exp(-Q_A(1/T - 1/T_A)/2) - \text{ для левой ветви,}$$

$$X = \exp(-Q_B(1/T - 1/T_B)/2) - \text{ для правой ветви,}$$

$$Q_A = 2 \ln X / (1/T_A - 1/T), \quad Q_B = 2 \ln X / (1/T_B - 1/T),$$

$$T = T_A / (1 - 2 T_A \ln X / Q_A) - \text{ для левой ветви,}$$

$$T = T_B / (1 - 2 T_B \ln X / Q_B) - \text{ для правой ветви.}$$

Затем, начертив на миллиметровой бумаге масштабную-увеличенную диаграмму состояний исследуемой системы, берем аналитическую концентрацию C компонента A на кривой ликвидуса, близкую к единице, и находим истинную концентрацию

$$X = \frac{C(m+n) - m}{q - m + C(m+n - p - q)}$$

и соответствующую температуру T . По этим данным определяем теплоту плавления Q_A , теплоту плавления Q_B .

Полагая Q_A и Q_B постоянными, далее, уменьшая концентрацию компонента A с малым шагом, определяем температуру T для левой и правой ветвей. Близкие значения T , вычисленные по формулам для левой и правой ветвей, соответствуют температуре возможной метастабильной эвтектики с температурой плавления T_M .

Для компьютерной обработки вышеизложенных формул составлены программы для автоматизации расчетов роста слоев интерметаллидов, теплоотвода образцами и построения метастабильных диаграмм состояний двойных металлических систем с химическим взаимодействием компонентов.

Вычисленные значения по составленным программам хорошо согласуются с экспериментальными данными систем $Bi-Te$, $Zn-Sb$, $Sb-Te$.

Неравновесные фазовые переходы и хаос в конденсированных средах

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ПОРЯДОК-ХАОС-ПОРЯДОК В УСЛОВИЯХ ЗВУКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В КРИСТАЛЛАХ ТЕЛЛУРА.

И. К. Камиллов, В. И. Пустовойт, В. З. Жохов

Институт физики Дагестанского научного центра
367003, Махачкала, ул. М. Ярагского, 94,

E-mail: kamilov@datacom.ru

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва

Исследовались монокристаллы теллура длиной $0.6 \div 1.2$ см, площадью 0.3×0.2 см² в различных кристаллографических направлениях с концентрацией носителя тока $5 \cdot 10^{14} \div 10^{15}$ см⁻³, подвижностью $2 \div 4 \cdot 10^3$ см²/В·с при температуре 77 К в продольных и ортогональных электрических и магнитных полях.

В условиях сверхзвукового дрейфа носителей тока обнаружены переходы типа порядок – хаос - порядок, проявляющиеся с ростом электрического и магнитного полей в последовательном превращении простых периодических колебаний тока через бифуркации удвоения частоты в хаотические. При дальнейшем повышении параметра надкритичности происходит трансформация хаоса в регулярный режим. Показано, что при небольшом увеличении внешней разности потенциалов величина тока скачком изменяется, а малые изменения параметров кристалла резко сказываются на временной зависимости тока. В этих условиях величина тока и разность потенциалов, приложенная к кристаллу, не являются однозначными функциями по отношению друг к другу. Существенное влияние на эволюцию сложных колебаний тока оказывает величина и направление магнитного поля. В случае, когда период колебаний совпадал со временем пробега домена по кристаллу, при увеличении поперечного магнитного поля внутри основного периода возникали бифуркационные добавки, амплитуда которых с ростом магнитного поля уменьшалась. При изменении направления магнитного поля бифуркационные добавки скачком меняли свою амплитуду и частоту. Рост продольного магнитного поля приводил к скачкообразному изменению периода колебаний тока.

В образцах длиной более 0.8 см и проводимостью $0.6 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ появлялись петлеобразные ВАХ. В этом случае период колебаний был значительно меньше периода, определяемого временем прохождения акустической волны через образец, а сдвиг между колебаниями напряжения и тока был отличен от 180° .

Величина тока при данном напряжении на образце, последовательно с которым включено небольшое омическое сопротивление, была неоднозначна и наглядно подтверждается вольтамперными характеристиками образцов теллура. Показано, что одному и тому же значению разности потенциалов соответствует несколько значений тока. Это еще раз указывает на хаотический характер движений в системе, связанный со случайным взаимодействием распространяющихся по кристаллу акустоэлектрических доменов, пространственный масштаб между которыми случаен.

Полученная нами подробная картина динамического хаоса, область изменения фазовых траекторий и соответствующие им спектральные портреты колебаний позволят теоретически описать возникновение динамического хаоса в акустоэлектронных системах.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ И КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО ХАОСА

Ибрагимов Х.О.

Институт Физики Дагестанского Научного Центра РАН
367003, Махачкала, ул. М. Ярагского , 94.
e-mail kamilov@datacom.ru

Интерес к исследованию и количественному описанию различных динамических систем проявляющих хаотическое поведение в пространстве и во времени возрастает с каждым годом. Примеров таких систем можно привести очень много и в различных областях науки .

Нами разработан пакет программ, позволяющий идентифицировать и количественно описать экспериментально наблюдаемую временную реализацию. Экспериментально наблюдаемый сигнал с помощью аналого-цифрового преобразователя (АЦП) преобразовывается в набор точек $U_i = U(i \cdot \Delta t)$, где Δt – время преобразования АЦП, $i = 0, 1, \dots, N$ ($N \cdot \Delta t$ – общая длина временной реализации).

Прежде чем приступить непосредственно к анализу временной реализации U_i , ее необходимо вложить в d_E – мерное фазовое пространство (ФП), т. е. построить d_E –мерные вектора $[1]$, $\vec{U}_i = (U_i, U_{i+1}, \dots, U_{i+d_E-1})$, причем $i=0, 1, \dots, N-d_E+1$.

На следующем этапе программа переходит к расчету автокорреляционной функции (АФ) $C(m)$ для последовательности U_0, U_1, \dots, U_N :
$$C(m) = \frac{1}{N-m+1} \cdot \sum_{i=1}^{N-m} U(i) \cdot U(i+m),$$

при различных значениях $m = 0, 1, 2, \dots, N$ и строит график зависимости $C(m) = f(m)$. По графику определяют такое целое число m , при котором АФ меняется в ϵ раз. Выбор m очень малым может привести к искусственно высокой корреляции и наоборот, поскольку хаотические системы характеризуются чувствительной зависимостью к начальным условиям .

После нахождения m программа переходит к расчету размерности наблюдаемого сигнала. При расчетах используется методика расчета корреляционной размерности которую предложили Грассбергера и Проккача [2]:
$$D_2 = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{\lg C(r)}{\lg r},$$
 где $C(r)$ - корреляционный интеграл .

Наиболее важной количественной характеристикой динамической системы является полный спектр экспонент Ляпунова (ЭЛ). Для однородного непрерывного отображения $x(t)=f_t(x_0)$ с двумя начальными условиями отличающимися на δx среднее расхождение траекторий по прошествии промежутка времени t определяется как $\delta x_t = \delta x_0 e^{\lambda t}$. При ограничении бесконечно малого расхождения начальных условий и бесконечно большого промежутка времени, ЭЛ определяется по следующей формуле:
$$\lambda = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \lim_{\delta x_0 \rightarrow 0} \ln \left| \frac{\delta x_t}{\delta x_0} \right|.$$

Программа вычисления полного спектра экспонент Ляпунова работает по следующему алгоритму [3,4,5];

- 1) Восстановление динамики системы в конечномерном фазовом пространстве.
- 2) Определение тангенциальной матрицы с помощью метода наименьших квадратов.
- 3) Получение полного спектра экспонент Ляпунова, используя **QR** разложение тангенциальной матрицы.

Вкратце суть метода такова: выбираем в ФП вектор x_j и находим в сфере радиуса r вокруг этого вектора точку x_j , затем наблюдаем через конечное число шагов (время) как меняется рас-

стояние между этими точками в ФП, $\left| \bar{x}_i - \bar{x}_j \right| \approx T_i \cdot \left| \bar{x}_{i+m} - \bar{x}_{j+m} \right|$, (для получения элементов матрицы T_i используется метод наименьших квадратов) и на конечном этапе вычисления ЭЛ матрица T_i разлагается на составляющие $Q_i R_i$, где Q_i – ортогональная матрица, R_i – треугольная матрица с неотрицательными диагональными элементами. Тогда полный спектр ЭЛ вычисляется по формуле $\lambda_i = \frac{1}{\tau \cdot K} \sum_{j=0}^{K-1} \ln R_{ii}^j$, где $\tau = m \Delta t$, R_{ii}^j – диагональные элементы матрицы R_j , и $K \leq (N - m \cdot d_m - 1) / m$ – число матриц T_i .

При вычислении ЭЛ возникает много сложностей связанных с паразитическими экспонентами, выбором задержки m , а также подбором числа соседних точек, чтобы расчеты не были слишком громоздкими и занимали как можно меньше машинного времени. После расчета полного спектра ЭЛ бывает полезно вычислить размерность Каплана - Йорке [6] или, как ее

иначе называют размерность Ляпунова по формуле: $D_{K-Y} = j + \frac{\sum_{i=1}^j \lambda_i}{\left| \lambda_{j+1} \right|}$, где ЭЛ упорядочиваются в виде $\lambda_1 > \lambda_2 > \dots$, j – наибольшее целое для которого $\sum_{i=1}^j \lambda_i > 0$.

Программа также вычисляет, с применением быстрого преобразования Фурье, спектр мощности исследуемого сигнала, строит фазовые портреты, обратные отображения и бифуркационные диаграммы. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований, грант N97-02-17623.

Литература

1. N.H.Packard, J.P.Crutchfield, J.D.Farmer and R.S.Shaw, Phys. Rev. Lett. **45**, 712 (1980).
2. P.Grassberger and I.Proccacia, Phys.Rev.Lett. **50**, 348 (1983).
3. J.P.Eckmann, S.O.Kamphorst, D.Ruelle and S.Ciliberto, Phys. Rev. A **34**, 4971 (1986).
4. K.Briggs, Phys. Lett. A **151**, 27 (1990).
5. M.Sano and Y.Sawada Phys. Rev. Lett. **55**, 1082 (1985)
6. J.Kaplan and J.Yorke, in *Chaotic Behavior of Multidimensional Difference Equation*. (Springer, New York, 1979)

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВИНТОВОЙ И
РЕКОМБИНАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В ПЛАЗМЕ
Ge (Au) В НЕЛИНЕЙНОМ РЕЖИМЕ.**

Абакарова Н.С., Алиев К.М.

Институт физики Дагестанского научного центра РАН,
367003 Махачкала, ул. М. Ярагского 94
E-mail: kamilov@datacom.ru

Приведены экспериментальные результаты по исследованию винтовой [1] и рекомбинационной [2] неустойчивостей тока в образцах германия р-типа, легированных сурьмой и компенсированных золотом, при высоком уровне оптического возбуждения в нелинейном режиме. Концентрация золота в исходном материале была $N_A = 10^{14-15}$ см⁻³, удельное сопротивление $\rho = 5 \cdot 10^6$ Ом · см при $T = 77$ К.

В зависимости от величины освещенности и приложенного к образцу электрического поля вольтамперные характеристики (ВАХ) проявляли либо сублинейный характер с колебаниями тока рекомбинационного типа на участке насыщения тока, либо S - образное переключение тока, либо суперлинейную зависимость $I \sim V^m$ (где $m \geq 2$), к которой приводит дальнейшее увеличение освещенности образца.

На сублинейном участке ВАХ с ростом освещенности при заданном значении электрического поля обнаружены переходы к хаотическому состоянию через квазипериодичность. Дальнейший рост освещенности в большинстве своем приводил к релаксационным колебаниям большой амплитуды, когда модуляция импульса тока достигала почти 90 %. Еще большее увеличение освещенности вело к S – образной ВАХ, на которой до переключения сохранялись колебания тока, обусловленные рекомбинационными волнами в образце.

В продольном магнитном поле в образце одновременно возникали как рекомбинационные колебания, так и осцилляторные колебания тока, вызванные развитием неустойчивости Кадомцева-Недоспасова в электронно-дырочной плазме германия. Возникновение винтовой неустойчивости фиксировалось поперечными парами "холловских" зондов, предназначенных для снятия амплитудно-частотных характеристик данной неустойчивости тока.

Исследована пороговая зависимость $E_p(N_p)$, которая для винтовой неустойчивости имеет вид $E \sim 1/N$. Обнаружен характерный для пороговой кривой минимум в области сильных магнитных полей.

Показано, что в образцах полупроводников с глубоколежащими уровнями можно возбудить винтовую неустойчивость, если амбиполярный снос, возникающий в заряженной плазме с большой разницей времен жизни носителей тока – электронов и дырок, будет сведен к минимуму за счет сильного "собственного" освещения образца с одновременной двойной инъекцией с контактов.

Большая чувствительность винтовой неустойчивости к амбиполярному сносу как по порогу возбуждения, так и по частоте, может служить новым способом диагностики глубоколежащих центров в полупроводниках.

[1] В. В. Владимиров, А. Ф. Волков, Е. З. Мейлихов. Плазма полупроводников, 256. М.(1979).

[2] О. В. Константинов, В. И. Перель, Г. В. Царенков. ФТТ, 9, 1761 (1968).

ИНДУЦИРОВАННЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ НЕРАВНОВЕСНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ГАЗЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ.

Г.М. Шмелев* Э.М. Эпштсйн**

*Волгоградский государственный педагогический университет,
27 пр. Ленина, Волгоград, 400013 Россия, e-mail: niatfac@vspsu.ru

**НИИ "Платан", Заводской пр. 2, Фрязино, Моск. обл., 141120 Россия

Теоретически установлено, что под действием сильного (неквантующего) электрического поля в проводниках с неаддитивным энергетическим электронным спектром возможны неравновесные фазовые переходы (НФП). Эффект состоит в спонтанном появлении поперечного электрического поля E_y , играющего роль параметра порядка; управляющим параметром является тянущее поле E_x направленное вдоль одной из осей симметрии кристалла. В OY – направлении образец разомкнут или замкнут на конечное сопротивление, в OY – направлении течет постоянный ток.

Рассматривается двумерный электронный газ со спектром

$$\varepsilon(\vec{p}) = \varepsilon_0 + \varepsilon_1(p_x + p_y) + \varepsilon_1(p_x - p_y) \quad (1)$$

где \vec{p} - квазиимпульс, $\varepsilon_1(p)$ - ограниченная неквадратичная, но, разумеется, четная функция. Плотность тока таких носителей в поле $\vec{E} = \{E_x, E_y, 0\}$ имеет вид

$$\left. \begin{matrix} j_x \\ j_y \end{matrix} \right\} = j(E_x + E_y) \pm j(E_x - E_y) \quad (2)$$

($j(x)$ - нечетная функция). Пусть образец гальванически разомкнут в OY -направлении, тогда условие разомкнутости

$$j_y(E_x, E_y) = 0 \quad (3)$$

представляет собой нелинейное алгебраическое уравнение для определения поперечного поля $E_y = E_y(E_x)$. Кроме нулевого ($E_y \equiv 0$) уравнение (3) может иметь и ненулевые решения, которые и представляют спонтанно возникающее поперечное поле $E_y \neq 0$.

Устойчивость поперечного поля E_y относительно малых флуктуаций определяется неравенством

$$\frac{\partial j_y}{\partial E_y} > 0 \quad (4)$$

Условия (3) и (4) можно записать в виде

$$\frac{\partial \Phi}{\partial E_y} = 0, \quad \frac{\partial^2 \Phi}{\partial E_y^2} > 0 \quad (5)$$

где

$$\Phi = \int_0^{E_x + E_y} j(x) dx + \int_0^{E_x - E_y} j(x) dx + \Phi_0 \quad (6)$$

- синергетический потенциал, принимающий, стало быть, в стационарном

неравновесном состоянии минимум. Функция Φ есть плотность мощности, которая, как известно, пропорциональна скорости генерации энтропии. Таким образом, в рассматриваемой ситуации выполняется теорема Пригожина о минимуме производства энтропии в стационарных устойчивых состояниях, причем здесь - независимо от степени отклонения электронного газа от равновесия. Неустойчивым стационарным решениям E_y соответствуют локальные максимумы синергетического потенциала.

В качестве примера рассмотрены НФП в латеральной сверхрешетке $\varepsilon(p) \sim \cos(p d/\hbar)$ (d - период сверхрешетки). Плотность тока найдена с помощью кинетического уравнения Больцмана. При этом

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{1}{4} \ln[(1 + E_x^2 + E_y^2)^2 - 4E_x^2 E_y^2] \quad (7)$$

а из условий (5) определяются устойчивые решения $E_y = 0$ при $|E_x| \leq 1$ и $E_y = \pm \sqrt{E_x^2 - 1}$ при $|E_x| \geq 1$ (здесь поле записано в единицах $\hbar/ed\tau$, τ - время релаксации, e - заряд электрона). Таким образом, в точке бифуркации $|E_x| = 1$ происходит НФП 2-го рода.

В случае, когда в OY - направлении образец замкнут на конечное сопротивление (R), в зависимости от величины R возможны как НФП 2-го, так и НФП 1-го рода (со скачками E_y в точке перехода, метастабильными состояниями и др.).

Вышеизложенное предполагает температуру образца (T) фиксированной. Если, наоборот, считать поле $E_x = \text{fix}$, а управляющим параметром - температуру, то оказывается, что спонтанное поле $E_y \sim \pm \sqrt{T_c - T}$, где "температура Кюри" T_c определяется величиной тянущего поля $|E_x|$. Таким образом, с феноменологической точки зрения неравновесный электронный газ представляет собой своеобразный сегнетоэлектрик.

CHAOTIC REGIMES NONLINEAR AFMR IN $(\text{NH}_3)_2(\text{CH}_2)_4\text{MnCl}_4$

M.M.Bogdan, E.N.Khatsko, V.I.Kobets.

Institute for Low Temperature Physics and Engineering, National Academy of Sciences of Ukraine, 47 Lenin Ave, 310164 Kharkov, Ukraine, e-mail: khatsko@ilt.kharkov.ua

Reduced dimensional systems reveal specific properties which are absent in three-dimensional crystals. Two-dimensional antiferromagnets demonstrate the anomalously low relaxation of spin excitations at the helium temperatures. Due to the property the threshold of existence of nonlinear regimes of resonant microwave energy absorption in these compounds occurs at values of the power about the milliwatts. It makes possible the observation of autooscillations and regimes of chaotic behavior in the power absorption in two-dimensional metallorganic antiferromagnets under condition of the antiferromagnetic resonance (AFMR).

In the contribution the results of the investigation of chaotic phenomena in the nonlinear AFMR in the compound $(\text{NH}_3)_2(\text{CH}_2)_4\text{MnCl}_4$ (2C4Mn) are presented. The antiferromagnet belongs to the monoclinic crystal syngony with the space group $P2_1/b$ and the unit cell parameters, $a=10.770\text{\AA}$, $b=7.17\text{\AA}$, $c=7.307\text{\AA}$, $\gamma = 92.66^\circ$. The 2C4Mn has the magnetic anisotropy of the easy-axis type. The intraplane exchange interaction is equal to $2H_e=1400$ KOe, the interplane exchange H' is small as 26 Oe [1].

At temperature lower than 2 K we have observed the nonlinear energy absorption dependence on the microwave power. The experiment has carried on at the frequency 70.2 GHz and with the constant field orientation along the easy axis. The power of microwave source did not exceed 5 mw during all the measurements.

At temperature 1.7 K we have found the following effects. The low-frequency autooscillations of the energy absorption arise at the power level above -5 dB in the vicinity of the resonant field 9 KOe. In increasing the microwave power the amplitude and frequency of the oscillations grow and finally they become chaotic. We have analyzed the frequency power spectrum of the regular and chaotic regimes of the absorption and studied the frequency bifurcation structure in the observed route to chaos. In general, the scenario of the transition is not similar to one of three known chaotic scenaria, rather close to the route through the irregular periods [2].

The dependence of the autooscillation threshold value on the magnitude of the resonant field and some hysteresis phenomena in nonlinear regimes of the AFMR energy absorption have been also studied.

The main results and conclusions may be formulated as follows:

- 1) For the first time the transition to chaos through irregular periods has been observed in the two-dimensional metallorganic antiferromagnet under the condition of the antiferromagnetic resonance.
- 2) It has been found that the auto-oscillations of the energy absorption arise at very low levels of the microwave power and have very low frequency of the main harmonic (it is about some Herzs). No multiple harmonics at the frequency of the order of kilohertz or higher are not observed.

- 3) This type of the oscillations called as the relaxation oscillations possesses the specific time series dependence in the form of the spikes sequences. In general the spike appearance is the nonlinear periodic phenomenon, and the power spectrum demonstrates this clearly.
- 4) In increasing the microwave power the period doubling is observed in the energy absorption time dependence. Simultaneously the form of the signal is transformed from the "spike"- into "saw"-like, showing the presence of parts with the linearly increasing and decreasing absorption.
- 5) The same phenomenon is observed at the fixed level of the microwave power but in changing the value of the static magnetic field in the range near the resonance condition.
- 6) With growing the power the relaxation oscillations become chaotic without any other period doublings. Finally the power spectrum exhibits typical grass-like look, however, having main frequency component still distinguished. The phase portrait constructed from the averaged time series data has the form of the strange attractor.
- 7) The quantitative characteristics of the strange attractor have been calculated. The return map shows absolutely chaotic behavior which is seemed to be typical for this type of auto oscillations. Analysis shows that trajectories of the attractor run off each other very rapidly, and it can not be explained as the simple noisy effect. The additional study of the noisy contribution and the reduction of its influence are needed, as well as the working out of the appropriate theoretical model, to construct the quantitative theory of this scenario of the transition to chaos which is seemed to be the universal phenomenon in the parametric nonlinear resonance in ferro- and antiferromagnets.

ПУЛЬСИРУЮЩИЕ АВТОСОЛИТОНЫ В СИСТЕМЕ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНАЯ ПЛАЗМА /ЭКСИТОНЫ КРЕМНИЯ ПРИ 4.2 К.

Мусаев А.М.

Институт физики, Дагестанского научного центра РАН.
367003, Махачкала, ул. М. Ярагского 94, E-mail: Kamilov@datacom.ru

В сообщении представлены результаты экспериментального обнаружения и исследования, автосолитонов (АС) в системе электронно-дырочная плазма (ЭДП)/экситоны кремния при 4.2 К в сильных электрических полях.

Исследования проводились на образцах n-Si<P> с концентрацией примесей $N_d - N_A = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, и контактами, имеющими барьер Шоттки. Фотовозбуждение экситонов и электрические измерения проводились в импульсном режиме.

При интенсивности фотовозбуждения экситонов и электрическом поле превышающих пороговые значения в образце возникают колебания периодического или стохастического типа, обусловленные расслоением плотности ЭДП и образованием нелинейных структур -АС. Затравкой для спонтанного возбуждения АС является микроплазменный пробой области пространственного заряда (ОПЗ) барьера Шоттки [1]. Увеличение концентрации носителей в ОПЗ перераспределяет напряжение между ОПЗ и базой образца, что соответственно приводит к ударной ионизации экситонов. В эксперименте расслоение ЭДП наблюдается в виде изменения плотности тока по сечению образца. Картина реализующихся в системе явлений прежде всего определяется величинами:

$$\varepsilon = \ell / L \ll 1 \text{ и } \alpha = \tau_e / \tau_3 \ll 1,$$

где $\ell = (D_e \tau_e)^{1/2}$ -длина дифф. электронов за время пролета в образце, $L = (D_3 \tau_3)^{1/2}$ - длина дифф. экситонов, τ_e, τ_3 - время дрейфа электронов и время жизни экситонов соответственно.

Результаты эксперимента подтверждают существование в данной системе пульсирующих АС КΩ-типа (в соответствии с классификацией приведенной в работе [2]) , объем и форма которых периодически меняется во времени.

Кроме того впервые обнаружен эффект, который можно объяснить трансформацией механизмов формирования АС, заключающийся в изменении механизмов активации и ингибирования в зависимости от приложенного электрического поля.

На основе результатов эксперимента предложены модели, объясняющие механизмы возникновения и эволюции АС, которые согласуются с нелинейной теорией, изложенной в работе [2].

[1] Мусаев А.М. Пробой барьера Шоттки в Si стимулированный дрейфом экситонов в неоднородном электрическом поле при 4.2 К. ФТП, т.31, в.6, с. 724-727, 1997.

[2] Кернер Б.С., Осипов В.В. Автосолитоны. УФН, т. 157, в.2, с. 201-266, 1989

АВТОСОЛИТОНЫ В InSb В МАГНИТНОМ ПОЛЕ.

А.С.Ковалев, А.А.Степуренко.

Институт физики Дагестанского научного центра РАН.
367003, Махачкала, ул. Ярагского, 94, E-mail: kamilov@datacom.ru

Теоретические исследования Б.С.Кернера и В.В.Осипова показали, что в разогретой электронно-дырочной плазме (ЭДП) можно внешним дополнительным возмущением возбудить термодиффузионные автосолитоны (АС). В плотной ЭДП ($\mu \sim T^{3/2}/n$) при наличии внешнего электрического поля АС проявляются в виде слоев тока, направленных вдоль продольного электрического поля, а в ЭДП не слишком высокой плотности образуются АС в виде слоев сильного электрического поля, перпендикулярных линиям тока.

Экспериментально показано, что в неравновесной ЭДП, полученной в образце InSb джоулевым разогревом, в сильном электрическом поле появляются АС как в виде слоев тока, так и областей сильного электрического поля. Так как в InSb ЭДП несимметрична ($m_p^* \gg m_e^*$), то области сильного электрического поля движутся в электрическом поле вдоль слоев тока в сторону движения горячих электронов (от катода к аноду), вызывая колебания тока во внешней цепи образца.

АС в образцах InSb должны быть достаточно чувствительным к магнитному полю. Исследовалось поведение движущегося АС в продольном магнитном поле ($H \uparrow \uparrow E$, $H \downarrow \uparrow E$) напряженностью до $1,4 \cdot 10^4$ А/м. Образцы InSb имели при $T=77$ К $p=2 \div 4 \cdot 10^{12}$ см⁻³ с подвижностью $\mu \sim 4000$ см²/В·с. Экспериментально было показано, что продольное магнитное поле сравнительно небольшой величины вызывает существенное изменение скорости движения АС. При этом частота колебаний тока во внешней цепи образца уменьшается, а амплитуда этих колебаний растет с увеличением продольного магнитного поля, которое имеет то же направление, что и приложенное к образцу электрическое поле ($H \uparrow \uparrow E$). При антипараллельном направлении магнитного поля ($H \downarrow \uparrow E$) наблюдается увеличение частоты колебаний тока, а амплитуда этих колебаний уменьшается с ростом напряженности магнитного поля.

Наблюдаемые явления объясняются решающим вкладом термомагнитных эффектов, т.к. АС представляют собой локализованные области повышенной температуры с резким градиентом порядка $\nabla T \approx 3,5 \cdot 10^5$ град/см. В продольном магнитном поле наличие поперечного градиента температуры ∇T шнура тока (АС) приведет вследствие эффекта Нернста-Эттингсгаузена к появлению нечетной поперечной разности потенциалов, поле которого смещает движущийся АС в более плотную и горячую область ЭДП или в область меньшей плотности и температуры. В связи с этим изменение соотношения величин μ_e , μ_p , T_e , T_p приводит к изменению фазовой скорости движения АС, а, следовательно, и частоты колебаний.

В горячей, более плотной области ЭДП провал концентрации носителей в центральной области АС понизится, понизится сопротивление АС и, следовательно, электрическое поле в центре АС. При разрушении движущегося АС величина скачка тока (т.е. амплитуда колебаний) уменьшится.

В более холодной и менее плотной области ЭДП провал концентрации носителей в центре АС увеличится, следовательно, повысится сопротивление и, соответственно, электрическое поле в центре АС. В результате величина скачка тока во внешней цепи образца (т.е. амплитуда колебаний) возрастает при разрушении АС.

**ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ КОМПОНЕНТОВ
В ПРОЦЕССЕ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ СЛАНЦЕВ.****С.Б. Станотина, Н.Н. Былинкина, В.А. Решетов**Саратовский Государственный Университет им. Н.Г. Чернышевского
410026, г. Саратов, Астраханская, 83, корп. 1.

Исследование кинетики и механизма твердофазных превращений компонентов минеральной и органической составляющих сланца, происходящих при его термической обработке, является актуальной задачей. Фундаментальное значение детального изучения фазовых превращений в сланцах состоит в разработке физико-химических основ прогнозирования свойств, а прикладное - в управлении процессами производства функциональных композиционных материалов (КМ) со сланцевыми и другими многокомпонентными наполнителями.

Объектами исследования служили натуральные горючие сланцы российских месторождений и продукты, образующиеся на различных стадиях их термообработки. Основными методами исследования являлись лазерный микроспектральный, масс-, ИК- и УФ-спектроскопические и химические анализы, рентгено- и термография. Эксперименты сопровождалась термодинамическими и кинетическими расчетами.

Установлено, что по мере нагревания сланцев, независимо от месторождения, в присутствии кислорода воздуха в конденсированной системе последовательно протекают следующие фазовые превращения и переходы: испарение неструктурной воды; размягчение и термическая деструкция керогена до термобитума; пиролиз последнего с образованием сланцевой смолы; крекинг смолы до генетических структурных фрагментов; окисление пирита, дегидратация металлов и глинозема; накопление самостоятельной фазы кокса; декарбонизация кальцита, магнезита и сидерита; модификационный переход анатаз → рутил; упорядочение кристаллической решетки глинистых минералов; силикатизация образующихся оксидов металлов; образование титанатов и разложение ангидрита.

При нагревании сланцев в инертной атмосфере процессы пиролиза керогена и термобитума, крекинга смолы существенно замедляются, общая потеря массы объекта снижается, но величины тепловых эффектов не изменяются, что указывает на целесообразность формирования КМ со сланцевыми наполнителями без доступа воздуха.

Выявлено, что скорость нагревания оказывает существенное влияние на кинетику фазовых превращений i -компонентов в присутствии остальных. Найдена оптимальная скорость нагрева сланцевых образцов, при которой обеспечивается относительная устойчивость исходных и промежуточных продуктов. Определены направления процессов взаимной гетеродиффузии между компонентами сланца при различных температурах, рассчитаны условия термодинамического равновесия в конденсированной сланцевой системе, выявлена роль собственных компонентов сланца в процессах химического связывания токсичных газообразных продуктов (H_2S , SO_2 , SO_3 , CO , NO и др.), выделяющихся при его термообработке.

По результатам работы определены основные направления применения натуральных сланцев в качестве полифункциональных наполнителей КМ с полимерными, органическими и неорганическими матрицами и исходных веществ для производства композитов исключительно из сланца без дополнительного применения связующих продуктов, наполнителей и добавок.

Полученные результаты представляют интерес для развития теории многокомпонентных многофазных конденсированных систем.

В3-9
**МАГНИТНЫЙ ВКЛАД В ТЕРМОЭДС МЕТАЛЛИЧЕСКИХ
 НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМ**

Абдурахманов А.А., Ковалева Н.А.

Дагестанский Государственный Университет, Физический факультет
 367025, РФ, Дагестан, Махачкала, ул. Гаджиева 43а.

Рассмотрена модель многокомпонентного ферромагнитного сплава из N ионов, расположенных в пространстве хаотически, не образующие кристаллической решетки. Электроны проводимости со спинами "по" и против" намагниченности образуют две подзоны в \vec{K} - пространстве с энергетическим расщеплением. Допускается возможность существования ближнего порядка. Далее была обобщена двухтоковая модель Мотта для термоэдс S аморфных ферромагнитных сплавов с учетом участия $s-d$ - и $d-d$ - состояний, а также возможность значительного различия плотностей состояний носителей тока с противоположной поляризацией спинов на уровне Ферми.

Гамильтониан рассматриваемой модели записывается в виде

$$H = T + V + H_{es} + H_{so}$$

где T - кинетическая энергия электронов проводимости, V - их потенциальная энергия взаимодействия с ионами сплава, H_{es} - обменное взаимодействие с локализованными магнитными моментами и H_{so} - спин - орбитальное взаимодействие намагниченных носителей тока (СОВ).

Из решения соответствующего кинетического уравнения имеем для магнитного вклада в термоэдс

$$S = S_{упр} + S_{неупр}$$

где $S_{упр} = S_{упр}^{(0)} + S_{упр}^{(2)}$, $S_{неупр} = S_{неупр}^{(0)} + S_{неупр}^{(2)}$ соответственно вклады упругого и неупругого процессов рассеяния (верхние индексы в круглых скобках указывают степень константы СОВ).

$$S_{упр}^{(0)} \propto T, S_{упр}^{(2)} \propto TM_s^2(T), S_{неупр}^{(0)} \propto T^{3/2}, S_{неупр}^{(2)} \propto T^{3/2}M_s^2(T).$$

$S_{неупр}^{(0)}$ в основном обусловлен процессами с поворотом спина и

$$\frac{S_{неупр}^{(0)}}{S_{упр}^{(0)}} \propto \frac{\tau}{t} T^{1/2}$$

величина вклада неупругих процессов рассеяния определяется отношением времен релаксации упругих и неупругих процессов рассеяния намагниченных электронов проводимости на рассеивателях.

Наряду с упругим рассеянием $s-d$ - состояний заметный вклад в термоэдс аморфных сплавов вносит рассеяние $d-d$ - состояний. По - видимому, все-таки основной вклад в термоэдс приходит на долю упругого рассеяния $s-d$ - и $d-d$ - состояний.

Вклад в термоэдс от упругого рассеяния под влиянием СОВ приводит к изменению относительного вклада $\frac{\Delta S}{S} M_s^2(T)$.

О КРИТЕРИИ ЛАЗЕРНОГО ПРОБОЯ

А.А. Аливердиев, А.А. Аливердиева

Институт физики, ДНЦ РАН, 367003, Махачкала, ул. М. Ярагского 94
 Тел.: (8722)684358, (8722)629070, Факс: (8722) 628900, E-mail: kamilov@datacom.ru
 Дагестанский ЦСЭ, 367025, Махачкала, ул. Портовое шоссе 5.

В конечном объеме не может быть сконцентрировано бесконечное количество энергии, поэтому увеличение интенсивности излучения имеет предел. Наличие данного предела для монохроматического излучения может быть установлено из следующих рассуждений.

Так как энергия, протекающая через поперечную площадку πR^2 , где $R = \lambda/2\pi$ (λ - длина волны), за время, равное одному периоду, равна величине: $\varepsilon = N\varepsilon_f$, где $\varepsilon_f = h\omega$ энергия одного фотона, N - число фотонов, то амплитудное значение напряженности поля (с учетом теоремы Пойтинга) равно величине: $E_o = (Nhc)^{1/2}/\pi R^2$, где h - постоянная Планка, c - скорость света. Поэтому четырехмерный векторный потенциал может быть смоделирован зарядом, движущимся по спирали: заряд $q_o = (hc)^{1/2}/\pi$, вращаясь вокруг оси Ox с угловой скоростью ω , движется со скоростью c по направлению этой оси. Функция $q(t,x)$, описывающая изменение проекций заряда, удовлетворяет волновому уравнению, а сами проекции на две взаимноперпендикулярные плоскости обуславливают собственно напряженности магнитного и электрического поля. Расстояние от заряда q_o до оси Ox равно величине: $r = R/N^{1/4}$.

Для того чтобы заряд двигался по спирали, по крайней мере, необходимо, чтобы расстояние от него до оси Ox было бы больше нуля. Таким образом, наличие предела интенсивности монохроматического излучения, в рамках предлагаемой модели, самоочевидно.

Так как минимальные пространственные параметры $r_{min} = dy$ и $x_{min} = dx$ связаны между собой соотношением [1]: $r_{min} = \alpha R = R\beta \cos(\beta)$, где $\beta = 2\pi/861$, α - постоянная тонкой структуры, то соотношения для максимальной интенсивности монохроматического излучения и соответственно напряженности электрического поля в световой волне запишутся в виде:

$$I_{max} = 4\pi hc^2/\alpha^4 \lambda^4 \quad (1)$$

$$E_{max} = 4\pi(hc)^{1/2}/\alpha^2 \lambda^2 \quad (2)$$

Непосредственной подстановкой (например, для длины волны порядка $3 \cdot 10^{-4}$ см) легко убедиться, что I_{max} - порядка $3 \cdot 10^{11}$ Вт/см², а E_{max} - 11 МВ/см, то есть, по порядку величин, соответствуют наблюдаемым значениям интенсивности излучения и напряженности поля перед возникновением лазерной искры. Данный факт дает основание для вывода о том, что причиной возникновения лазерной искры является наличие предела $N_{max} = \alpha^4$, в связи с чем формулы (1) и (2) могут быть использованы в качестве критериев возникновения лазерной искры.

Литература

1. А.А. Аливердиев, А.А. Аливердиев. О постоянной тонкой структуры. // ФМР, 1998. - N 6.

ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ЭНЕРГИИ ТРИГГЕРНОГО ТИПА

В.О. Османов, О.М. Османов, М.А. Гираев
Дагестанский госуниверситет, г. Махачкала

Схема электрохимического триггера (ЭХТ) с двумя устойчивыми состояниями в режимах выше и ниже температуры термодинамической устойчивости сердечника из сегнетоферрокерамики $\text{La}_{07}\text{Sr}_{03}\text{MnO}_3$ приведена на рис. 1. Сердечник формы плоской тороидальной шайбы в цепи автогенератора обеспечивает обратную связь, является катализатором и мембраной в режимах магнитного и дипольного упорядочений. При температуре магнитного фазового перехода (T_c) шайба совершает механические колебания в поле постоянного магнита [1] между двумя резервуарами ферроколлоида [2 и 3]. Резервуар над шайбой [1], обращенный к источнику излучения имеет температуру выше T_c , а резервуар под шайбой имеет температуру ниже T_c одновременно служит и холодильником [2]. Периодическое соприкосновение шайбы с резервуарами (рис. 1а (1) и (2)) завершается осаждением капиллярного слоя ферроколлоида (фк) на поверхностях шайбы. Потоки энергии в автогенераторы поступают через кремневые солнечные батареи (5в) и теплообменом $cm_i(T_2 - T_c)$.

Исходным для описания эволюции вещества в бислоях является модифицированное уравнение вида (1)

$$(1) \quad \text{div}[\overline{EH}] = \frac{\partial}{\partial t} \Delta F + j_{\text{ext}} E + \sigma E^2 + Q + \frac{1}{\tau} \int f(w, t) dt + \mu_{kv} \frac{dc_k}{dt} + cm_i (T - T_c)$$

\overline{E} и \overline{H} - составляющие потока электромагнитного поля, c и m_i удельная теплоемкость и масса капиллярного слоя ФК, $F(l, m, n)$ функционал случайных сил (потоков) типа Фурутцо-Новикова [2] переменные которого имеют вид

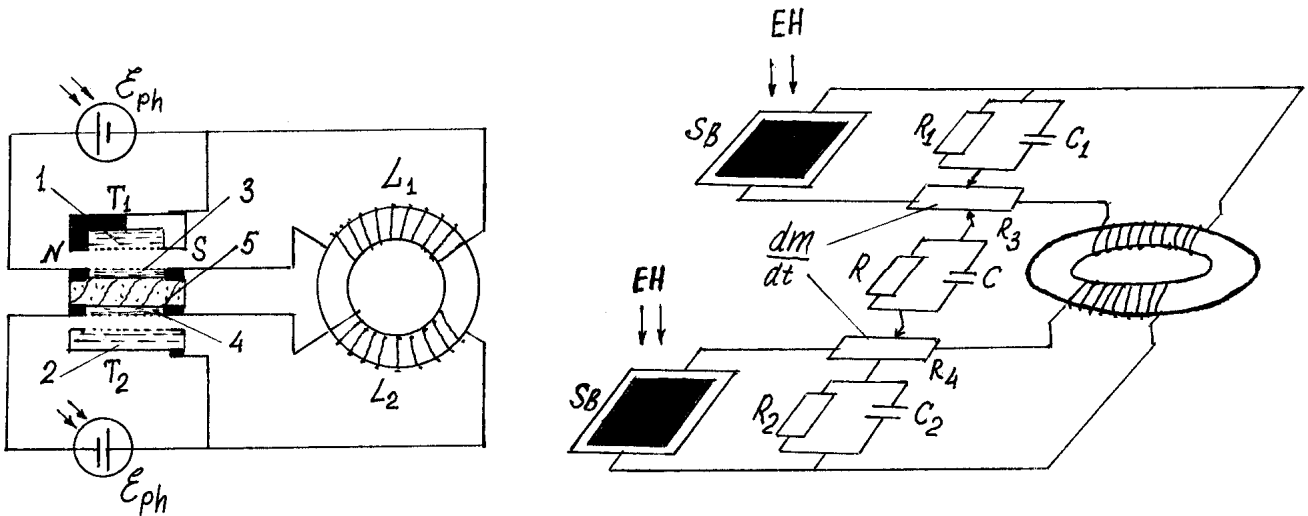
$$l = \lg E_i / \lg P_i, \quad m = \lg \Phi_i / \lg M_i, \quad n = \lg m_i / \lg C_i$$

коэффициентов масштабных преобразований, P_i и M_i магнитные и дипольные моменты подрешеток, каталитически активной поверхности ФК, i с масса и концентрация компонентов ФК, j_{ext} - плотность вихревых токов в граничном слое коллоида и твердого тела, GE^2 - ток вдоль доменных каналов, Q - теплота выделяемая за счет вихревых токов, $d(wt)$ - функция, описывающая потоки диссипации за счет механических колебаний шайбы за период. Эволюция параметра порядка η описывается по схеме Грассбергера [3]

$$\eta_{i+1} = \eta_i + (1 + \exp(\Delta F / kT))^{-1} - J * \Theta * \left(\frac{T - T_c}{T_c} \right) \quad (2) \quad \Delta F -$$

функционал случайных сил, J - потоки энергии, обмениваемые через индуктивную связь (L_1 и L_2) и (RC) (рис. 1б), Θ - ступенчатую функцию описыва-

ющую периодичность термодинамического режима $\Theta * \left(\frac{T - T_c}{T_c} \right)$. Поток заряда и спина в цепи триггера описаны уравнением Бернулли [4] в виде:



$$\frac{dI}{dt} = \frac{2}{3l+1} \frac{I}{C} - \frac{N_i}{l} \frac{R_3}{L_1} I^{2-l} \quad (3)$$

где $l = \lg \Phi_i / \lg M_i$, $N_i = \Gamma\left(\frac{l}{l+1} + \frac{1}{2}\right) \Gamma\left(1 + \frac{1}{l+1}\right) / \Gamma\left(\frac{l}{l+1}\right) \Gamma\left(1.5 + \frac{1}{l+1}\right)$

Использованная литература

1. Бараш Ю.С., Гинзбург В.Л. //УФН 1976, т.118, В/3, с.523
2. Новиков Е.А. //ЖЭТФ 1964, т.47, 5(11), с.1919
3. Г. Хакен. Информация и самоорганизация. Макроскопический подход к сложным системам – М.: Мир, 1991
4. Турбович И.Т. //Радиотехника 1954, в 2, с.10

КРИТЕРИЙ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ.**А.А. Аливердиев, А.А. Аливердиева**

Институт физики, ДНЦ РАН, 367003, Махачкала, ул. М. Ярагского 94
 Тел.: (8722)684358, (8722)629070, Факс: (8722) 628900, E-mail: kamilov@datacom.ru
 Дагестанский ЦСЭ, 367025, Махачкала, ул. Портовое шоссе 5.

Интересно отметить, что в воздухе при атмосферном давлении напряженность поля, при которой происходит пробой, связана с длиной промежутка d эмпирическим соотношением:

$$\exp(B/E)/Rd = \pi, \quad (1)$$

где $\beta=401.7$ кВ/см, R – постоянная Ридберга, d – длина разрядного промежутка, E – напряженность поля.

Напряжения пробоя, рассчитанные из (1), приведены в таблице 1. Для сравнения в этой же таблице приведены экспериментальные данные ряда авторов. Экспериментальные данные цитируются из [1]. Соотношение (1) справедливо для длин промежутков порядка и более одного сантиметра, то есть для случая, когда реализуется одноплазменный пробой.

Таблица 1

Расчетные и экспериментальные значения пробивных напряжений при атмосферном давлении для воздуха

Длина промежутка, см	Напряжения пробоя, кВ				
	расчетные	по Мику	по Шуману	по Ритцу	Хольцеру
1	31.50	31.6	31.7	31.35	31.66
2	59.76	59.6	59.6	58.7	61.2
4	113.66		114.0	112.0	113.04
8	216.70		216.8	215.0	212.88
20	510.21	510.0			

Подставляя значение E_0 из (1) в зависимость $\alpha/P=f(E/P)$ (P – давление, α – коэффициент ударной ионизации), представленную в виде: $\alpha/P=A\exp(-B,P/E)$, получим зависимость α от d . Расчетные значения αd приведены в таблице 2. Для данного диапазона изменения E/P постоянные A и B , соответственно, равны: 26,9 1/см мм рт. ст. и 295.14 В/см мм рт. ст. (см. таблицу 3). Экспериментальные данные в таблицах 2 и 3 также цитируются из [1]. В таблице 2 приведены для сравнения расчетные значения αd по Дж.Мику и Г. Ретеру. Интерпретировать их, по-видимому, не имеет смысла.

Из приведенных данных следует, что величина αd , при которой происходит пробой, с увеличением длины промежутка существенно увеличивается, а мнение многих исследователей, имеющее место до настоящего времени, о постоянстве αd не соответствует действительности. Величина же $\alpha_{кр} = \ln N_{кр}$, изменяется незначительно. Так при изменении длины промежутка от 1 до 20 см величина $N_{кр}$ увеличивается примерно на два порядка, что соответствует изменению величины $\ln N_{кр}$ примерно на 4.6.

Таблица 2

**Расчетные и экспериментальные значения αd
для воздуха при атмосферном давлении**

длина промежутка, см	Значения величин αd			
	расчетные	экспериментальные по Мику	расчетные по Мику	Расчетные по Ретеру
1	16.5	16.5	18.6	17.7
2.5	24.8	25.5	19.7	18.6
5	33.6	32.5	20.7	19.3
10	45.7	42.5	21.5	20.0
20	62.1	60.0	22.4	20.7

Таблица 3

Расчетные и экспериментальные значения α/P в воздухе

Величина E/P , $V/$ см мм рт. ст.	Значения величин α/P , 1/см мм рт. ст.		
	по Машу	по Сандеру	расчетные
34	0.0044	0.00459	0.00457
35	0.0059	0.00605	0.0059
36	0.0076	0.0082	0.0074
38	0.0120	0.0071	0.0114
40	0.0168	0.0167	0.0168

Литература.

1. Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. / Пер с англ. Под ред. В.С. Кормелькова. М.: ИЛ, 1960, 605 с.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СОВЕРШЕНСТВА СТРУКТУРЫ ПЛЕНОК ОКСИДА ЦИНКА НА АМОРФНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Исмаилов А.М., Рабаданов М.Р., Темиров А.Т., Рабаданов Р.А.
Дагестанский Государственный Университет, физический факультет
367025, РФ, Дагестан, Махачкала, ул. Гаджиева 43а
Тел:(8722)675028, Факс:(8722)682326. E-mail: cdgu@datacom.ru

Сочетание в оксиде цинка хороших пьезоэлектрических свойств с оптической прозрачностью в диапазоне 0,4-2 мкм привело к массовому применению пленок ZnO в системах акусто- и оптоэлектроники. В таких целях в большинстве случаев используются монокристаллические пленки ZnO на ориентирующих подложках, полученные различными методами. С целью удешевления таких структур ведутся исследования по получению пленок оксида цинка в виде текстур на поверхностях веществ аморфной структуры. Использование структур типа пьезоэлектрическая пленка-непьезоэлектрическая аморфная подложка способствует удешевлению процесса изготовления тонкопленочных акусто- и оптоэлектронных устройств.

Важнейшим параметром, характеризующим эффективность преобразования высокочастотной электромагнитной энергии в энергию в гиперзвуковых колебаний в кристалле и обратно, служит коэффициент электромеханической связи K .

Согласно общей классификации текстур, предложенной Бауэром [2], если наблюдается преимущественное расположение только одной кристаллографической оси кристаллитов пленки в каком-либо одном направлении, называемом направлением ориентации или осью текстуры, то говорят о наличии одноосной ориентации (I-O). Величина K зависит от величины угла между плоскостью звукопровода (подложки) и осью соответствующей текстуры, а также от угла разориентации кристаллитов самой пленки относительно оси текстуры. Можно ожидать, что монокристаллические пленки характеризуются тем же коэффициентом электромеханической связи, что и монокристаллы (для (0001)ZnO $K=0,35$). Например, для текстурированных пленок оксида цинка, полученных ионным распылением, значение K составляет 85-90% его значения для монокристалла [1]. Поэтому, пока отсутствует надежная технология получения пленок с высоким значением K , все преимущества ZnO в монокристаллической модификации несущественны.

Нами получены пьезоэлектрические пленки оксида цинка методом магнетронного распыления керамической мишени ZnO на постоянном токе в реактивной среде. В качестве подложек использовали плавленый кварц и высокотемпературное стекло.

Исследовано влияние температуры подложки, плотности тока через мишень, расстояния мишень-подложка на совершенство кристаллической структуры. Электронограммы на отражение от пленок, полученных при температуре подложки 500-650 С, даны на рис. 1 и 2. Структурные исследования показали, что получены пленки ZnO гексагональной модификации с осью С перпендикулярной подложке. Угол разориентации кристаллитов равен нулю т.е. мы имеем дело с предельным случаем одноосной ориентации I-O. Такое состояние структуры пленки можно назвать одноосной эпитаксией.

Отметим, что в публикациях, посвященных получению пьезоэлектрических пленок ориентации (0001) ZnO [1,3], авторы температурную область 200-450 С указывают,

как область высокоориентированного роста с минимальным значением угла разориентации кристаллитов, равным 1,5.

В данной и ранее опубликованных работах [4] дан механизм, объясняющий процессы формирования одноосной эпитаксиальной пленки на поверхности вещества аморфной структуры и впервые предложен метод оказания внешнего воздействия, приводящий самоупорядочению элементов (атомов, ионов) структуры вещества.

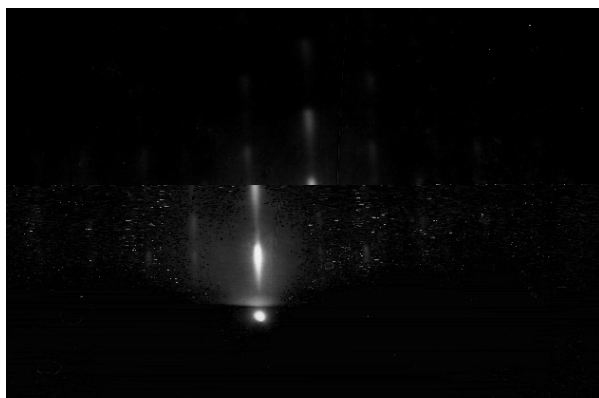


Рис.1. Электронограмма от пленки ZnO на плавленном кварце, полученной при температуре подложки $T=500$ С.

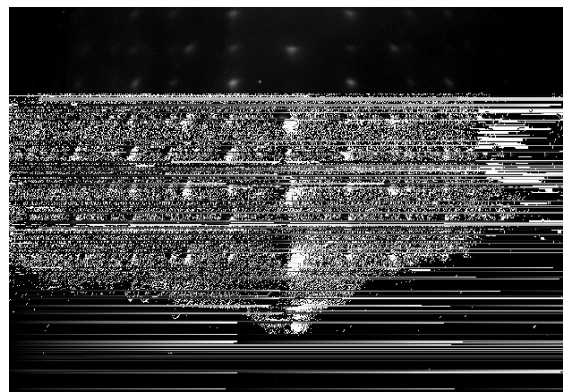


Рис.2. Электронограмма от пленки ZnO на плавленном кварце, полученной при температуре подложки $T=650$ С.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шермегор Т.Д., Стрельцова Н.Н. Пленочные пьезоэлектрики. -М.: Радио и связь, 1986. -136 с.
2. Бауэр Е. Рост ориентированных пленок на аморфных поверхностях. -В кн. монокристаллические пленки. -М.: Мир. 1966. с.58-90.
3. Жуков С.П., Киндяк В.В., Демченко А.И. Получение и свойства высокоориентированных пьезоэлектрических пленок оксида цинка на подложках из плавленного кварца // Неорганические материалы, 1994. Т. 30. №5. с. 710-712.
4. Рабаданов Р.А., Исмаилов А.М. Стимулирование эпитаксиального роста тонких пленок электронным облучением. -Нальчик. Тезисы докладов Всероссийской конференции по физике межфазных явлений и процессов взаимодействия потоков энергий с твердыми телами, 1995. с. 116-117.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ТОКА В КРЕМНИЕВЫХ $p^+ - p - n^+$ - СТРУКТУРАХ

Алиев Б.Г., Алиев М.А., Муталибов Ш.Р.

Институт физики Дагестанского научного центра РАН
367003, Махачкала, ул. М.Ярагского, 94, E-mail: kamilov@cinol.ru

В работах [1,2] исследованы $p^+ - p - n^+$ - структуры с участком отрицательного сопротивления (ОС) S – типа в прямой ветви вольтамперной характеристики (ВАХ) в интервале температур 77-350 К и зависимость частоты и амплитуды колебаний тока от величины магнитного поля. В данной работе приводятся некоторые результаты измерений $p^+ - p - n^+$ - структур. Для получения образцов был использован кремний p – типа марки КД с удельным элетросопротивлением $\rho \approx 7800$ ом-см, ориентированного в направлении [111]. p^+ и n^+ контакты были получены сплавлением Au (0.4 % Sb) и Al в вакууме при 700 °С.

Вследствие реализации условия существования отрицательного сопротивления [3], выполняется условие

$$1 + \left(\frac{I}{I_1} \right)^\gamma (1 - \gamma) + \frac{\beta k T}{qd} \cdot \frac{\sigma_0 \left[1 + \left(\frac{I}{I_1} \right)^\gamma \right]^2}{I + I_0} = 0$$

где I_1 – предэкспоненциальный множитель, равный току насыщения; β - коэффициент, принимающий значения между 1 и 2 в зависимости от параметров p-n – перехода и протекающего тока; σ_0 – проводимость базы в отсутствие инжекции; d – толщина базовой области.

При $\gamma > 1$ на прямой ветви (ВАХ) наблюдается участок (ОС) S – типа. В исследованных образцах с длинной базой ($d \gg L$) с ростом уровня инжекции увеличиваются времена жизни неосновных носителей (τ - механизм). Зависимости напряжения срыва $V_{ср}$, остаточного напряжения $V_{ост}$ и $V_{ср}/V_{ост}$ от температуры качественно согласуются с литературными данными.

Электрическое поле, приложенное к структуре, как известно, приводит к итзменрению времени жизни неосновных носителей в базе. Связано оно с ростом уровня инжекции носителей тока в базу, и в случае роста τ на ВАХ появляется область ОС. Магнитное поле уменьшает подвижность μ и может сократить время жизни неосновных носителей тока.

Регулируемые магнитным полем колебания тока на участке ОС ВАХ наблюдаются в интервале температур от 77 до 370 К.

$p^+ - p - n^+$ - структуры с такими характеристиками могут быть использованы в качестве ключа, генератора релаксационных и гармонических колебаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амирханов Х.И., Баширов Р.И., Исаев М.Р., Алиев Б.Г. Неустойчивость тока в кремниевых $p^+ - p - n^+$ - структурах в магнитном поле. ФТП. 1975. Т.9. С.2198.
2. Исаев М.Р., Алиев Б.Г. Температурная зависимость неустойчивости тока в кремниевых $p^+ - p - n^+$ - структурах. Электронная техника. Серия 2. Полупроводниковые приборы. 1983. Вып. 5. С. 33.
3. Лебедев А.А., Стафиев В.И., Тучкевич В.М. Некоторые свойства диодов из германия с примесью золота. ЖТФ. 1956. Т. 26. № 10.

**"СВЕТЛЫЕ" СОЛИТОНЫ В СИСТЕМЕ СВЯЗАННЫХ
НЕЛИНЕЙНЫХ УРАВНЕНИЙ ШРЕДИНГЕРА.**

Агаларов А.М., Магомедмирзаев Р.М., Чанкаев М.Г.

Институт Физики ДНЦ РАН,

367003, г.Махачкала. ул. М.Ярагского, 94, E-mail: kamilov@datacom.ru

Точно решаемые эволюционные модели, которые могут быть описаны системой связанных существенно нелинейных уравнений, представляют в последние годы большой интерес. С точки зрения формальной интегрируемости такие системы были впервые классифицированы в [1]. Однако, до настоящего времени, за исключением некоторых частных случаев [2,3], явные точные решения конкретных систем не найдены.

Здесь рассматривается система :

$$\begin{cases} i\psi_{1t} + p_1\psi_{1xx} + (A|\psi_1|^2 + B|\psi_2|^2)\psi_1 = 0 \\ i\psi_{2t} + p_2\psi_{2xx} + (C|\psi_1|^2 + D|\psi_2|^2)\psi_2 = 0 \end{cases} \quad (1)$$

ГУ: $\psi_1, \psi_2 \Big|_{|x| \rightarrow \infty} \rightarrow 0$, в которой, наряду с дисперсией ($\sim p_1, p_2$), присутствует нелинейное взаимодействие ($\sim B, C$) и самодействие ($\sim A, D$) материальных полей ψ_1, ψ_2 .

Используя Паде-аппроксиманты : $\psi_1 = G_1 F^{-1}, \psi_2 = G_2 F^{-1}$, где $G_1, G_2 \in \mathbf{C}, F \in \mathbf{R}$ и операторы Хироты : $\hat{D}_x^n \hat{D}_t^m U \circ V \equiv [(\partial_x - \partial_{x'})^n, (\partial_t - \partial_{t'})^m U(x, t) \circ V(x', t')] \Big|_{x=x'}$ (2)

после "билинеаризации" и операций расщепления система (1), принимает вид:

$$\begin{cases} [i\hat{D}_t + p_j \hat{D}_x^2 - \lambda_j] G_j \circ F = 0 \\ P_j [\hat{D}_x^2 - \Lambda_j] F \circ F = |G_j|^2 \end{cases} \quad j=1,2 \quad (3)$$

Получены условия существования солитонных решений в системе (1): $\Lambda_j P_j \leq 0$, где $P_j = \det(p_j, A, B, C, D)$, $\Lambda_j = \det(\lambda_j, p_j, A, B, C, D)$, $j=1,2$, λ_j - постоянная разделения Лагранжа. Анализ показывает, что в системе (1) возможны как "светлые", так и "темные" солитоны, физический статус которых был определен в схеме МОЗР В.Е.Захаровым [4].

В случае "светлых" солитонов ($\Lambda_j \leq 0, P_j > 0, j=1,2$) точные 1s-решения имеют вид

$$\psi_j = |a_j| \sqrt{2P_j} \operatorname{sech}\{a_j x - 2a_j b_j p_j + \ln(|Q_j|/2|a_j| \sqrt{2P_j})\} \exp[i(b_j x + p_j(a_j^2 - b_j^2)t + \varphi_j)] \quad (4)$$

$(j=1,2); \quad \text{где } a_1 = a_2, b_1 p_1 = b_2 p_2, |Q_1|^2 P_2 = |Q_2|^2 P_1$

Отметим здесь одно важное соотношение: $p_1/p_2 = (A+B)/(C+D)$ - критерий генерации солитонов (4) в (1). Как видно, оно отражает закон типа комбинированного баланса между дисперсией и нелинейностью взаимодействующих и самодействующих мод в системе.

В прикладном аспекте решения (4) могут представлять интерес при моделировании нелинейной динамики различных структур и, в частности, в оптоэлектронике в связи с проблемой уплотнения информации и создания новых принципов многоуровневого кодирования сигнала в системах солитонной передачи информации.

[1]. Михайлов А.В., Шабат А.Б., ТМФ, 1986, т.66, №1, с.42-65

[2]. Манаков С.В. ЖЭТФ, №8, 1973, с.505-516

[3]. Wadati M. et al., JPSJ, Vol.61, No.7, July, 1992, pp.2241-2245

[4]. Захаров В.Е., В книге "Солитоны", М., Мир, 1980, с.240.

ТЕПЛОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ АТОМОВ И ТОЧЕЧНЫЕ ДЕФЕКТЫ: КОРРЕЛИ-РОВАННОСТЬ ВКЛАДОВ В СТРУКТУРНЫЕ АМПЛИТУДЫ

М.Х. Рабаданов, Р.А. Абдусаламов, Э. Сафарян, М. Тайгибов

Дагестанский государственный университет,
г. Махачкала, ул.М.Гаджиева, 43А, rabmur@datacom.ru

Дефекты в кристаллах приводят к тому, что расположение атомов в них изменяется по сравнению с идеальной структурой. Эти изменения приводят к изменениям в дифракционной картине. Вероятности статических смещений атомов в неидеальных кристаллах, в общем случае, не подчиняются гауссовому распределению. Вероятности тепловых смещений, которые для идеального кристалла в гармоническом приближении подчиняются гауссовому распределению, в случае неидеального кристалла также не будут подчиняться гауссовому распределению, поскольку тепловые смещения атомов в неидеальных кристаллах могут существенно зависеть от расстояния до дефекта. Из сказанного следует, что зависимость показателя экспоненты, описывающего ослабление интенсивности брегговских отражений, будет более сложной, чем квадратичная.

Поскольку можно считать, что общее среднеквадратичное смещение атома складывается из теплового и статического смещений $\langle u^2 \rangle = \langle u^2 \rangle^T + \langle u^2 \rangle^c$, то полагая, что $\langle u^2 \rangle^c$ не зависит от температуры, можно было бы оценить эту часть из температурных зависимостей среднеквадратичных смещений $\langle u^2 \rangle$, путем их аппроксимации до $T = 0$ К. Однако при такой аппроксимации из высокотемпературной области необходимо иметь в виду, что $\langle u^2 \rangle$ включает вклады ангармонизма и поэтому аппроксимирующая прямая будет иметь больший угловой коэффициент, чем прямая аппроксимации по низкотемпературным значениям и соответственно в первом случае точка пересечения прямой с осью ординат будет лежать ниже. Кроме того, $\langle u^2 \rangle^c$ при относительно высоких для исследуемого кристалла температурах может расти с увеличением температуры, за счет роста собственных дефектов. Это также будет приводит к тому, что точка пересечения с осью ординат прямой, аппроксимирующей высокотемпературные данные, будет лежать ниже. И, наконец, необходимо иметь в виду, что сама модель независимых ангармонических осцилляторов, в рамках которой получают высокотемпературные результаты, неприемлема при низких температурах.

С целью анализа возможности получения $\langle u^2 \rangle^c$ из температурных исследований проведен анализ полученных нами ранее тепловых параметров для соединений ZnS, ZnSe, ZnTe, GaP. Температурные зависимости гармонических параметров b_k были оценены по методу наименьших квадратов. Параметры b_k включают ангармонизм, только из-за наличия квазигармонической зависимости гармонических коэффициентов одночастичного потенциала. Анализ показывает, что точности оценки величин $\langle u^2 \rangle(T = 0, K)$ очень низки и для всех атомов, кроме S в ZnS, они отрицательны (что свидетельствовало бы о наличии вакансий в позициях, занимаемых соответствующими атомами). Полученные результаты, учитывая сказанное выше об аппроксимации, показывают, что нет возможности из наших данных сделать четкие выводы об $\langle u^2 \rangle^c$ кроме, того что они малы и определяются с низкой точностью, несмотря на достаточно высокую точность самых b_k при каждой температуре. Такую картину, впрочем, можно истолковать как еще одно свидетельство хорошего качества исследованных монокристаллов.

Поскольку нами проведены исследования ряда монокристаллов Al_2BeO_4 , $\text{Al}_2\text{BeO}_4:\text{Cr}^{3+}$ (0,3 и 1,0 ат%) представляет интерес сопоставительный анализ полученных для этих кристаллов гармонических тепловых параметров с целью изучения изменений, вносимых точечными дефектами – ионами Cr^{3+} , изоморфно замещающих ионы Al^{3+} , в эти тепловые параметры. Получено, что в случае обоих кристаллов $\text{Al}_2\text{BeO}_4:\text{Cr}^{3+}$ (0,3 и 1,0 ат%) имеет место различия между анизотропными тепловыми параметрами всех атомов, причем можно считать, что наибольшие изменения для всех атогов претерпевают параметры b_{33} . Малость полученных измерений и их относительно невысокая точность не позволили сделать более детальные выводы. Но однозначно можно сделать вывод: внесение примесных атомов хрома в хризоберилл приводит к завышению получаемых уточнением МНК тепловых параметров всех атомов в александритах.

УСЛОВИЯ СУЩЕСТВОВАНИЯ "ТЕМНЫХ" СОЛИТОНОВ В СИСТЕМЕ СВЯЗАННЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ УРАВНЕНИЙ ШРЕДИНГЕРА.

Агаларов А.М., Чанкаев М.Г., Магомедмирзаев Р.М.
 Институт Физики ДНЦ РАН,
 г.Махачкала. ул. М.Ярагского, 94, E-mail: kamilov@datacom.ru

Рассмотрена система :

$$\begin{cases} i\psi_{1t} + p_1\psi_{1xx} + (A|\psi_1|^2 + B|\psi_2|^2)\psi_1 = 0 \\ i\psi_{2t} + p_2\psi_{2xx} + (C|\psi_1|^2 + D|\psi_2|^2)\psi_2 = 0 \end{cases} \quad (1)$$

ГУ: $\psi_1, \psi_2|_{|x| \rightarrow \infty} \rightarrow 0$, где p_1, p_2 - дисперсионные параметры, A, D - параметры самодействия, а B, C - нелинейные параметры материальных полей ψ_1, ψ_2 . Для системы получено односолитонное решение с использованием стандартного формализма Хироты [1]. Получен билинейный вид (1) и условия существования солитонных решений системы: $\Lambda_j P_j \leq 0$, где $P_j = \det(p_j, A, B, C, D)$, $\Lambda_j = \det(\lambda_j, p_j, A, B, C, D)$, $j=1,2$, λ_j - постоянная разделения Лагранжа. Случай со "светлыми" солитонами ($\Lambda_j \leq 0, P_j > 0, j=1,2$) рассмотрен ранее (в этом же сборнике), в случае с "темными" солитонами [2] ($\Lambda_j \geq 0, P_j < 0, j=1,2$) точные 1s-решения имеют вид:

$$\psi_j = \rho_{0j} e^{i\eta} \frac{1 + h_j e^\delta}{1 + e^\delta}, \quad j = 1, 2 \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \eta_j &= k_j x - w_j t, & w_j &= p_j k_j^2 + \lambda_j \\ \delta &= \mu x - \nu t, & \nu &= p_j \mu (2k_j \pm \sqrt{\Lambda_j - \mu^2}), & \Lambda_j &= \Lambda_j(\lambda_1, \lambda_2) \\ h_j &= \frac{i(\nu - 2k_j p_j \mu) + p_j \mu^2}{i(\nu - 2k_j p_j \mu) - p_j \mu^2}, \\ p_1 k_1 &= p_2 k_2, & p_1 \sqrt{\Lambda_1 - \mu^2} &= p_2 \sqrt{\Lambda_2 - \mu^2} \\ \rho_{0j}, k_j, \mu, \nu &\in \mathbf{R} \end{aligned}$$

Решения (2) могут представлять интерес при моделировании нелинейной динамики различных структур.

- [1]. Hirota R., Direct methods in soliton theory., in Bullough R.K. and Coudrey P.J. (ed.) *Solitons.*, Berlin, Springer., 1980.
 [2]. Hasegawa A., Tappert F., *Appl.Phys.Letts.*, 23, pp.171-176, 1973.

ТЕРМИЧЕСКОЕ РАСШИРЕНИЕ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЧНОСТИ МЕЖАТОМНОЙ СВЯЗИ В РАСПЛАВАХ ГЕРМАНИИ И КРЕМНИЯ

О.Д. Щеликов, В.М. Глазов.

Дагестанский государственный университет
Республика Дагестан, г. Махачкала, ул. М. Гаджиева, 43^а

Германий и кремний являются важнейшими материалами, которые уже довольно широко используются в технике при изготовлении полупроводниковых приборов. Однако высокотемпературные свойства германия и кремния, особенно, в жидкой фазе, до настоящего времени изучены недостаточно.

С целью более глубокого выяснения физической природы расплавов германия и кремния исследована температурная зависимость удельных объемов германия и кремния в жидкой фазе. Получены интерполяционные уравнения вида $V_{уд.}^l = A + B(T - T_{пл.})$. Рассчитаны коэффициенты термического расширения. Оценены характеристические температуры Дебая в жидкой фазе при температуре плавления каждого элемента и среднеквадратичные динамические смещения атомов. Процесс плавления приводит к резкому увеличению коэффициентов термического расширения и соответствующему уменьшению температуры Дебая, что вызывает существенное изменение колебательного спектра атомов германия и кремния при фазовом переходе кристалл-расплав. Наличие трех линейных участков зависимости плотности кремния от температуры обнаруженных в работах [1,2] не подтверждается. Наши экспериментальные данные хорошо согласуются с ранее проведенными исследованиями [3].

Литература.

Hitoshi Sasaki, Eiji Tokizaki, Kazutika Terashima and Shigeyuki Kimura. *Ypn. Y. Appi Phus*, vol. 33 (1994), pp. 3803-3807.

Hitoshi Sasaki, Eiji Tokizaki, Kazutika Terashima and Shigeyuki Kimura. *Ypn. Y. Appi Phus*, 33 (1994), pp. 6078-6081.

Глазов В.М. Чижевская С.Н., Глаголева Н.Н. Жидкие полупроводники М: Наука, 1967, 244 с.

ТЕПЛООБМЕН ПРИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ 1-ГО РОДА В УСЛОВИЯХ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

Ш.А. Гайдаров, З.Х. Ахмедова

Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия

Как известно, процесс теплообмена с микроскопических представлений есть некоторый результат излучения и поглощения энергии гиперзвуковых колебаний (Г.К.) атомов и молекул на границе двух соприкасающихся сред.

В случае процесса теплообмена при кипении основным источником генерации энергии Г.К. становятся определенные центры парообразования. Каждый такой центр (в виде углубления, трещины) можно уподобить «микроскопическому» резонатору, который излучает звук с некоторой эффективной собственной частотой ω . В этой связи естественно предположить, что пузырек критического радиуса $r_{кр}$ вероятнее всего возникает в тот момент, когда частота флуктуаций плотности жидкой фазы становится соизмеримой с собственной частотой колебаний центра кипения ω .

Согласно [2], между частотой ω , размером резонатора L_0 и скоростью звука среды в нем U_0 имеется следующая связь:

$$\omega = U_0 / L_0 \quad (1)$$

Для потенциального центра кипения в качестве характерного размера естественно принять диаметр устья этого центра, значение которого приблизительно равно критическому диаметру пузырька $d_{кр}$. Тогда, воспользовавшись соотношением [3] для $d_{кр}$, зависимость (1) можно написать в виде

$$\omega = C_\omega \frac{r \cdot \rho_2 \cdot \Delta T \cdot U_0}{\sigma \cdot T_s} \cdot f_1(\Delta T), \quad (2)$$

где C_ω порядка $10^1 \div 10^2$.

Здесь $f_1(\Delta T) = \frac{1 + r \cdot \Delta T \cdot M}{2 \cdot R_0 \cdot T_s}$ есть функция, которая вносит заметную коррекцию в $d_{кр}$ при достаточно низких давлениях ($1 \div 10$ кПа) и высоких перегревах жидкости в пристенном слое (20-50 К).

Как и в [3], при оценке интенсивности теплообмена будем исходить из того, что при развитом кипении на поверхности нагрева образуются зоны повышенного паросодержания в виде конгломератов, под которыми формируется динамичная тонкая пленка жидкости.

При развитом кипении общий средний тепловой поток q на поверхности нагрева есть

При развитом кипении общий средний тепловой поток q на поверхности нагрева есть

$$q = q_1 + q_2 \quad (3)$$

Оценку q_2 можно осуществить на основе приближения [3], которое имеет вид

$$q_2 = C_2 \cdot \lambda \cdot \Delta T^{1.5} \cdot \left(\frac{q}{\nu \cdot \sigma \cdot T_s} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

где константа $C_2 \cong 10^{-2}$.

Расчеты показывают, что при давлениях насыщения близких к атмосферному и выше основной вклад в теплообмен при развитом кипении определяется потоком q_1 , который согласно физической акустике [2] определяется по зависимости

$$q_1 = C_1 \cdot \rho \cdot W \cdot U_n^2 \quad (5)$$

Здесь W - скорость звука для теплоносителя, U_n - наведенная колебательными движениями центров кипения нормальная составляющая скорости жидкости в пристенном слое.

Выше изложенное, позволило получить следующие выражения для расчета коэффициента теплоотдачи:

$$\alpha_1 = 0.7937 \cdot (\lambda \cdot r \cdot \rho_2 \cdot \sigma^{-1} \cdot T_s^{-2})^{1/3} \cdot q^{2/3} - \text{ для высоких давлений насыщения};$$

$$\alpha_2 = 0.7071 \cdot (\lambda \cdot r^2 \cdot \rho_2 \cdot M \cdot \sigma^{-1} \cdot T_s^{-4} \cdot R_0^{-1})^{1/4} \cdot q^{3/4} - \text{ для низких давлений}$$

насыщения.

Среднее значение коэффициента теплоотдачи принимает следующий вид :

$$\bar{\alpha} = \sqrt{\alpha_1 \cdot \alpha_2} = 0.749 \cdot \left(\frac{\lambda \cdot r \cdot \rho_2}{\sigma \cdot T_s^2} \right)^{7/24} \cdot \left(\frac{r \cdot M}{R_0 \cdot T_s^2} \right)^{1/8} \cdot q^{17/24} \quad (6)$$

Зависимость (6) удовлетворительно описывает интенсивность теплоотдачи при кипении воды, органических, криогенных жидкостей, а также жидких металлов в широком диапазоне изменения режимных параметров.

Следует подчеркнуть, что соотношение (6) получено без учета влияния на теплоотдачу таких факторов, как теплофизические свойства, геометрические размеры (толщина стенки) и шероховатость поверхности, хотя физические представления, заложенные в основу (6), позволяют сделать такую коррекцию. Поэтому выше приведенные константы отражают некоторый средний уровень теплоотдачи при кипении жидкостей.

Список обозначений.

- T_s - температура насыщения, К;
- ΔT - температурный напор, К;
- q - плотность теплового потока, Вт / м²;
- r - теплота парообразования, Дж / кг;
- λ - коэффициент теплопроводности, Вт / м·К;
- σ - коэффициент поверхностного натяжения, Н / м;
- M - молярная масса, кг / моль;
- R_0 - универсальная газовая постоянная, Дж/ кмоль·К;
- ρ_2 - плотность паровой фазы, кг / м³;
- α - коэффициент теплоотдачи, Вт / м²·К;
- ν - коэффициент кинематической вязкости, м² / с;
- C - теплоемкость, Дж / кг·К.

Список литературы.

1. Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981.
2. Ландау Л., Лифшиц Е. Механика сплошных сред. М.: ОГИЗ, 1944.
3. Ягов В.В. Теплообмен при развитом пузырьковом кипении жидкостей. // Теплоэнергетика. N 2. 1998. С. 4 - 9.

АНГАРМОНИЧЕСКИЕ И НЕУПОРЯДОЧЕННЫЕ МОДЕЛИ АТОМНОЙ СТРУКТУРЫ КРИСТАЛЛОВ: ВЫБОР ПО ДИФРАКЦИОННЫМ ДАННЫМ

М.Х. Рабаданов, М.Б. Атаев

Дагестанский государственный университет,
г. Махачкала, ул.М.Гаджиева, 43А, rabmur@datacom.ru

Динамика кристаллов, испытывающих фазовый переход, обычно сильно ангармонична и атомные колебания характеризуются сильными межчастичными корреляциями. В связи с этим возникает вопрос: можно ли использовать сведения о тепловых колебаниях атомов, устанавливаемых по прецизионным структурным исследованиям в рамках одночастичного приближения (температурный фактор - одночастичная величина), для описания систем с большими корреляциями. Оказывается, такая возможность появляется при проведении температурных измерений. В пределах одночастичного приближения из прецизионных структурных исследований можно получать коэффициенты одночастичных потенциалов (ОП) при каждой определенной температуре. При этом температурные зависимости параметров ОП можно связать с кооперативными эффектами в кристаллах.

При изучении фазовых переходов типа смещения прецизионные структурные исследования ангармонических тепловых колебаний атомов дают возможность предсказать наличие такого перехода и указать какие атомы и в каких направлениях будут смешаться в процессе предстоящего фазового перехода. Однако появляется проблема выбора между ангармонической и неупорядоченной моделями. Вопрос различия этих моделей по дифракционным данным является весьма принципиальным и ставится не только для кристаллов, имеющих фазовые переходы. Так, для модельных кристаллов со структурой типа сфалерита в литературе имеются работы, в которых делаются выводы в пользу как ангармонической, так и неупорядоченной модели. Весьма принципиален вопрос выбора ангармонической или неупорядоченной модели для кристаллических суперионных проводников. Установление ОП атомов в таких кристаллах позволяет построить потенциалы подвижных ионов вдоль направлений диффузии и оценить их энергии активации.

Принципиальная возможность отличия этих моделей по дифракционным данным связана с величиной смещений атомов δ от идеальной позиции. Поскольку при малых δ можно, считать, что $\cos(2\pi\delta h) \approx 1$ и $\sin(2\pi\delta h) \approx 2\pi\delta h$ (эти величины входят в выражения для структурного фактора в неупорядоченной модели), то с хорошей точностью они могут быть компенсированы тепловым множителем $\exp[-0.5(2\pi\delta)^2 h^2]$. Именно поэтому обе модели дают выражения для структурных факторов в математическом отношении сравнимые, и сходимости обеих моделей с экспериментальными результатами при их уточнении МНК оказываются близкими.

На основе результатов высокотемпературных прецизионных рентгеноструктурных экспериментов на ZnTe проведено сравнительное уточнение ангармонической и неупорядоченной моделей структуры этого наиболее ангармоничного из семейства $A^{II}B^{VI}$ кристалла. Проанализированы изменения параметров моделей с ростом температуры. Построены функции плотности вероятности атома Zn в обеих моделях. При практически одинаковых статистических достоверностях показана физическая противоречивость неупорядоченной модели.

Проведен анализ ангармонической и неупорядоченной моделей для монокристаллов $TiTiOPO_4$ на основе результатов экспериментов при 11 К и комнатной температуре. Для этих кристаллов были сделаны выводы в пользу неупорядоченной модели.

Релаксационные явления в области фазовых переходов

ГЗ-1
**РЕЛАКСАЦИОННЫЙ ХАРАКТЕР ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В СИСТЕМАХ
ПОЛИМЕР – ПОЛИМЕР**

Зарудко И. В., Русинова Е.В., Вшивков С.А.

Уральский государственный университет им. А.М. Горького
620083, Российская Федерация, Екатеринбург, пр.Ленина, 51
E-mail: sergey.vshivkov@usu.ru

Методами точек помутнения, сканирующей калориметрии и поляризационной микроскопии было изучено фазовое разделение в системах полиэтиленоксид (ПЭО) – полиметилметакрилат (ПММА).

Исследование было выполнено для систем: ПЭО ($M_w = 2 \cdot 10^3$) – ПММА ($M_n = 2 \cdot 10^5$); ПЭО ($M_n = 2 \cdot 10^4$) – ПММА ($M_n = 2 \cdot 10^5$); ПЭО ($M_n = 3.5 \cdot 10^6$) – ПММА ($M_n = 2 \cdot 10^5$).

Пленки полимерных смесей были приготовлены из растворов полимеров в ацетоне при $T = 298$ К.

Для изучения процессов фазового разделения одни и те же образцы полимерных смесей были последовательно тоекратно нагреты и охлаждены по следующей схеме:

- 1) первоначально изготовленные пленки нагревали от 298 К до 353 К, с последующим охлаждением до исходной температуры;
- 2) затем полимерные смеси нагревали от 298 К до 393 К и охлаждали до 298;
- 3) далее пленки нагревали от 298 К до 353 К и охлаждали до 298 К.

Скорость изменения температуры во всех экспериментах была равна $6.7 \cdot 10^{-3}$ К/с.

Было обнаружено, что для систем ПЭО ($M_w = 2 \cdot 10^3$) – ПММА ($M_n = 2 \cdot 10^5$) и ПЭО ($M_n = 2 \cdot 10^4$) – ПММА ($M_n = 2 \cdot 10^5$) температурная предыстория влияет не только на температуры, но и на тип фазового разделения смесей полимеров: при первом нагревании и охлаждении пленок пограничные кривые имеют вид, типичный для кривых ликвидации, последующие циклы нагревание – охлаждение приводят к аморфному фазовому разделению смесей полимеров.

Для системы ПЭО ($M_n = 3.5 \cdot 10^6$) – ПММА ($M_n = 2 \cdot 10^5$) обнаружено, что температурная предыстория хотя и несколько изменяет температуры фазового разделения, но тип фазового распада остается кристаллическим. Возможно это обусловлено большой вязкостью ПЭО с $M_n = 3.5 \cdot 10^6$. Т.о. поведение полимерных систем, являющихся “системами с памятью” во многом определяется их предысторией. Это связано с релаксационным характером фазовых переходов в полимерных системах.

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В СЕРЕ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Гуничева Ю. А., Бабушкин А. Н., Волкова Я. Ю., Игнатченко О. А.

620083, Екатеринбург, пр. Ленина 51, Уральский государственный университет, кафедра физики низких температур. E-mail: Alexey.Babushkin@usu.ru

Интерес к исследованию физических свойств серы при высоких давлениях связан с тем, что сера имеет весьма сложную фазовую диаграмму. В ней возможно образование полимерных структур [1], при высоких давлениях обнаружены металлизация и переход в сверхпроводящее состояние [2-7].

Первое указание на возможную металлизацию серы при давлениях около 23 ГПа приведено в работе [3]. По данным [4,5] сера становится металлом при давлениях между 40 и 50 ГПа. Авторами исследований [8] сообщено, что между 23 и 30 ГПа сера испытывает фазовое превращение. Вблизи 25 ГПа в сере наблюдаются структурные превращения, связанные, вероятно, с обратимой аморфизацией [9]. По данным [10] процесс перекристаллизации из аморфной фазы начинается при 37 ГПа.

Цель нашей работы – исследование электрофизических свойств (сопротивления, диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь) серы в широком диапазоне частот при давлениях 20-50 ГПа.

Для создания давления использовали камеру высокого давления с алмазными наковальнями типа “закругленный конус - плоскость” [11]. Измерения проводили в диапазоне частот 0,1-100 кГц при комнатной температуре. Исследуемые образцы серы имели исходную орторомбическую структуру, чистота 99,99 %.

Как известно, при изучении диэлектрических свойств материалов на переменном токе достаточно просто получить сведения о наличии релаксационных процессов, приводящих к дополнительному поглощению энергии электромагнитного поля. Эти процессы могут быть связаны со структурной переориентацией диполей в изучаемом объекте, изменением его электронных и ионных характеристик.

На рис. 1 показаны частотные зависимости тангенса угла диэлектрических потерь серы при разных давлениях. Видно, что при частотах, превышающих 10 кГц, частотная зависимость аппроксимируется прямой с наклоном $(-0,70 \pm 0,01)$.

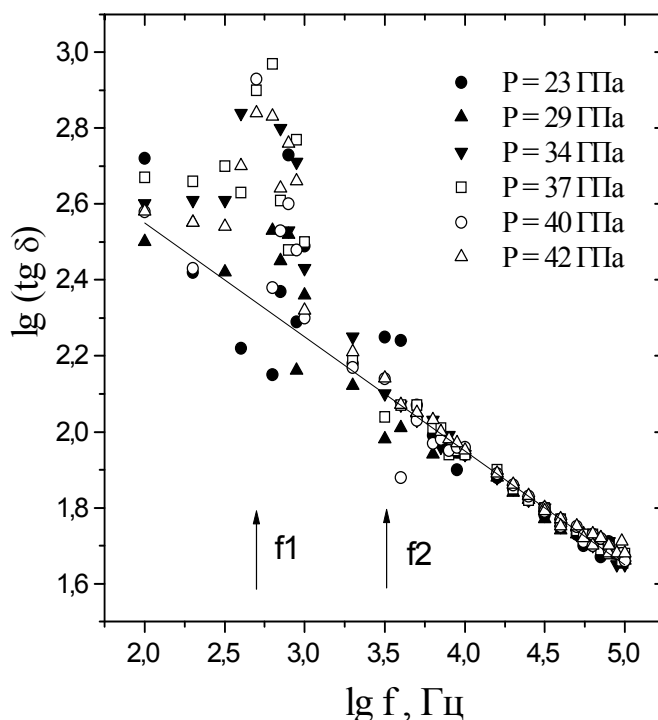


Рис. 1. Частотные зависимости тангенса угла диэлектрических потерь при давлениях от 23 до 42 ГПа. (Прямая линия описывает частотную зависимость тангенса угла диэлектрических потерь без релаксационных процессов.)

При частотах более 10 кГц особенностей в диэлектрических характеристиках серы не наблюдается.

При частотах ниже 10 кГц на указанной зависимости выделяются два интервала, в которых диэлектрические потери имеют особенности. Почти в десять раз они возрастают в интервале частот 0,4-0,8 кГц, более чем в два раза при частотах 3-10 кГц.

Наличие особенностей в диэлектрических потерях при частотах ниже 10 кГц является свидетельством присутствия в изучаемых образцах комплексов, резонансным образом поглощающих электромагнитную энергию. Из рис. 2 видно, что время релаксации и поглощаемая энергия, в частотном интервале 3-10 кГц, с давлением уменьшаются. В то же время аналогичные характеристики, соответствующие частотному интервалу 0,4-0,8 кГц, ведут себя сложным образом.

Наблюдаемые особенности в диэлектрических потерях, по нашему мнению, могут быть связаны с известным фазовым переходом в сере. Так, по данным [9] именно в данном интервале давлений в сере наблюдается индуцированная давлением аморфизация. В связи с этим можно предположить, что особенности диэлектрических процессов при сверхвысоких давлениях в сере связаны с разупорядочением кристаллической структуры и формированием электрически активных комплексов, резонансным образом поглощающих энергию электромагнитного поля.

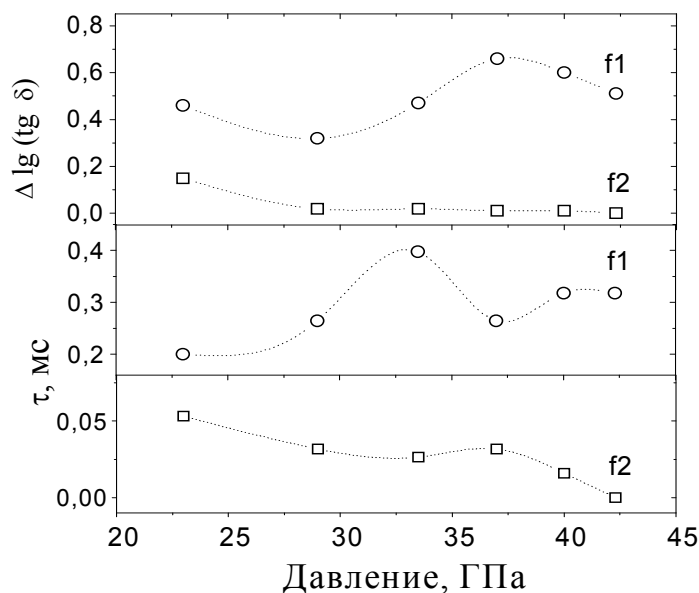


Рис. 2. Зависимости величины максимума, отсчитываемой от прямой (рис.1), и времени релаксации от давления для максимумов f1 и f2.

Список литературы

1. Meyer B., Chem. Rev. **76**, 367 (1976).
2. Яковлев Е.Н., Степанов Г.Н., Тимофеев Ю.А., и др., Письма в ЖЭТФ **28**, 369 (1978).
3. David H.G. and Hamann S.D., J. Chem. Phys. **28**, 1006 (1958).
4. Dunn K.J. and Bundy F.P., J. Chem. Phys. **67**, 5048 (1977).
5. Bundy F.P., and Dunn K.J., Phys. Rev. B **22**, 3157 (1980).
6. Stuzhkin V.V., Hemley R.J., Mao H., and Timofeev Yu.A., Nature **390**, 382 (1997).
7. Babushkin A.N., Kobelev L.Ya., Babushkina G.V., High Press. Research **3**, 177 (1990).
8. Luo H., Desgrenier S., Vohra Y.K., and Ruoff A.L., Phys. Rev. Lett. **67**, 2998 (1991).
9. Luo H., and Ruoff A.L., Phys. Rev. B **48**, 569 (1993).
10. Akahama Y., Kobayashi M., and Kawamura H., Phys. Rev. B **48**, 6862 (1993).
11. Верещагин А.Ф., Яковлев Е.Н., Степанов Г.Н., и др., Письма в ЖЭТФ **16**, 240 (1972).

ГЗ-3
**ВРЕМЕННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ
КРИСТАЛЛА $TlInS_2$ В ОКРЕСТНОСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ**

К.Р.Аллахвердиев, Ф.А.Микаилов

Институт Физики АН Азербайджана, проспект Г.Джавида 33, 370143 Баку,
Республика Азербайджан
Институт Электроники, ТУБИТАК, Р.К. 21 41470 Гебзе-Кочаели, Турция

Работа посвящена результатам измерений временных зависимостей действительной части диэлектрической проницаемости слоистого соединения $TlInS_2$ в температурной области, примыкающей к окрестности соразмерного фазового перехода при 201 К. Причиной исследований послужило наличие в указанном температурном интервале метастабильного состояния, характеризуемого существованием полярных областей сегнетоэлектрической фазы и нераспавшихся несоизмерностей, а также областей антиполярно-упорядоченной фазы, возникшей при 204 К.

Исследования проводились с помощью низкотемпературной криостатной системы с программным изменением и стабилизацией температуры с точностью ~ 0.05 К. После охлаждения кристалла до заданной температуры ниже 201 К с постоянной скоростью $dT/dt \approx 0.05$ К/мин проводилось измерение временной зависимости диэлектрической проницаемости (ϵ') при постоянной температуре.

В результате измерений временных зависимостей ϵ' в десяти температурных точках в интервале 194-201 К установлено наличие четырех характерных времен релаксации метастабильного состояния. Температурное поведение времен отличается резкое уменьшение двух из них при понижении температуры от 201 К связано с исчезновением нераспавшихся областей двух несоизмеримых фаз, возникших при 216 К и 206 К; в то же время поведение других временных постоянных указывает на наличие полярных областей сегнето- и антисегнетоэлектрических фаз.

В результате измерений оценен порядок характерных времен релаксации диэлектрической проницаемости $TlInS_2$ (-10~сек). Подтверждено также ранее сделанное предположение о температуре окончательного установления сегнетоэлектрической фазы в $TlInS_2$ при 195 К.

РЕЛАКСАЦИОННАЯ ДИФФУЗИЯ В ФРАКТАЛЬНОМ ПРОСТРАНСТВЕ.

В.Л.Кобелев¹, Е.П.Романов¹, Я. Л.Кобелев², Л.Я.Кобелев²¹ Институт физики металлов УрО РАН,

Россия, 620219, Екатеринбург, ул.Софьи Ковалевской, 18

² Уральский государственный университет, ,

Россия, 620083, Екатеринбург, пр.Ленина, 51

E-mail: leonid.kobelev@usu.ru http://www.usu.ru

В последние годы интенсивное внимание уделяется вопросам диффузии и релаксации в сложных иерархических системах, моделируемых с помощью фракталов - объектов с дробной хаусдорфовой (фрактальной) размерностью. В таких средах (гели, полимеры, спиновые стекла, неупорядоченные системы и т.п.) процессы диффузии и релаксации протекают медленнее, чем в обычных условиях [1-4]. Это проявляется, в частности, в отклонениях от соотношения Эйнштейна - среднее квадратичное смещение частицы пропорционально времени не в первой, а в некоторой дробной степени $\langle R^2 \rangle \propto t^\alpha$, $0 < \alpha < 1$ (так называемая аномальная диффузия [3]). Одним из способов описания аномальных диффузионных и релаксационных процессов является использование математического аппарата дробных производных. Характеристики среды учитываются заменой целочисленных производных на производные дробного порядка, зависящего от фрактальной размерности. В настоящей работе предложено общее уравнение фрактальной диффузии и релаксации и получено его точное решение.

В силу сложного самоподобного характера фрактальных систем нарушается локальность связей между потоком частиц в точке и концентрацией [5,6]. Величина потока в данный момент времени начинает зависеть не только от поведения концентрации в этот момент, но и от предыстории процесса - значений концентрации в более ранние моменты времени

$$j(t) \propto \frac{\partial}{\partial t} \int_0^t n(\tau) K(t, \tau) d\tau \quad (1)$$

где $K(t, \tau)$ - содержит фрактальную размерность среды d_f и в стационарном случае зависит только от разности аргументов. При этом $K(t, \tau)$ должно быть таким, чтобы при переходе от фрактальной диффузии к обычной (переход от дробной к целочисленной размерности пространства диффузии) соотношение (1) приводило бы к стандартному уравнению диффузии. Простейшим ядром, отвечающим указанному требованию, является степенная функция $K(t - \tau) = (t - \tau)^{-\nu(d_f)}$ с показателем степени, зависящим от фрактальной размерности пространства диффузии d_f . Тогда правая часть (1) по структуре совпадает с определением дробной производной Римана-Лиувилля ${}_0D_t^\nu$ порядка $0 < \nu < 1$, т.е.,

$$j(x, t) \propto \frac{\partial^\nu}{\partial t^\nu} n(x, t) \equiv {}_0D_t^\nu = \frac{1}{\Gamma(m - \nu)} \left(\frac{d}{dt} \right)^m \int_0^t \frac{n(t')}{(t - t')^{1 + \nu - m}} dt' \quad m - 1 \leq \nu < m$$

Аналогично, можно сказать, что вследствие сложности и запутанности траекторий движения частиц градиент (производная по координате) становится фрактальным и $j \propto \frac{\partial^{2\gamma} n}{\partial t^{2\gamma}}$, $1 < 2\gamma < 2$, и уравнение диффузии и релаксации на фракталах (во фрактальном пространстве) в одномерном случае имеет вид

$$\frac{\partial^\nu}{\partial t^\nu} f = D \frac{\partial^{2\gamma}}{\partial x^{2\gamma}} f - \frac{1}{\tau^\nu} f \quad (2)$$

Используя интегральные преобразования Лапласа (по t) и Фурье (по x), точное решение (2) можно представить в виде

$$f(x,t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk e^{ikx} f_0(k) H_{1,2}^{1,1} \left(t^\nu [(ik)^{2\gamma} D - 1/\tau^\nu] \left| \begin{matrix} (0, 1) \\ (0, 1), (0, \nu) \end{matrix} \right. \right) \quad (3)$$

где $H_{1,2}^{1,1}$ - функция Фокса (обобщенный интеграл Меллина-Барнса), определяемая выражением [7]

$$H_{p,q}^{m,n} \left(z \left| \begin{matrix} (a_1, \alpha_1), \dots, (a_p, \alpha_p) \\ (b_1, \beta_1), \dots, (b_q, \beta_q) \end{matrix} \right. \right) = \frac{1}{2\pi i} \int_C \frac{\prod_{j=1}^m \Gamma(b_j - \beta_j s) \prod_{i=1}^n \Gamma(1 - a_i + \alpha_i s)}{\prod_{j=m+1}^q \Gamma(1 - b_j + \beta_j s) \prod_{i=n+1}^p \Gamma(a_i - \alpha_i s)} z^s ds$$

где контур C в комплексной s -плоскости отделяет полюса $\Gamma(1 - a_i + \alpha_i s)$ (лежат слева от контура) от полюсов $\Gamma(b_j - \beta_j s)$ (лежат справа). При $\tau \rightarrow \infty, \nu=1, \gamma=1$ или $D=0, \nu=1$ это решение переходит в хорошо известные решения обычных уравнений диффузии и релаксации. Вычисление интеграла в (3) возможно в ряде частных случаев при использовании свойств функций Фокса относительно интегральных преобразований. Для дельтаобразного начального условия $f_0(x) = f_0 \delta(x)$ получена асимптотика функции $f(x,t)$, определяемой (3), при больших временах

$$f \sim \frac{1}{(Dt^\nu)^{1/2\gamma}} \exp\left(-\frac{x^{2\gamma}}{2^{2\gamma} Dt^\nu} - \frac{t^\nu}{\tau^\nu}\right),$$

а также точное решение в виде степенных рядов для фрактальной диффузии в отсутствие релаксации ($\tau \rightarrow \infty, \nu \neq 1, \gamma \neq 1$).

Использованный метод может быть применен для решения фрактального волнового уравнения с $1 < \nu < 2$, которое может оказаться полезным при рассмотрении волновых процессов в фрактальных (моделируемых фракталами) средах. Полученное в работе точное решение фрактального уравнения диффузии и асимптотические оценки его для больших времен, как нам кажется, могут оказаться полезными для решения ряда прикладных задач физики, механики и гидродинамики.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, грант № 97-02-16212.

Литература.

1. Schneider W.R., Wyss W., *J.Math.Phys.*, 1989, Vol.30, p.134
2. Gloeckle W.G., Nonnemacher T.F., *J.Stat.Phys.*, 1993, Vol.71, p.741
3. Климонтович Ю.Л., *Статистическая физика открытых систем*. М.: Янус, 1995, 624с.
4. Зосимов В.В., Лямшев Л.М., *УФН*, 1995, т.165, №4, с.361-402
5. Кобелев В.Л., Кобелев Л.Я, Кобелева О.Л., Кобелев Я.Л. *Доклады РАН*, 1997, т.355, №3, с.326
6. Нигматуллин Р.Р., *ТМФ*, 1992, т.90, с.354
7. Mathai A.M., Saxena R.K., *The H-function with Applications in Statistics and Other Disciplines*, Wiley Eastern Limited, New Delhi, 1978

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В НЕСОРАЗМЕРНОЙ ФАЗЕ КРИСТАЛЛА С ДЕФЕКТАМИ.

С.Н.Каллаев, И.К.Камилов.

Институт физики Дагестанского научного центра РАН,
367003 Махачкала, РД, Россия.

В последние годы большое внимание уделяется исследованиям критической динамики неупорядоченных систем, которые могут находиться в неравновесном состоянии длительное время. Несоразмерная фаза в дефектном кристалле ярким представителем такой системы. Многие физические свойства несоразмерной фазы кристалла с дефектами обусловлены движением квазидоменных границ (солитонов) в случайной среде посредством преодоления барьеров [1]. Такое движение приводит к очень медленной релаксации к равновесному состоянию [2].

В данной работе, с целью определения характера релаксации несоразмерной фазы к равновесному состоянию, экспериментально реализована ситуация близкая к анализируемой теоретически в [2]. Исследование релаксационных явлений в несоразмерной фазе кристалла в области сегнетоэлектрического фазового перехода проводилось по результатам измерений диэлектрической восприимчивости, основной вклад в которую дают колебания квазидоменных стенок.

Объект исследования- кристалл $Rb_2 ZnCl_4$, претерпевающий при температуре $T_c=195,2$ К фазовый переход в сегнетоэлектрическую фазу $D_{2h} > C_{2v}$. Промежуточная по температуре фаза между $T_i=303$ К и T_c является несоразмерной с компонентой поляризации P_y , модулированной вдоль оси c/Z .

Результаты эксперимента показывают, что время релаксации солитонной решетки кристалла с дефектами к равновесному состоянию от температуры изменяется по экспоненциальному закону $\sim e^{-\rho} (\text{const}/T_c \cdot T - T_c)^{-\rho}$. Причем, параметр $\rho=0.75$, что соответствует закону медленной релаксации несоразмерной сверхструктуры с дефектами типа «случайная локальная температура». Этот вывод согласуется с результатами теоретического анализа в [1,2].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 97-02-16762).

- 1.T.Natterman et al., Phase transitions, 11, 5, (1988)
- 2.E.V.Kolomeisky, Ferroelectrics, 105, 131, (1990)

НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ В РЕЛАКСОРНОЙ ФАЗЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ С РАЗМЫТЫМ ФАЗОВЫМ ПЕРЕХОДОМ.

А.В. Сопит, А.И. Бурханов, А.В. Шильников, А.Г. Лучанинов.

Волгоградская государственная архитектурно-строительная академия, 400074, Волгоград, ул. Академическая 1, visi@vlink.ru.

В последнее время особый интерес вызывают физические явления, происходящие в сегнетоэлектрических твердых растворах со структурой перовскита, для которых свойства существенно зависят от концентрации входящих в их состав компонентов. Интерес к изучению такого рода объектов (имеющих, как правило, разупорядоченную структуру), связан не только с все более широким применением данных материалов в технике, но и с решением некоторых фундаментальных вопросов физики твердого тела, одним из которых является вопрос о характере механизмов протекания неравновесных процессов в неупорядоченных системах.

Целью настоящей работы было изучение протекания процессов релаксации поляризации в сегнетокерамике магнониобата свинца с добавкой цирконата-титаната свинца $(1-x)\text{PMN}-x\text{PZT}$, в широком температурном интервале с применением методов низко- (НЧ) и инфранизкочастотной (ИНЧ) диэлектрической спектроскопии.

Объектами исследования являлись образцы сегнетокерамики $(1-x)\text{Pb}[\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}]\text{O}_3-x\text{Pb}[\text{Zr}_{0.53}\text{Ti}_{0.47}]\text{O}_3$, где $x=0.11$ ат % приготовленные по обычной керамической технологии. Для диэлектрических исследований использовались плоскопараллельные пластины толщиной $d=0.2$ мм, на большие поверхности которых, наносились электроды методом вжигания серебряной пасты. Действительная (ϵ') и мнимая (ϵ'') части комплексной диэлектрической проницаемости ϵ^* на НЧ и ИНЧ $\nu=(0.1\div 1000)$ Гц измерялись мостовым методом в достаточно слабых полях ($E=1$ В·см⁻¹) в динамическом температурном режиме нагрева со скоростью 1°С/мин в интервале температур $(-180\div 100)$ °С.

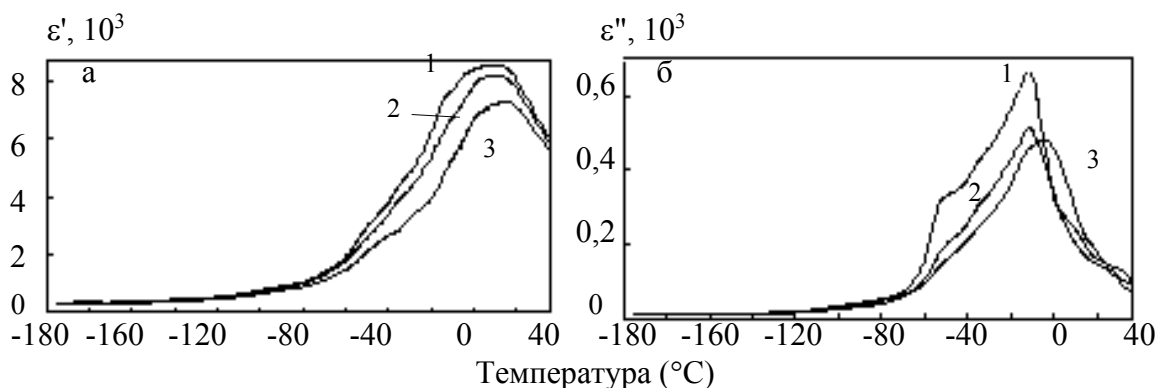


Рис.1 Температурные зависимости $\epsilon'(T)$ (а) и $\epsilon''(T)$ (б) сегнетокерамики $(1-x)\text{PMN}-x\text{PZT}$, полученные при нагревании образца на частотах 1 Гц – кривая 1; 10 Гц – кривая 2; 1000 Гц – кривая 3.

Предварительно образец "отжигался" – нагревался до температуры $T > T_m$ ($T=100$ °С), где прикладывалось постоянное смещающее поле ($E \approx +12$ кВ·см⁻¹), после чего охлаждался в этом поле. При температуре $T = -180$ °С проводились измерения реверсивной диэлектрической проницаемости – $\epsilon^*(E=)$. Максимальная амплитуда смещающего поля при этом составляла $\pm E_{\text{max}} \approx 28$ кВ·см⁻¹. Затем производился нагрев образца при $E=0$.

На рис.1 представлена температурные зависимости $\varepsilon'(T)$ и $\varepsilon''(T)$, полученные при различных частотах измерительного поля (при указанной предыстории). Из рис.1а видно, что начиная с некоторой температуры $T_p \approx -40^\circ\text{C}$ наблюдается значительный рост глубины дисперсии $\varepsilon'(T)$, что, одновременно, сопровождается резким увеличением значений $\varepsilon'(T)$ и $\varepsilon''(T)$. Это особенно заметно на ИНЧ частотах ($\nu=1\text{Гц}$), рис.1б. Такое поведение диэлектрических параметров, характерно для предварительно поляризованных релаксоров, (см., например, обзор [1,2]). Кроме отмеченной температуры, нами установлено, что в области $T \ll -40^\circ\text{C}$ существуют еще две особые температурные точки ($T_{f1} \approx -160$ и $T_{f2} \approx -80$) $^\circ\text{C}$, в которых имеются изломы монотонной зависимости $\varepsilon'(T)$, рис.2, что также наблюдается и на зависимости $\varepsilon''(T)$.

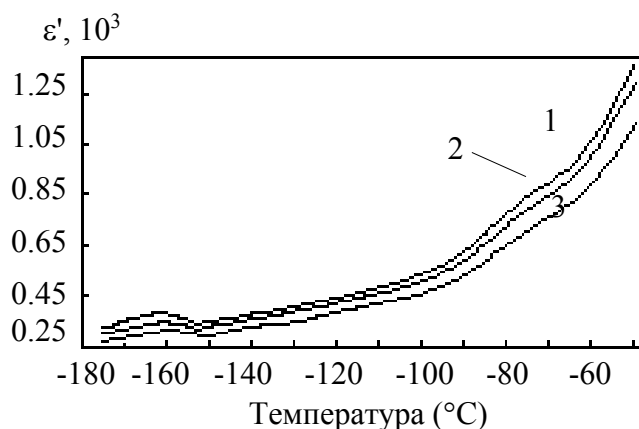


Рис.2 Низкотемпературная область зависимости $\varepsilon'(T)$ сегнетокерамики $(1-x)\text{PMN}-x\text{PZT}$ на частотах $\nu=(1, 10 \text{ и } 1000)\text{Гц}$; кривые 1, 2, 3 соответственно.

результатов нашей работы литературные данные по модельному релаксору (чистому) PMN. Ранее в [2,3] было показано, что при охлаждении PMN с полем, в температурной области $(-60 \div -90)^\circ\text{C}$ он испытывает фазовый переход (ФП) из кубической в ромбоэдрическую фазу, с последующем зародышеобразованием и прорастанием микродоменов. О появлении доменного состояния в $(1-x)\text{PMN}-x\text{PZT}$ свидетельствует симметричный вид реверсивной зависимости $\varepsilon^*(E=)$, что свидетельствует о переключении доменной структуры. Таким образом можно отметить, что появление диэлектрической аномалии в $(1-x)\text{PMN}-x\text{PZT}$ при $T_{f1} \approx -160^\circ\text{C}$, является ФП – началом или I этапом распада доменной структуры на микродомены. Дальнейшее увеличение температуры приводит ко II этапу распада микродоменов (ФП) на нанодомены в интервале $(T_{f2} \approx -90 \div -60)^\circ\text{C}$. Третьей этап (при $T \geq T_p$) соответствует (ФП) – полному разрушению поляризованного состояния и образованию отдельных флуктуирующих полярных кластеров, которые и дают основной вклад в НЧ- и ИНЧ дисперсию ε^* в этом и более высокотемпературном диапазоне.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ, грант № 98-02-16146.

Литература.

1. Cross L.G., *Ferroelectric*, **76**, 241-267, (1987), n ½.
2. Z-G.Ye and H. Schmid, *Ferroelectric*, **145**, 83-108, (1993)
3. G.Calvarin, E.Husson, Z.G.Ye, *Ferroelectric*, **165**, 349-358, (1995)

**РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В КОМПОЗИТАХ НА ОСНОВЕ
ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРОВ.****Г.М. Магомедов, А.К. Касимов, Р. Д. Максимов*, Г. М. Магомедов.**

Дагестанский государственный педагогический университет.

367025.Махачкала, ул. Ярагского, 57, Дагестан, Россия.

*Институт механики полимеров Латвийской АН,

ул. Айзкрауклес, 23, Рига, LV-1006, Латвия.

Представлены результаты экспериментального исследования процессов механической релаксации полимерных композиций на основе жидкокристаллического сополиэфира (ЖКП) (40% полиэтилентерефталата + 60% оксибензойной кислоты) и полибутилентерефталата (ПБТФ). Установлено, что при температуре $T=80^{\circ}\text{C}$ наблюдается слаборазвитый α_1 -процесс релаксации, который по всей вероятности соответствует процессу стеклования сегрегированных звеньев ПЭТ. Главный α_2 -релаксационный переход наблюдается при температуре 155°C связанный размораживанием сегментальной подвижности звеньев оксибензойной кислоты. Время релаксации и энергии активации максимума α_1 -процесса релаксации незначительно выше чем у полибутилентерефталата и композиции на их основе. Для исходного ПБТФ механические потери остаются постоянными до 40°C . В области температур $40-130^{\circ}\text{C}$ наблюдается α -релаксационный переход связанный с размораживанием сегментальной подвижности аморфных прослоек ПБТФ и переходом этой аморфной части из стеклообразного в высокоэластическое состояние. Динамический модуль упругости ПБТФ в интервале температур $40-130^{\circ}\text{C}$ уменьшается, что свидетельствует об уменьшении эффективности межмолекулярного взаимодействия при переходе полимера из стеклообразного в высокоэластичное состояние. Дефект модуля упругости представляющий собой отношение E'_{20}/E'_{150} составляет 6,3 и является мерой уменьшения эффективности межмолекулярного взаимодействия в области α -релаксации.

Обнаружено дуплетность главного релаксационного процесса в композициях ПБТ+ЖКП. Дуплетность α -процесса релаксации по нашему мнению возникает при переходе сходных по структуре полимерных цепей ПБТФ и составляющий ЖКП - ПЭТ из стеклообразного состояния в высокоэластическое. Небольшой интенсивности релаксационный процесс наблюдается при $T = 155^{\circ}\text{C}$ т.е. при той же температуре, что и α - процесс релаксации для исходного ЖКСПЭФ. Этот релаксационный процесс наблюдаемый и для исходного ЖКП, по видимому, можно отнести к размораживанию сегментальной подвижности звеньев оксибензойной кислоты ЖКП. Увеличение содержания ЖКП приводит к возрастанию плотности динамического модуля упругости, тангенса угла механических потерь, интенсивности дуплетного α - релаксационного перехода, уменьшению полуширины его максимума. Такое поведение композиции свидетельствует о том, что ЖКП способствует более плотной упаковке полимерных цепей в композиции, уменьшению неоднородности структуры за счет взаимодействия сходных по структуре ПБТ и компоненты ЖКП - полиэтилентерефталата.

Вязкоупругие свойства композиции лежат между характеристиками исходных ПБТ и ЖКП.

**РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В КОМПОЗИТАХ НА ОСНОВЕ
ГРАДИЕНТНЫХ ПОЛИМЕРНЫХ МАТРИЦ.****Г. М. Магомедов, Н. М. Джамаева, Ю. Н. Смирнов*, Г. М. Магомедов**

Дагестанский государственный педагогический университет.

367025 Махачкала, ул. Ярагского, 57, Дагестан, Россия.

*Институт химической физики в Черноголовке РАН.

142430 Черноголовка, Россия.

Методами динамического механического анализа исследованы молекулярная подвижность и релаксационные переходы в углепластиках на основе многокомпонентных эпоксидных связующих, изготовленных по новой технологии раздельного нанесения компонентов (РНК) и "смесевым" методом (СМ). РНК- композиты имеют более высокие модули упругости по сравнению со "смесевыми", несмотря на гетерогенность их структуры. Релаксационное поведение полимерной матрицы в композите необходимо рассматривать, как поведение составной части целостной системы, зависящей от природы и структуры армирующего наполнителя.

Установлена аномалия механических потерь при комнатных температурах для обоих типов углепластиков. В градиентных композитах число релаксационных переходов больше чем в "смесевых" и в них проявляется мультиплетность. Обнаружена анизотропия температур проявления α - релаксационных переходов в зависимости от направления армирования и испытания. Значения температуры стеклования полимерной матрицы в композите по сравнению с ее значениями для чистой полимерной матрицы могут быть и выше, и ниже, в зависимости от направления испытания, знака остаточных напряжений в этом направлении и методики испытаний. В зависимости от способа изготовления композита (смесевой или градиентный) наблюдается существенное различие вязкоупругого поведения. Для смесевых УПЛ характерен монотонное изменение таких характеристик, как динамические модули упругости E^{126} и E^{1280} , а также плотности ρ и тангенса угла механических потерь $\text{tg}\delta$ при увеличении времени прессования. Такое поведение E^1 и ρ можно объяснить тем, что чем больше время прессования под давлением 50-55 кгс/см² при температуре 180⁰С, тем более полно протекают химические реакции образования пространственной сетки химических связей полимерной матрицы, релаксация внутренних напряжений на границах раздела фаз волокно-полимерная матрица. При этом пористость материала уменьшается. Все это естественно способствует росту E^1 и ρ .

В отличие от смесевых УПЛ зависимость свойств градиентных УПЛ от времени прессования носит экстремальный характер. При времени прессования $\tau = 3$ часа наблюдаются максимальные значения плотности ρ , динамических модулей упругости E^{126} , E^{1280} и минимум тангенса угла механических потерь $\text{tg}\delta$.

Рост ρ , E^{126} и E^{1280} вплоть до $\tau = 3$ часа можно объяснить все большим возрастанием пространственной сетки химических связей матрицы в условиях, благоприятствующих диффузии компонентов смоляной и отверждающих частей связующего и протеканию химических реакций в матрице. При временах $\tau > 3$ часа ρ , E^1 уменьшаются особенно интенсивно для $\varphi = 90^0$. Поскольку в этом направлении роль матрицы в формировании свойств композита велика, то это свидетельствует о том что в полимерной матрице, по-видимому, начинают идти или деструкционные процессы, возрастающие с увеличением времени прессования, или же существенно меняется характер остаточных внутренних напряжений. Длительное время прессования приводит к нивелированию различий релаксационных свойств, изготовленных по разным технологиям.

OBSERVATION OF WAVE-LENGTH TUNABLE LUMINESCENCE FROM THE VARIABLE THICKNESS a-C:H FILM

M.E.Kompan, V.L.Lukoshkin, I.I.Novak, O.I.Konkov, E.I.Terukov, I.N.Trapeznikova
A.F.Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences,
194021 St.-Petersburg, Russia

The films of hydrogenated amorphous carbon with tetrahedral coordination (ta-C:H) are a new artificial material. The high quantum yield of luminescence of this material (about 0,2) and a wide spectral interval of emitting radiation (almost over all visible region from 450 to 650 nm) make one to consider those materials as the new type of effective source of visible radiation.

The films were fabricated by RF-glow discharge method. Themethane-argon mixture was used as the discharge media. The substrate temperature was from 350K. In the realizing case the ta-C:H film thickness at the maximum was 0.8 μm . A thickness gradient was formed by placing the substrate at the edge of the discharge gap in the reaction chamber, and was 0.5 μm in a distance of 10 mm.

The previous studies of the luminescence of a-C:H films showed that the luminescence from those materials is due to radiative recombination of excitations in powerful density-of-state tails in energy quasi-gap of amorphous material. The specificity of a-C:H is the cluster-type organization of material. This, as well, as the high concentration of hydrogen in films provide the low level of radiation-less recombination and thus the high effectivity of luminescence. This work is the first, experimentally studied the abilities of a-C:H as the new source of tunable-wavelength visible luminescence.

The luminescence spectra of the films with excitation by a source of light with a photon energy 3.68 eV were measured at room temperature. The in-plane luminescence of a-C:H film was studied as the possible model of new type of optoelectronic device. It was observed, that the luminescence, propagated in the plane of substrate, was essentially monochromated. In the same time, normal to surface the typical a-C:H emission, distributed over wide spectral region with the parameters: $h\nu_{\text{max}} = 2.2$ eV, halfwidth 0.8 eV, quantum efficiency 0.2., was registrated. Up to eye, the later emission was almost white; the color of the former depends on the thickness of the film. The film with the variable thickness gave the ability to obtain the emission from green-blue to red ones.

The effect of wide-range monochromatization of light in the inner of ta-C:H film is not trivial and was observed for the first time. The explanation of the effect was given on the basis of consideration of refraction and interference in repeated-interface assembly. It is necessary to note, that some narrowing of the luminescence band was also observed while the intensity of excitation was increased, so the effects of superluminescence are to be take into account in more detail consideration.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ И ТЕРМОЭДС ГАЛОГЕНИДОВ АММОНИЯ ПРИ ДАВЛЕНИЯХ ДО 50 ГПа.

Тихомирова Г.В., Бабушкин А.Н.

620083, Екатеринбург, пр, Ленина 51, Уральский государственный университет, кафедра физики низких температур. e-mail: Galina.Tikhomirova@usu.ru

Галогениды щелочных металлов, имеющие преимущественно ионные химические связи и кубические структуры, являются модельными объектами для физики высоких давлений. Для этих материалов достаточно подробно изучены барические последовательности структурных переходов, изменения при них оптических и электрических свойств, в том числе и появление металлоподобных состояний [1].

В галогенидах аммония в качестве щелочного металла выступает анион $(\text{NH}_4)^+$. Свойства этих соединений при высоких давлениях практически не изучены.

Целью данной работы было исследование влияния давления до 50 ГПа на поведение электрического сопротивления и термоэдс NH_4Cl в интервале температур 285-400К.

Измерения проводили с использованием камеры высокого давления с алмазными наковальнями типа “закругленный конус - плоскость”, изготовленными из синтетических поликристаллических алмазов “карбонадо” [2]. Метод оценки давлений описан, в частности, в [3] и опробован на значительной группе материалов в широком термическом и барическом интервале. В работе использовались образцы поликристаллического NH_4Cl высокой чистоты.

Измерены барические и температурные зависимости сопротивления образцов хлорида аммония (NH_4Cl) при давлениях 22-50 ГПа в температурном интервале 285-400 К и термоэдс при комнатной температуре в области давлений 35-50 ГПа.

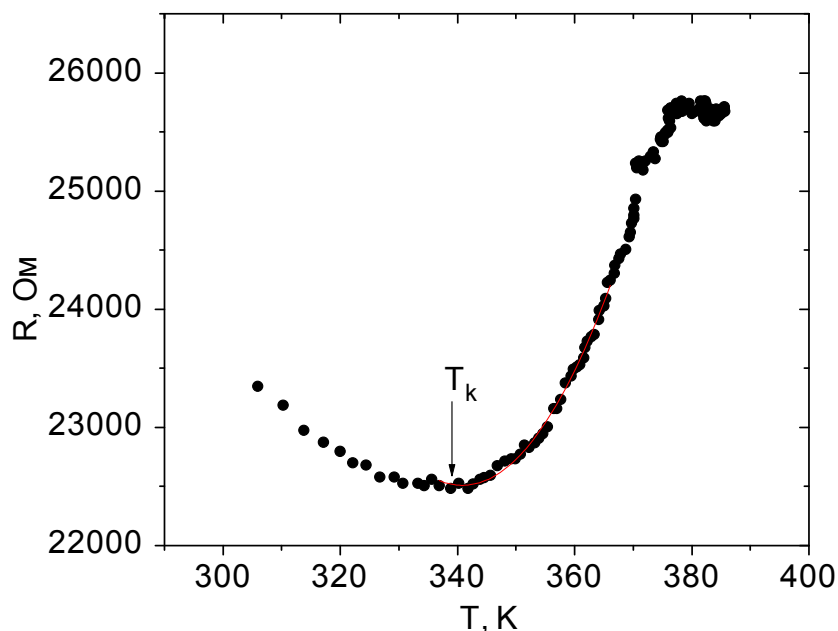


Рис. 1 Температурная зависимость сопротивления NH_4Cl при давлении 31.5 ГПа

На барической зависимости сопротивления наблюдается гистерезис, что указывает на возникновение метастабильных состояний. При изменении давления от 22 до 50 ГПа сопротивление уменьшается приблизительно в 300 раз.

При температурах ниже 340К проводимость определяется активационным механизмом. При повышении температуры до некоторого критического значения (от 340 до 380К для разных давлений), характер изменения сопротивления

с температурой меняется и становится типичным для состояний со свободными носи-

телями заряда. Вблизи критической температуры сопротивление металлоподобной фазы квадратично по температуре (коэффициент корреляции не менее 0.9), что указывает на малую концентрацию свободных носителей заряда вблизи перехода "полупроводник - металл" [4] (рис. 1).

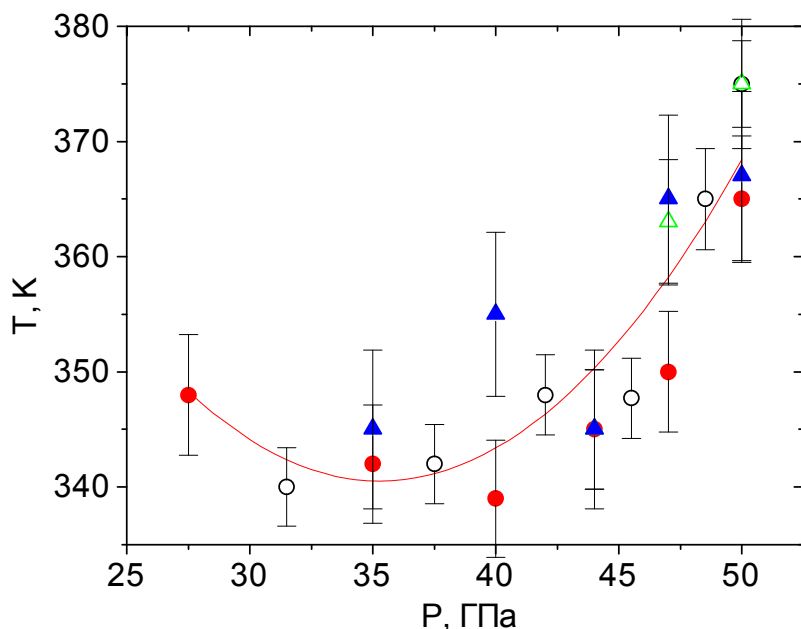


Рис. 2 Фазовая диаграмма перехода полупроводник - металл в NH_4Cl для двух образцов при различных условиях нагружения

концентрация носителей заряда составляет приблизительно 10^{27} м^{-3} , что на два порядка меньше концентрации электронов в металлах.

На рис. 2 представлена диаграмма изменения T_c температуры при выводе давления. Кружочками изображены значения для первого образца, треугольниками - для второго. Линия разграничивает области металлоподобной и активационной проводимости хлорида аммония.

Знак термоэдс во всем исследованном интервале давлений в области металлоподобной проводимости не меняется и показывает, что носителями заряда являются электроны. Концентра-

Литература

1. А.Н. Бабушкин, Г.В. Бабушкина Особенности формирования высокопроводящих фаз галогенидов щелочных металлов при сверхвысоких давлениях// Физика и химия обработки материалов, N 3 (1996), с.19
- 2.Л.Ф. Верещагин, Е.Н. Яковлев, Т.Н.Степанов, К.Х.Бибеев, Б.В. Виноградов Давление 2,5 мегабара в наковальнях, изготовленных из алмаза типа карбонадо// Письма в ЖЭТФ, т.16 N 4 (1972), с.240
- 3.A. N. Babushkin, G. I. Pilipenko, F. F. Gavrilov, The electrical conductivity and thermal electromotive force of lithium hydride and lithium deuteride at 20-50 GPa//J.Phys.: Condens. Matter **5**, (1993), с.8659
4. Н.Мотт, Э. Дэвис Электронные процессы в некристаллических веществах. - М.: Мир, 1974, 472 с.

АВТОРСКИЙ СПИСОК

<i>A</i>	
Абакарова Н.С.	В3-3, П1-5
Абдикаримов Б.Ж.	А3-2, А3-4
Абдулвагабов М.Ш.	В2-22
Абдулвагидов Ш.Б.	В2-14, В2-1, В2-10, С-12
Абдуллаев М.А.	В2-21
Абдуллаев Т.А.	В2-27
Абдуллаев Х.Х.	В2-17
Абдурахманов А.А.	А2-16, В3-9
Абдусаламов Р.А.	В3-16
Абрамович А.И.	С-20
Абуев Я.К.	А2-2
Агаларов А.М.	А2-2, В3-15, В3-17
Айдамиров М.А.	В2-12
Акбаева Г.М.	В2-10
Акчурин Р.Х.	В3-3
Алехин А.Д.	А3-2, А3-4, А3-5, А3-6, А3-9
Аливердиев А.А.	В3-5, В3-6, В2-2, В2-5
Аливердиев А.А.	А3-26, В3-10, В3-12
Аливердиева А.А.	В3-10, В3-12
Алиев А.М.	В2-14, В2-1, В2-10, С-12
Алиев Б.Г.	В3-14
Алиев К.М.	В3-3, П1-5
Алиев М.А.	В3-14, В2-13
Алиев Х.К.	А2-1, А2-12, С-12, П1-1, П2-3
Алиев Ш.М.	С-9, С-10
Алиева Х.О.	В2-13
Алирзаев Б.А.	А3-14
Аллахвердиев К.Р.	Г3-3
Амирова А.А.	А3-26, В3-6
Арсланов Р.К.	В2-25, В2-26
Асадов С.К.	П2-9
Асхабов А.М.	П1-3
Атаев Б.М.	В2-29
Атаев Г.М.	А3-20
Атаев М.Б.	В3-20
Атаев М.М.	В3-6
Ахмедов А.Г.	В2-33
Ахмедов М.М.	В3-6
Ахмедова З.Х.	В3-19
<i>B</i>	
Бабаев А.А.	В2-16
Бабушкин А. Н.	Г3-2, Г3-10
Баженов М.В.	А2-4
Базаев А.Р.	А3-14, А3-22
Базаев Э.А.	А3-14, А3-22
Байдаков В.Г.	В3-4
Балбашов А.М.	В2-4
Баранов Н.В.	П2-9
Батдалов А.Б.	В2-1, В2-5, В2-10, В2-29
Батыров Р.М.	В3-6
Батырова Р.Г.	А3-25
Безверхий П.П.	П3-6
Безродная Т.В.	А3-9
Белим С.В.	А2-5
Берлинер Л.Б.	В3-3
Билалов А.Р.	В2-12
Билалов Б.А.	В2-22
Богданов А.Н.	П1-7
Бондаренко И.Н.	С-7
Булавин Л.А.	А3-2, А3-6
Булатов С.А.	В2-30
Бурханов А.И.	В2-10, Г3-6
Бучельников В.Д.	П1-6
Бушина Т.А.	А2-18, С-1, С-19
Былинкина Н.Н.	В3-8
Быстрой Г.П.	П3-4
<i>B</i>	
Васильев А.Н.	П1-6
Волкова Я. Ю.	Г3-2
Воробьев Г.П.	В2-4, П2-7
Вшивков С.А.	Г3-1
Высочанский Ю.М.	В2-2, В2-15
<i>Г</i>	
Габибов С.Ф.	В2-26
Габибов Ф.С.	В2-16
Габитова Р.У.	С-9
Гаджиалиев М.М.	В2-32
Гаджиев А.С.	В2-24
Гаджиев Г.Г.	В2-12, В2-17, В2-19
Гаджиев Г.М.	В2-5, В2-29
Гаджиев С.М.	В2-24
Гаджиева Р.М.	В2-21
Гайдаров Ш.А.	В3-19
Гайдукова И.Ю.	П2-8
Гебекова З.Г.	В2-24
Гехт Р.С.	С-7
Гираев М.А.	В3-11
Глазов В.М.	В3-18
Глушков В.Ф.	В2-9
Горшков С.Н.	В2-1
Грабар А.А.	В2-2
Грановский С.А.	П2-8
Григорьев Б.А.	А3-7
Григорьев Е.Б.	А3-7
Гуанхуа Го	П2-8
Гуничева Ю. А.	Г3-2
Гусейнов Г.Г.	А3-17, А3-18
Гусейнов М.М.	С-9, С-10
Гусейнов Р.М.	В2-24
Гусейнова Б.М.	А2-7, А3-20

Гутлих Р.		П1-2	Камилов К.И.	В2-4
	<i>Д</i>		Каримов М.Г.	Б3-6
Даниленко Е.Г.		П3-1	Карначев А.С.	С-6, С-14
Данилов А.В.		Б2-17	Карпов И.К.	П3-3
Даньшин Н.К.		С-17	Касимов А.К.	Г3-7
Даунов М.И.		В2-9	Качабекков М.М.	В2-27, В2-28
Джамаева Н. М.		Г3-8	Келбиханов Р.К.	В2-28
Дикштейн И.Е.		П1-6	Керимова Э.М.	С-22
Дриллон М.		П1-2	Кобелев В...Л.	А3-10, Б2-4, В2-20, Г3-4
Дробнич А.В.		Б2-15	Кобелев Л.Я.	А3-10, Б2-4, В2-20, Г3-4
Дубенко И.С.		П2-8	Кобелев Я.Л.	А3-10, Б2-4, В2-20, Г3-4
Дульнев В. Н.		П1-2	Кобелева О.Л.	В2-4, Б2-20
	<i>Е</i>		Ковалев А.С.	В3-7
Еремин С.А.		С-13	Ковалева Н.А.	В3-9
Ермоленко А.С.		С-2	Козлов В.И.	С-4, С-16
Еськова С.Ю.		А3-8	Коледов В.В.	А2-9
Ефимова Н. Н.		А2-13, А2-14	Комарова М.А.	С-16
	<i>Ж</i>		Королева Л.И.	С-20
Жихарев И. В.		В2-3	Котов Л.Н.	А2-4
Жохов В.З.		В3-1	Крейнес Н.М.	П2-2
Жукова М.И.		П3-1	Ксенофонтов В. Г.	П1-2
	<i>З</i>		Кувадников О.К.	А2-15, С-15
Завадский Э.А.		П2-9	Кузнецов В.А.	В2-14
Заворотнев Ю.Д.		А2-10, С-11	Куфтерина С.Р.	А2-13
Зарипова М.А.		А3-19, П3-5	Кучин А.Г.	С-2
Зарудко И.В.		Г3-1	Кязимов С.Б.	С-22
Захлевных А.Н.		Б2-5		
Звездин А.К.		П2-4, П2-7	<i>Л</i>	
Звягин И.П.		В2-7	Лагутин А.С.	С-5
Злоказов В.Б.		Б2-4, В2-20	Левитин Р.З.	П2-8
Зобов Е.М.		В2-16	Левченко Г. Г.	П1-2
Зубов Э.Е.		П1-2	Ли З.Д.	В2-22
	<i>И</i>		Лучанинов А.Г.	Г3-6
Ибрагимов Х.О.		В3-2, П1-5		
Иванов А.В.		А2-6	<i>М</i>	
Иванов В.Ю.		В2-4	Магеррамов А.Б.	С-22
Игнатченко О. А.		Г3-2	Маглеванный И.И.	В2-8
Изместьев И.В.		Б2-17	Магомедмирзаев Р.М.	В3-15, В3-17
Изюмов Ю.А.		П2-1	Магомедов Г.М.	Г3-7, Г3-8
Ильин К.К.		А3-1	Магомедов Г.М.	Г3-7, Г3-8
Исмаилов А.М.		В3-13	Магомедов М-Р.А.	В2-18, В2-19
Исмаилов Ш.М.		В2-12, В2-17	Магомедов Я.Б.	В2-12
	<i>К</i>		Магомедова Д.Х.	В2-21
Кадомцева А.М.		В2-4, П2-7	Магомедова Дж.Х.	В2-18
Казбеков К.К.		П2-4	Максимов И.С.	П2-9
Каллаев С.Н.		Б2-9, Б2-14, Г3-5	Максимов Р.Д.	Г3-7
Каменев В.И.		П2-9	Мальшева Л.В.	А3-15
Каменев К.В.		П2-9	Маляренко Д.И.	А3-5
Камилов И.К.		В2-1, В2-6, В2-9, В3-1, Г3-5, П1-5, П2-3	Мамедбейли С.Д.	С-22
			Мамедов В.В.	В2-29
			Маркосян А.С.	П2-8
			Мартынец В.Г.	П3-6
			Матизен Э.В.	П3-6
			Махтимагомедов Г.К.	Б3-6
			Медведева Л.И.	А2-10, С-11
			Меджидов Р.А.	А3-21
			Мейланов Р.П.	В3-21
			Мельникова Н.В.	Б2-4, В2-20

Микаилов Ф.А. Г3-3
 Мирская В.А. А3-3, А3-16,
 П3-3
 Митровций В.В. Б2-2
 Моллаев А.Ю. В2-25, В2-26
 Мочар В.Ю. С-4
 Мурлиева Ж.Х. В2-30
 Муртазаев А.К. А2-1, А2-12,
 С-12, П2-3
 Мусаев А.М. В3-6
 Мусаев Г.Г. А2-17, П2-4,
 С-13
 Мусаев О.К. С-12
 Мутайламов В.А. А2-1
 Муталибов Ш.Р. В3-14
 Мухин А.А. В2-4
 Мухутдинова А.Р. А2-11

Н

Нажмуудинов А.М. Б3-7, В2-23
 Непочатых Ю.И. С-17
 Нестеров В.Н. Б3-2, Б2-10,
 Б2-13
 Нигматулин Р.Р. Б2-3
 Николаев В.И. А2-18, С-1,
 С-16, С-19
 Николаев Р.К. В2-10
 Нугаева Л.Л. Б2-4, В2-20

О

Омаров А.К. В2-30
 Осинцев Е.В. Б3-1
 Осипов В.В. П1-4
 Османов В.О. В3-11
 Османов О.М. В3-11
 Остапчук Ю.Л. А3-5
 Оцарев И.В. Б2-10

П

Палчаев Д.К. В2-30
 Перечинский С.И. Б2-2
 Петрик Г.Г. А3-23
 Письменова Н. Е. В2-3
 Поздняков А.П. Б2-12, Б2-13
 Полихрониди Н.Г. А3-25
 Попов Ю.Ф. В2-4, П2-7
 Прохоров А.А. С-6, С-14
 Проценко С.П. Б3-4
 Прудников В.В. А2-5, А2-6,
 Б3-1
 В3-1

Р

Рабаданов М.Р. В3-13
 Рабаданов М.Х. В3-16, В3-20
 Рабаданов Р.А. В3-13
 Рабецкий М.Г. А3-14, А3-22
 Раджабалиев Г.П. Б3-7, В2-23
 Раджабов Д.З. Б2-18
 Ражабов Р.М. А2-15
 Расулов А.Р. А3-11

Расулов М.М. С-10
 Расулов С.М. А3-12, А3-13
 Редько Н.А. В2-11
 Решетов В.А. В3-8
 Родимин В.Е. П2-8
 Романов Е.П. Г3-4
 Рудников Е.Г. А3-2, А3-4,
 А3-6, А3-9
 Г3-1

С

Сабилов Б.С. А3-24, Б2-6
 Сагдаткиреева М.Б. А2-11
 Садыков С.А. В3-21
 Саидов Н. С. Б2-6
 Сайпулаева Л.А. В2-25, В2-26
 Салахитдинова М.К. С-15
 Сафаралиев Г.К. В2-22
 Сафаров М.М. А3-19, П3-5
 Сафарян Э. В3-16
 Селезнев В.В. В2-13
 Симанова Е.В. Б2-17
 Синицын Е.В. С-6
 Смирнов Ю. Н. Г3-8
 Соколов А.Ю. П2-8
 Соловьев Е.Е. С-6, С-14
 Сопит А.В. Г3-6
 Станотина С.Б. В3-8
 Степанов А.Н. А3-3, П3-3
 Степанов Г.В. А3-11, А3-15,
 А3-18, П3-2
 В3-7
 В2-1

Степуренко А.А.
 Струков Б.А.

Т

Тайгибов М. В3-16
 Тараскин С.А. Б2-1
 Темиров А.Т. В3-13
 Терешина И.С. С-3
 Тихомирова Г.В. Г3-10
 Тодоровский Б.Е. А3-23
 Тодрис Б.М. П2-9
 Тулайкова А.А. А2-9

У

Урусова Б.И. С-21
 Устименкова М.Б. А2-14

Ф

Фатуллаева Ф.Б. В2-27
 Федоренко А.А. А2-6
 Федорихин В.А. Б2-12
 Федоров Г.Е. С-5
 Филиппов Д.А. П2-8

Х

Хайрулаев М.Р. Б3-7
 Хайрулаев М.Р. В2-23
 Халилдулаев Г.М. Б3-6
 Хамзин А.А. Б2-3
 Хамидов М.М. В2-19

Хамраев Н.С.	A2-15		
Хизриев К.Ш.	A2-1, A2-12		
Хохлачев П.П.	B2-18		
Хохлачев С.П.	A3-22		
Хохлова С. И.	B2-3		
Храбров В.И.	C-2		
Ч			
Чакальский Б.К.	B2-5, B2-11		
Чанкаев М.Г.	B3-15, B3-17		
Черечукин А.А.	A2-9		
Черкасов Д.Г.	A3-1		
Черных Г.Г.	B3-4		
Ш			
Шавкунов В.С.	B2-5		
Шавров В.Г.	A2-9, П1-6		
Шакаров Х.О.	C-15		
Шалдин Ю.В.	B2-16		
Шахбанов К.Л.	A3-15		
Шахнаев Ш.О.	B2-29		
Шахшаев Г.М.	A2-7, C-8		
Шестаков А.А.	П1-7		
Шильников А.В.	B2-10, B2-12, B2-13, B3-2, Г3-6		
Шиманская Е.Т.	A3-8, П3-1		
Шиманский Ю.И.	A3-8, П3-1		
Шмелев Г.М.	B3-4, B2-8		
Шнайдштейн И.В.	B2-1		
Шухиев С.Ш.	A3-24		
Щ			
Щеликов О.Д.	B3-18		
Э			
Эмирасланова Л.Л.	A2-1		
Эпштейн Э.М.	B2-8, B3-4		
Эшкулов А.А.	A2-15		
Ю			
Юдина А.В.	B2-8		
		A	
Ageev A.G.			B2-7, B2-8
Aplesnin S.S.			A2-8
		B	
Bogdan M.M.			B3-5
		C	
Christov A.V.			B3-8
		K	
Kapitonov I.N.			B2-15
Kashtanov S.S.			П2-6
Khatsko E.N.			B3-5
Kobets.V.I.			B3-5
Kompan M.E.			Г3-9
Konkov O.I.			B2-15, Г3-9
Kovarsky V.L.			B2-11, B3-8
Krylov A. S.			B2-7, B2-8
Kuznetsov A.Yu.			B3-8, C-18
Kuznetsov S.N.			B2-31
Kuznetsova V.V.			B2-11, C-18
		L	
Lukoshkin V.L.			Г3-9
		M	
Markovich V.I.			C-18
Mudrov A.I.			A2-3
		N	
Novak I.I.			Г3-9
		O	
Orlov E.V.			П2-6
		S	
Sedov V.L.			B2-31
Shalaev B.N.			П2-5
Shmygol I. V.			B2-7, B2-8
Sokolov A.I.			П2-6
		T	
Terukov E.I.			B2-15, Г3-9
Trapeznikova I.N.			B2-15, Г3-9
Tsigel'nik O.A.			B2-31
		U	
Ul'kov V.A.			П2-6
		V	
Varnashev K.B.			A2-3
Vtyurin A. N.			B2-7, B2-8

Обозначения:

П – пленарный доклад
 С – семинар “Магнитные фазовые переходы”
 A2 – секция магнитные критические явления
 B2 – секция критические явления в сегнетоэлектриках
 B2 – секция критические явления и фазовые переходы в ВТСП и электронных полупроводниках
 A3 секция критические явления в жидкостях
 B3 – секция компьютерное моделирование фазовых переходов и критических явлений
 B3 – секция неравновесные фазовые переходы и хаос в конденсированных средах
 Г3 – секция релаксационные явления в области фазовых переходов
 Цифра сразу после буквы указывает порядковый номер дня работы конференции. Последняя цифра во всех обозначениях порядковый номер доклада.

Для заметок

Для заметок

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В
КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ
МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ
III МЕЖДУНАРОДНЫЙ СЕМИНАР, ПОСВЯЩЕННЫЙ ПАМЯТИ
АКАДЕМИКА А.С. БОРОВИКА-РОМАНОВА

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ
(8-11 сентября 1998 г.)

Ответственный редактор член-корреспондент РАН И.К. Камиллов
Подписано в печать 14.08.1998 г.
Формат А5 265 стр. Тираж 220 экз.

Набор и верстка в Институте физики Дагестанского научного центра РАН
367003, г. Махачкала, ул. М. Ярагского, 94
Отпечатано в ООО «Тура»