

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ДАГЕСТАНСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ
ДАГЕСТАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ

СБОРНИК ТРУДОВ

VI международного семинара,
посвященного памяти Р.З.Левитина
22 сентября 2004 г., Махачкала

Семинар проводится при поддержке Российской академии наук и Российского
фонда фундаментальных исследований
(код проекта 04-02-26076)

Махачкала 2004

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ

**Сборник трудов VI международного семинара,
посвященного памяти Р.З.Левитина
22 сентября 2004 г., Махачкала**

В настоящий сборник включены материалы, представленные на VI международный семинар "Магнитные фазовые переходы".

Семинар проводится Отделением физических наук РАН, секцией "Магнетизм" научного совета РАН "Физика конденсированных сред", Институтом физики Дагестанского научного центра РАН, Дагестанским государственным университетом.

Материалы воспроизведены с авторских оригиналов, в связи с чем Оргкомитет семинара не несет ответственности за допущенные опечатки и стилистические погрешности.

© Институт физики Дагестанского научного центра РАН, 2004.

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Сопредседатели:	чл.-корр. РАН	И.К. Камилов , Россия
	чл.-корр. РАН	Ю.А. Изюмов , Россия
Зам. Председателя:		Н.М. Крейнес , Россия
		В.Г. Шавров , Россия
Ученый секретарь:		В.А. Мирская , Россия

Члены оргкомитета:

академик РАН **А.Ф. Андреев**, Россия
 чл.-корр. РАН **С.А. Никитов**, Россия
 чл.-корр. РАН **Е.А. Туров**, Россия
В.Д. Бучельников, Россия
А.К. Звездин, Россия
А.М. Кадомцева, Россия
Р.З. Левитин, Россия
А.С. Маркосян, Россия
Х.А. Магомедов, Россия
С.А. Никитин, Россия
А.И. Соколов, Россия
П.Н. Стеценко, Россия
Ю.Л. Райхер, Россия
Б.Н. Шалаев, Россия

ЛОКАЛЬНЫЙ И ПРОГРАММНЫЙ ОРГАНИЗАЦИОННЫЕ КОМИТЕТЫ

Председатель:	А.К. Муртазаев
Ученый секретарь:	Н.С. Абакарова

Члены локального оргкомитета:

Ш.Б. Абдулвагидов
Я.К. Абуев
А.М. Алиев
Ш.М. Алиев
А.Б. Батдалов
М.М. Гусейнов
Х.И. Магомедгаджиев
М-Р.М. Магомедов

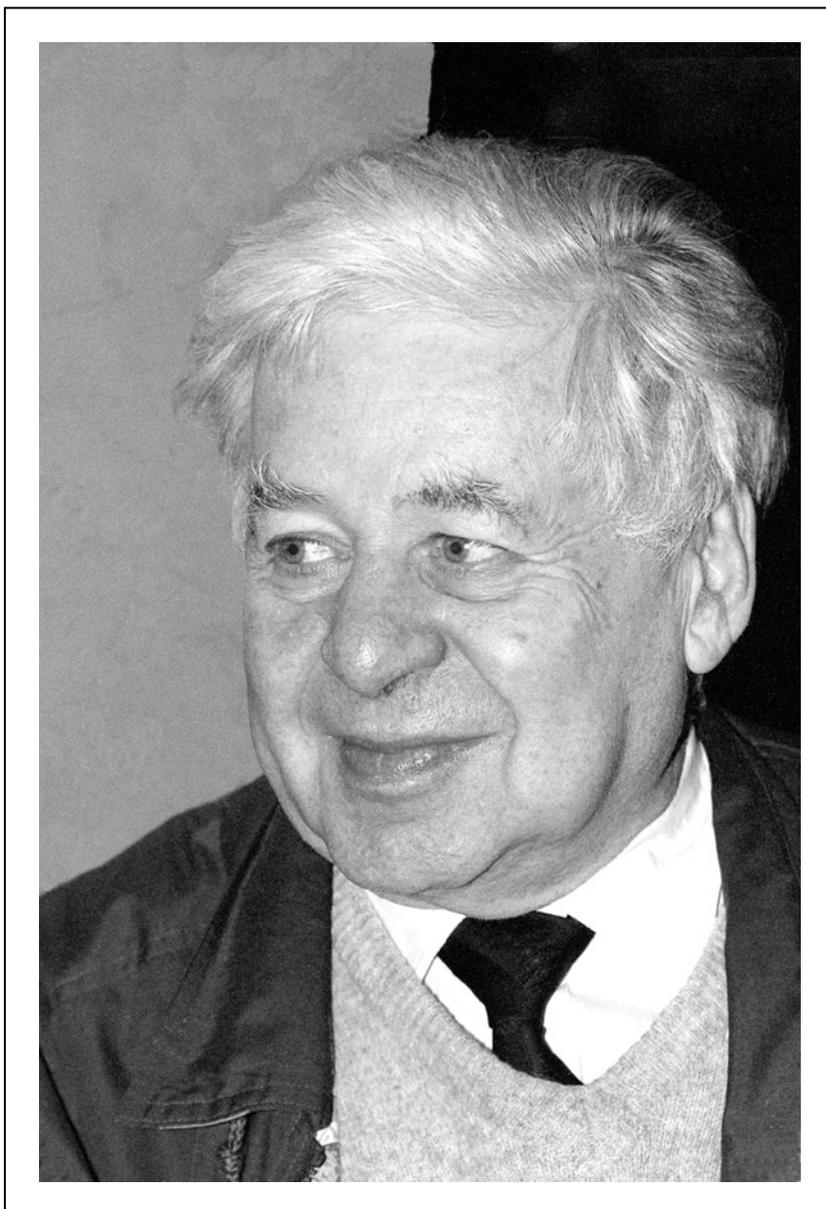
ТЕХНИЧЕСКАЯ ГРУППА

А.Б. Бабаев	В.А. Мутайламов
Ж.Г. Ибаев	М.-Ш.К. Рамазанов
М.А. Магомедов	К.Ш. Хизриев

Содержание

Слово о Р.З.Левитине.....	7
Секция А2. Магнитные фазовые переходы.....	10
Авторский список.....	110





**Рудольф Зиновьевич Левитин
(05.V.1928 - 26.II.2004)**

Слово о Рудольфе Зиновьевиче Левитине

И.К.Камилов

Сегодня мы открываем 6-й международный семинар по физике магнитных фазовых переходов, посвященный памяти известного физика-магнитолога, профессора Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова Рудольфа Зиновьевича Левитина, скончавшегося в возрасте 75 лет. Весть о его смерти была для нас неожиданностью. Никто и не думал, что он так рано уйдет из жизни. Мы с Рудольфом Зиновьевичем часто общались, и я, будучи в Москве, всегда старался посетить кафедру и проблемную лабораторию по магнетизму физического факультета МГУ, где он работал до последних дней своей жизни.

Я познакомился с Левитиным в годы учебы в аспирантуре физического факультета МГУ, в конце 50-х годов прошедшего столетия. Он был несколько старше меня и имел к тому времени серьезный опыт научной работы в области магнетизма твердых тел. Изучая теплофизические свойства ферритов как магнитных полупроводников, я часто виделся с Рудольфом Зиновьевичем, он иногда приходил ко мне в лабораторию, давал мне полезные советы: на что обратить особое внимание при исследовании окрестности точки Кюри ферритов. В то время он успешно занимался изучением поведения физических свойств магнетиков в окрестности фазовых переходов. Я тогда имел весьма посредственные представления о магнетизме, и потому встречи с Левитиным способствовали пополнению моих знаний.

Авторитет Рудольфа Зиновьевича рос из года в год. Вскоре он занял одно из ведущих мест среди известных магнитологов страны. Особое значение для его научного роста имело то обстоятельство, что его научным руководителем являлся выдающийся физик-магнитолог, основатель и зав. кафедрой общей физики для естественных факультетов МГУ профессор К.П. Белов, который воспитал немало талантливых учеников, блестящую когорту магнитологов, в том числе А.М. Кадомцеву, С.А. Никитина, В.И. Соколова. Рудольф Зиновьевич был одним из наиболее ярких представителей этой, бесспорно знаменитой, школы. Первые впечатляющие работы были опубликованы Р.З. Левитиным совместно со своим учителем по физике магнитных фазовых переходов, а именно по применению теории Ландау к термодинамическому описанию магнитных фазовых переходов в ферро- и антиферромагнетиках. Эти работы были и остаются классическими в феноменологической теории магнитных превращений.

С этих пор и до конца своих дней Рудольф Зиновьевич сосредоточился на разработке и создании установок по получению сильных импульсных магнитных полей и исследованию их влияния на магнитные свойства широкого класса магнитных кристаллов: классических ферро-, ферри- и антиферромагнетиков, редкоземельных ферритов-гранатов, актинидов, интерметаллидов, манганитов, урановых соединений. В ходе тщательно проведенных экспериментов Рудольфом Зиновьевичем были получены результаты, имеющие огромное значение для выяснения природы магнетизма указанных веществ и, прежде всего, природы обменных взаимодействий. Впервые установлено многообразие в них спонтанных и индуцированных магнитным полем фазовых переходов. Работы Р.З. Левитина по исследованию слабого ферромагнетизма в гематите и спин-переориентационных фазовых переходов в редкоземельных ферритах-гранатах в сильных импульсных магнитных полях получили высокую оценку специалистов.

Основополагающие труды Рудольфа Зиновьевича были посвящены изучению магнитоупругих эффектов в $3d$ -, $4f$ -, $5f$ -магнетиках. Совместно с коллегами им впервые была обнаружена и подробно исследована гигантская магнитострикция в редкоземельных и актинидных соединениях, выявлена природа этого уникального явления. Результаты этой работы были зарегистрированы как открытие. Исследования в области магнетизма редкоземельных и урановых соединений, проведенные Р.З. Левитиным с коллегами по кафедре под руководством К.П. Белова, получили высокую оценку и были удостоены Государственной премии СССР по науке.

В последние годы Рудольф Зиновьевич исследовал метамагнетизм коллективизированных электронов, обнаружил явление гигантского возрастания температуры Кюри при разбавлении $3d$ -подрешетки и термически индуцированный метамагнетизм, исследовал спин-пайерлсовские и низкомерные магнитные системы, магнетики с памятью формы и многоподрешеточные магнетики, сверхрешетки интерметаллидов и манганиты, в которых наблюдается гигантское магнитосопротивление. Эти исследования внесли неоценимый вклад в разработку микроскопической теории магнитоупругости редкоземельных и актинидных магнетиков. Р.З. Левитин всегда находился на переднем фронте современной ему физики магнитных явлений.

Оценивая значимость этих трудов, Р.З. Левитина по праву можно назвать одним из основоположников физики редкоземельного магнетизма.

За заслуги в области науки, высокое педагогическое мастерство Р.З. Левитин был избран профессором Московского государственного

университета. Его лекции отличались ясностью и глубоким пониманием физики, доступностью излагаемого материала. Не только студенты, но и те ученые, кому удавалось их слушать, восхищались блестящим педагогическим мастерством. Р.З. Левитин был поистине интеллигентным человеком и хорошим собеседником, много внимания уделял обучению и воспитанию студентов и аспирантов, становлению и росту молодых ученых. Он создал и собственную научную школу физиков-магнитологов, оставив после себя яркий след в физике магнитных явлений.

Основные свои исследования Р.З. Левитин проводил в знаменитой Проблемной лаборатории магнетизма физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, созданной профессором К.П. Беловым. Р.З. Левитин внес большой вклад в становление и дальнейшее развитие лаборатории, укрепление ее авторитета. Она приобрела широкую международную известность. Рудольф Зиновьевич являлся членом оргкомитетов многочисленных отечественных и зарубежных научных конференций, совещаний и семинаров, выступал на них с обзорными докладами. Он побывал, образно говоря, во многих "магнитных" странах мира. Рудольф Зиновьевич неоднократно посещал Дагестан, Махачкалу для участия в наших научных конференциях и семинарах по фазовым переходам и магнетизму, проводившихся на базе Института физики ДНЦ РАН и физического факультета ДГУ. Поэтому очередной VI-й международный семинар по физике магнитных фазовых переходов посвящается памяти Рудольфа Зиновьевича Левитина. Это дань дагестанских коллег своему соратнику, другу и выдающемуся ученому.

Секция А2

Магнитные фазовые переходы

Магнетизм, структурные превращения и эффект памяти формы в сплавах Ni-Mn-Ga с микро- и нанокристаллической структурой

Ф.Альбертини¹, С.Бессегини², А.С.Бутаев³, Р.М.Гречишкин⁴,
Р.Н.Имашев⁵, В.В.Колецов³, А.В.Королев⁶, Н.И.Коуров⁶,
Х.Я.Мулюков⁷, Л.Парети¹, М.Паскуале², В.Г.Пушин⁶, В.Г.Шавров³,
И.З.Шарипов⁸

¹ IMEM CNR, Parma, Italy

² IENI CNR, Lecco, Italy

³ Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

⁴ Тверской государственный университет, Тверь, Россия

⁵ БашГУ, Уфа, Россия

⁶ Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

⁷ УГАТУ, Уфа, Россия

⁸ ИПСМ РАН, Уфа, Россия

e-mail: shavrov@mail.cplire.ru

В сплавах Ni-Mn-Ga одновременно наблюдается термоупругий мартенситный переход и ферромагнетизм [1]. В них сосуществуют магнитная доменная структура и мартенситная доменная (двойниковая) структура. Взаимодействие упругой и магнитной подсистем может приводить к гигантским магнитомеханическим эффектам [2]. В последние годы развиты методы получения сплавов с искусственной нано- и микрокристаллической структурой [3]. Образец может быть получен даже полностью неупорядоченным (аморфизованным). Последующим отжигом можно укрупнять структуру зерен от 1 нм до 1000 нм. Структура зерен, наряду с магнитной и двойниковой, определяет свойства сплава.

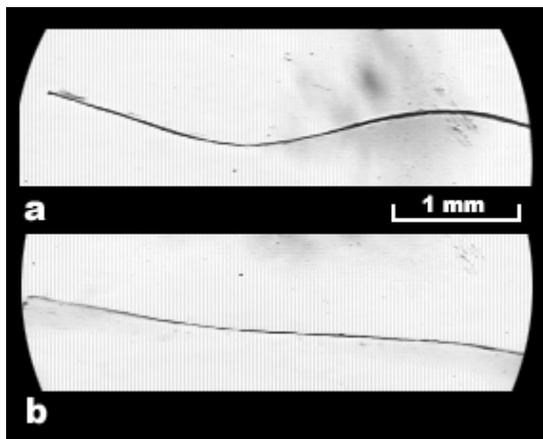


Рис. 1

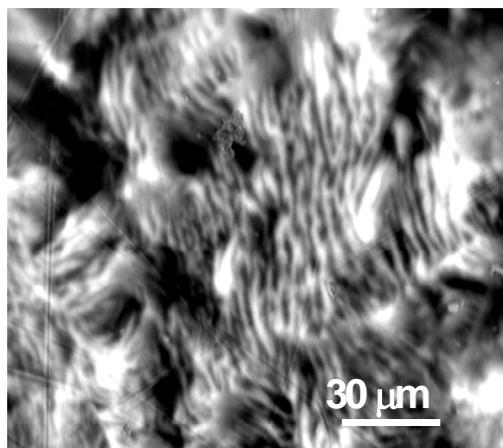


Рис. 2

В настоящем докладе дан обзор результатов работ коллектива авторов по синтезу и исследованию структуры, магнитных,

механических и термомеханических свойств (эффекта памяти формы) в сплавах Ni-Mn-Ga с искусственно созданной наноструктурой. Применялись 2 способа создания измельченной структуры - сверхбыстрая закалка из расплава (СБЗР) - спиннингование и интенсивная пластическая деформация (ИПД) - кручение под давлением. Основные результаты следующие.

1). Методом СБЗР образцы получены в виде лент толщиной 40-60 мкм [4]. Сразу после спиннингования лента имеет субмикроструктуру зерен. Лента ферромагнитная и имеет мартенситный переход, сопровождающийся эффектами термомеханической памяти (рис. 1). Лента - более прочная, чем объемный образец, который часто саморазрушается при термоциклировании через температуру мартенситного перехода.

2) Структура ленты исследована методами электронной микроскопии и оптическими методами. Ферромагнитная доменная структура исследована дифференциальной магнитооптической микрофотосъемкой (рис 2). В зависимости от степени отжига образцы демонстрируют укрупнение зерен, увеличение мартенситных и ферромагнитных доменов. При укрупнении зерен наблюдается также укрупнение макродефектов – трещин, рост которых приводит к падению прочности в макрообразце.

3) Магнитные свойства лент, в основном, похожи на свойства объемных образцов. Намагниченность и восприимчивость имеют характерные особенности вблизи структурного превращения. Однако, только отспиннигованная лента (без отжига) имеет некоторые во многом необычные свойства. Значительное увеличение локализованного магнитного момента с ростом температуры, казалось бы, свидетельствует о коллективизированной природе магнетизма сплава. Однако при $T=2$ К в предельно высоких магнитных полях (9 Тл) кривая намагничивания не выходит в насыщение. Наличие смещенной (величина смещения $\Delta H_S \sim 66$ Э) асимметричной петли гистерезиса (ширина петли $\Delta H \sim 640$ Э) при $T=2$ К после охлаждения быстрозакаленного сплава $Ni_{2.16}Mn_{0.84}Ga$ в магнитном поле указывает на то, что анизотропия в мартенситной фазе носит однонаправленный характер и, скорее всего, связана с сосуществованием ферро- и антиферромагнитного взаимодействий в микроструктурированном сплаве.

4) Для исследования термоупругих свойств СБЗР-лент, в частности, эффекта памяти формы предложена новая методика измерений, позволяющая получать кривые деформация-температура-нагрузка для изгибной деформации сравнительно хрупких образцов микронной толщины. Многократно восстанавливаемая (сверхпластическая) деформация лент превысила 1,4 %. Наблюдался как одно-, так и

двусторонний эффект памяти формы. Термомеханические кривые сопоставлены с температурными зависимостями магнитной восприимчивости. Выявлены особенности этих кривых, связанные с механической нагрузкой образца. Полученные результаты говорят о перспективе дальнейших экспериментов по изучению влияния магнитного поля на деформацию СБЗР-лент.

Наноструктурированные образцы $\text{Ni}_{2.16}\text{Mn}_{0.81}\text{GaFe}_{0.03}$, полученные методом ИПД (5 оборотов при давлении 7 ГПа), до отжига имели структуру с характерным размером зерна 10-30 нм (рис. 3а), которая укрупнялась в результате последующего отжига (рис. 3б).

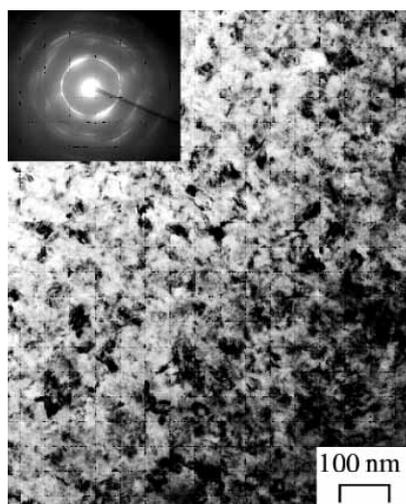


Рис.3а

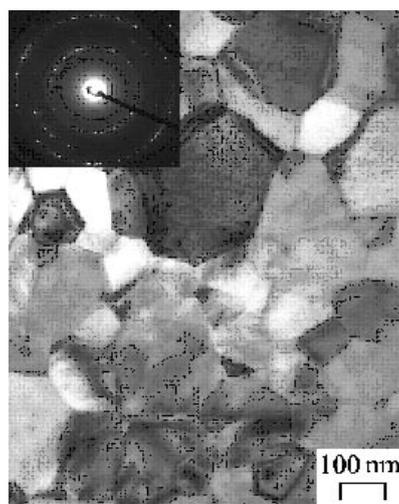


Рис.3б

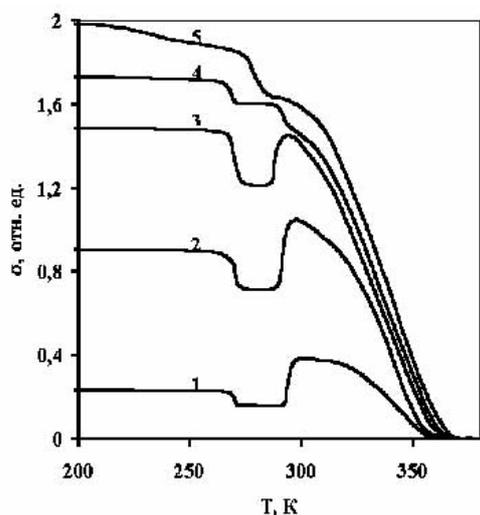


Рис.4 а

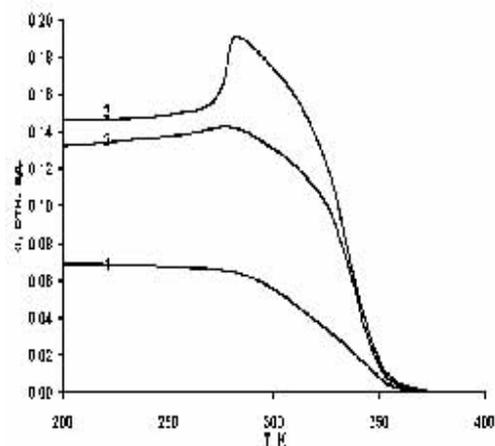


Рис.4 б

Магнитные свойства наноструктурированных образцов резко отличаются от свойств исходных поликристаллических образцов, полученных методом дуговой плавки. На рис. 4а представлены кривые температурной зависимости намагниченности исходного поликристаллического образца в различных полях (1 – 80 кА/м, 2 – 160 кА/м, 3 – 220 кА/м, 4 – 400 кА/м, 5 – 720 кА/м). Видны

характерные для сплава Ni-Mn-Ga аномалии кривых при температуре Кюри (355 К), температуре мартенситного перехода (290 К) и интермартенситного перехода (270 К). На рис. 4б представлены зависимости намагниченности от температуры, записанные в магнитном поле $H=80$ кА/м для состояний, полученных отжигом наноструктурированного образца в вакууме $1,33 \cdot 10^{-2}$ Па при температурах 623 К (кривая 1), 673 К (кривая 2) в течение 2 часов и при 773 К в течении 30 минут (кривая 3), снятых на том же образце после ИПД. Намагниченность образца сразу после ИПД не удается обнаружить в пределах точности измерения. Это позволяет заключить, что нанокристаллический образец не обладает магнитным упорядочением. При последующем отжиге сначала восстанавливается магнитное упорядочение, а затем и аномалии связанные с мартенситным переходом (рис. 4б, кривые 1-3).

На сегодняшний день авторам неизвестно более яркого проявления влияния искусственно созданной наноструктуры на магнитные свойства сплава. Данный результат получен независимо на наноструктурированном образце Ni-Mn-Ga авторами работы [5]. В этой работе наноструктурное (квазиаморфное) состояние материала создавалось в пленке, напыленной на охлаждаемую подложку. Обнаружено отсутствие магнитного упорядочения и структурного перехода в квазиаморфной пленке и восстановление магнитного упорядочения и структурного превращения отжигом.

Таким образом, физические свойства субмикро- и нанокристаллических ферромагнитных сплавов с памятью формы оказались неожиданными по своим физическим свойствам, существенно отличающимися от свойств крупнокристаллических образцов. Эти образцы значительно улучшили свои механические и термомеханические свойства в результате искусственного создания в них наноструктуры.

Работа поддержана грантами РФФИ 03-02-17443, 04-02-81058, 03-02-39006 и Минобразования 202.01.01.054.

- [1] P.J. Webster et al. *Phil. Mag.* В 49 (1984) 295.
- [2] A.A.Cherechukin et al. *Phys. Let. A* **291** (2001) 175.
- [3] Гусев А.И., Ремпель А.А. *Нанокристаллические материалы*. М.: Физматлит, 2000. 224 с.
- [4] F. Albertini et al. *JMMM* **242-245** (2002) 1421.
- [5] K.W.Kim et al. *JMMM* **272-276** (2004) 1176.

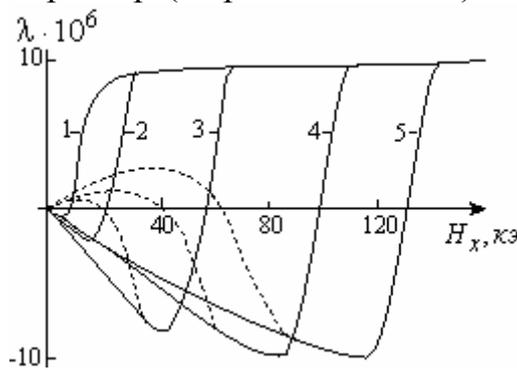
Магнитные фазовые переходы и магнитострикция в гематите

М.А.Шамсутдинов, Д.Р.Шакуров

Башкирский Государственный университет, Уфа, Россия
theorphys@bsu.bashedu.ru

Гематит ($\alpha - Fe_2O_3$) обладает ромбоэдрической кристаллической структурой, расположение атомов в которой описывается пространственной группой D_{3d}^6 . В широком интервале температур ниже температуры Нееля ($T_N \sim 950^\circ K$) гематит обладает небольшой спонтанной намагниченностью M_s , которая, как показал Дзялошинский [1], обусловлена слабой неколлинеарностью двух одинаковых по величине и антипараллельных намагниченностей магнитных подрешеток. Ниже температуры Морина ($T_M \sim 260^\circ K$) гематит находится в чистом коллинеарном состоянии. Согласно Дзялошинскому в гематите имеется анизотропное биквадратичное взаимодействие, которое может оказать заметное влияние как на фазовые переходы, так и на магнитострикцию гематита.

Исследования, проведенные Левитиным и Щуровым [2], по измерению продольной магнитострикции гематита выявили некоторые интересные моменты. Экспериментальная зависимость продольной магнитострикции вдоль одной из осей симметрии второго порядка полученные в [2] для различных температур представлена на первом рисунке. Откуда видно, что при первоначальном включении поля магнитострикция имеет положительный характер (штриховая линия). В более сильных полях, близких к полям перехода из антиферромагнитного (АФ) в слабоферромагнитное (СФ) состояние наблюдается отрицательная квадратичная магнитострикция, которая, при дальнейшем росте поля, переходит в магнитострикцию насыщения. Теоретическая зависимость магнитострикции была исследована в [3], однако, полученная кривая не полностью описывала экспериментальные зависимости: во всем интервале полей, вплоть до полей перехода из АФ- в СФ-состояния магнитострикция отрицательна. Левитин и Щуров [3] предположили, что такое расхождение связано с конкуренцией двух энергий: магнитоупругой $E_{м.у.}$, которая определяет положительную магнитострикцию в слабых полях, и энергией



биквадратичного анизотропного взаимодействия E_a , которая формирует поведение магнитострикции в более сильных полях.

Настоящая работа посвящена исследованию магнитных фаз и продольной магнитострикции гематита, во внешнем магнитном поле, ниже точки Мориана (АФ-состояние). Внешнее магнитное поле \mathbf{H} , параллельно одной из осей второго порядка ($\mathbf{H} \parallel x \parallel \mathbf{U}_2$). Термодинамический потенциал гематита запишем в виде [4]:

$$E = \frac{1}{2} B \mathbf{m}^2 + \frac{1}{2} a (l_x^2 + l_y^2) + \frac{1}{4} b (l_x^2 + l_y^2)^2 + q (l_x m_y - l_y m_x) - 2 M_0 m_x H + E_a + E_{m.y.}$$

где B – параметр обменного взаимодействия; a и b – первая и вторая константы одноосной анизотропии; q – константа взаимодействия Дзялошинского; \mathbf{H} – внешнее магнитное поле; $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2) / 2M_0$, $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2) / 2M_0$ вектора ферромагнетизма и антиферромагнетизма соответственно; $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$ намагниченность насыщения подрешеток.

$$E_a = \frac{d}{2i} \left[(l_x^2 + il_y^2)^3 - (l_x^2 - il_y^2)^3 \right] \cdot l_z,$$

– энергия анизотропного биквадратичного взаимодействия.

$$E_{m.y.} = \sigma_{xx} \left[(K - L) \cdot l_z^2 - M (l_x^2 - l_y^2) - 2N \cdot l_y l_z \right],$$

– магнитоупругая энергия, $\sigma_{xx} = |p|$ – внешнее однородное растягивающее напряжение; K, L, M, N – константы магнитострикции.

В магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{U}_2$ вектор \mathbf{l} лежит в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля, а вектор $\mathbf{m} \parallel \mathbf{H}$. Полная энергия, после минимизации по \mathbf{m} , примет следующий вид:

$$\bar{E} = \frac{1}{2|b|} \left(a - \frac{q^2}{B} - 2(K - L + M)|p| \right) \sin^2 \theta - \frac{1}{4} \sin^4 \theta - d_0 \cos \theta \sin^3 \theta - p_0 \sin 2\theta - h \sin \theta,$$

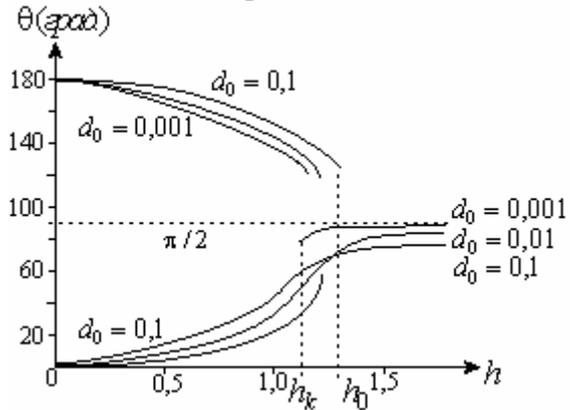
где θ – угол между тригональной осью кристалла и вектором антиферромагнетизма \mathbf{l} ; $h = M_s H / |b|$, $d_0 = d / |b|$, $p_0 = |p| N / |b|$.

Продольная магнитострикция равна [2-4]:

$$\lambda_{xx} = [(K - L) - M] \sin^2 \theta + N \sin 2\theta.$$

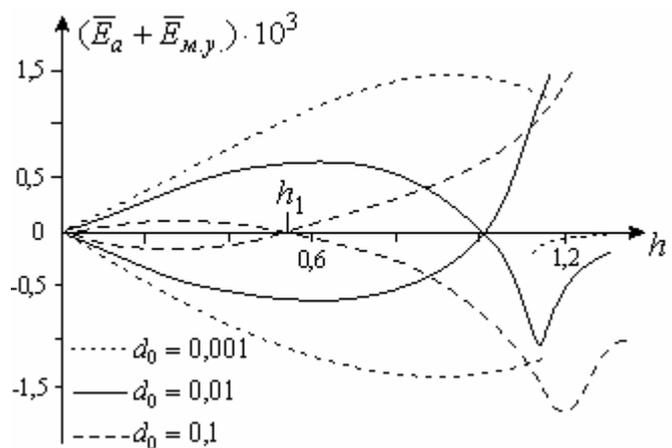
Возможные фазы гематита ищутся из условия минимума плотности энергии. Минимизация производилась численным методом. Поскольку неизвестен знак константы магнитострикции N и константы анизотропного биквадратичного взаимодействия d_0 [2], то решение искалось для различных комбинаций знаков констант N и d_0 . Результаты по исследованию магнитострикции согласуются с данными [2,3] только для случая, когда знаки констант N и d разные.

На втором рисунке представлена зависимость угла θ от внешнего магнитного поля, для различных значений параметра d_0 ($N < 0, d_0 > 0, |p_0| = 0,01$). Нижние кривые соответствуют метастабильному состоянию, верхние – стабильному. Откуда видно, что в полях $0 < h < h_k$ существует два устойчи-



вых антиферромагнитных состояний, определяемых углом θ в интервале $0 < \theta < \pi/2$ и $\pi/2 < \theta < \pi$. Одно из состояний является метастабильным, другая фаза с меньшей энергией соответствует стабильному состоянию. При дальнейшем росте поля (выше h_k) при некотором критическом поле h_0 скачком происходит переход в слабоферромагнитное состояние, происходящий как фазовый переход первого рода. С ростом параметра биквадратичного анизотропного взаимодействия величина скачка угла θ уменьшается. В области (h_k, h_0) имеет место сосуществование трех фаз.

На третьем рисунке изображены графики зависимости суммы энергии анизотропного биквадратичного взаимодействия и внешних растягивающих напряжений от внешнего магнитного поля ($N < 0, d_0 > 0, |p_0| = 0,01$). Из рисунка видно, что когда параметры d_0

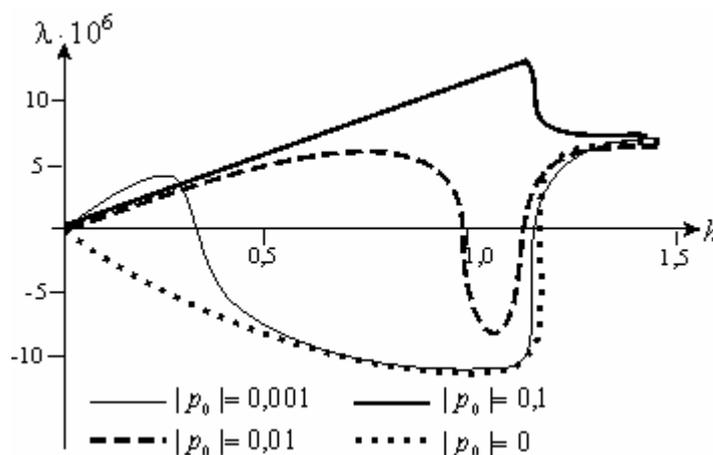


и N разного знака, имеет место конкуренция между энергией анизотропного биквадратичного взаимодействия и энергией, обусловленной растягивающими

напряжениями.

напряжениями. В этом случае решение соответствующее метастабильному состоянию с ростом поля, при некотором значении поля h_1 , переходит в стабильное состояние (энергия уменьшается). А решение соответствующее стабильному состоянию в метастабильное. Таким образом, при различных знаках параметров d_0 и N в случае с растягивающими напряжениями при некотором критическом поле $h_1 < h_k$ происходит фазовый переход первого рода между двумя антиферромагнитными состояниями ($0 < \theta < \pi/2$ и $\pi/2 < \theta < \pi$).

На четвертом рисунке изображены графики продольной магнитострикции, для значения параметра $d_0 = 0,01$. Из представленного графика продольной магнитострикции видно, что наличие внешних растягивающих напряжений приводит к существованию линейной положительной магнитострикции. При дальнейшем



увеличению линейной положительной магнитострикции. При дальнейшем увеличении магнитного поля линейная магнитострикция переходит в квадратичную отрицательную. Исследование зависимости магнитострикции от поля при наличии внешних растягивающих напряжений показывает, что участок с положительной магнитострикцией обусловлен растягивающими напряжениями. В более сильных полях, близких к полям перехода в слабоферромагнитное состояние наблюдается отрицательная магнитострикция, обусловленная преобладающим влиянием анизотропного биквадратичного взаимодействия. При сильных растягивающих напряжениях имеет место только положительная линейная магнитострикция. Полученные теоретические результаты на качественном уровне хорошо описывают экспериментально наблюдаемое поведение продольной магнитострикции в зависимости от внешнего магнитного поля [2,3].

[1] И.Е.Дзялошинский, ЖЭТФ, **32**, 1547 (1957).

[2] Р.З.Левитин, А.С.Пахомов, В.А.Щуров, ЖЭТФ, **56**, 1242 (1969).

[3] Р.З.Левитин, В.А.Щуров, Магнитные и магнитоупругие свойства гематита. В кн. "Физика и химия ферритов" М.: Изд. МГУ (1973).

[4] А.С.Пахомов, Влияние упругих деформаций на некоторые магнитные свойства магнитоупорядоченных кристаллов. В кн. "Физика и химия ферритов" М.: Изд. МГУ (1973).

Влияние дефектов структуры на характеристики ультразвука вблизи температуры фазового перехода

П.В.Прудников, В.В.Прудников

Омский государственный университет, Омск, Россия

e-mail: prudnikp@univer.omsk.su

Из эксперимента известно, что по мере приближения к точке фазового перехода в веществе растут флуктуации некоторых термодинамических переменных. Эти флуктуации характеризуются аномально большими амплитудами и медленно затухают. Рост флуктуаций в системе сопровождается усилением их взаимодействия между собой, приводящим к тому, что любое слабое взаимодействие становится вблизи критической точки эффективно сильным.

В критической точке наряду с особенностями равновесных термодинамических переменных сингулярное поведение демонстрируют также кинетические коэффициенты и динамические функции отклика, что обусловлено аномально большими временами релаксации сильно флуктуирующих величин. Это находит проявление в аномальном поведении коэффициентов переноса. Однако исследование динамических свойств критических флуктуаций сталкивается с трудностями более сложными, чем при описании равновесных свойств.

Особенности неравновесного поведения в магнитных системах и системах, демонстрирующих структурные фазовые переходы, находят свое проявление в том, что вблизи температуры фазового перехода второго рода T_c происходит аномально сильное поглощение ультразвука и уменьшение скорости распространения акустических волн за счет эффектов взаимодействия низкочастотных акустических колебаний с долгоживущими и аномально большими по амплитуде флуктуациями параметра порядка.

В настоящее время достигнут значительный прогресс в теоретическом описании проявлений критического поведения однородных систем в аномальных свойствах акустических характеристик [1-3]. Теоретические предсказания получили подтверждение в ряде экспериментальных работ. Однако большой интерес как с точки зрения фундаментальных, так и прикладных исследований вызывает проблема изучения влияния дефектов структуры и создаваемого ими структурного беспорядка на критическое поведение. Рассеяние флуктуаций на дефектах структуры, вызывающих нарушение трансляционной симметрии системы, обуславливает дополнительное взаимодействие флуктуаций параметра порядка через поле дефектов, характеризующееся специфическими законами сохранения.

Вопрос о влиянии дефектов структуры на характеристики распространения ультразвука в материалах, испытывающих фазовые превращения, оставался открытым из-за сложности теоретического описания четырехспиновых корреляций флуктуаций параметра порядка, определяющих акустические характеристики.

Данная работа посвящена теоретическому описанию аномального поведения характеристик распространения ультразвука вблизи температуры фазового перехода второго рода. Особое внимание уделено исследованию влияния дефектов структуры на характеристики распространения ультразвука в критической области. В работе [4] предпринята попытка описания влияния точечных дефектов структуры на характеристики распространения ультразвука вблизи критической температуры. Однако, как показал наш предварительный анализ, при описании данного явления в работе [4] были допущены ошибки и выделены неправильные диаграммы для учета динамических эффектов взаимодействия флуктуаций параметра порядка через поле примесей и не рассмотрены диаграммы, дающие существенный вклад в коэффициенты поглощения и дисперсию ультразвука. В настоящей работе представлено корректное описание влияния дефектов структуры на характеристики распространения ультразвука в неупорядоченных трехмерных изингоподобных системах вблизи температуры фазового перехода.

В работе рассматривается упруго-изотропная среда со спиновым гамильтонианом для n -компонентного параметра порядка. Учет влияния точечных дефектов структуры на аномальное поведение ультразвука проводится для случая изингоподобных систем ($n=1$), когда влияние точечных дефектов существенно меняет критическое поведение. В результате совместного решения уравнений критической динамики для упругих и спиновых переменных из выражений для получаемых функций отклика выделено как асимптотическое поведение коэффициента поглощения

$$\alpha(\omega, \tau) \sim \omega^2 \tau^{-(\alpha+z\nu)} \varphi(\omega \tau^{-z\nu}), \quad (\alpha, z, \nu - \text{критические индексы})$$

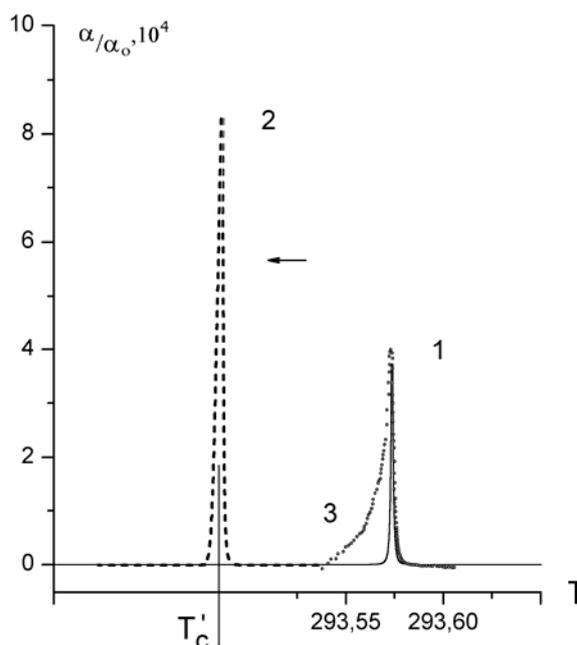
и дисперсии скорости ультразвука

$$c^2(\omega, \tau) - c^2(0, \tau) \sim \tau^{-\alpha} (f(\omega \tau^{-z\nu}) - f(0)).$$

от частоты звука ω и приведенной температуры $\tau = (T - T_c) / T_c$ в гидродинамической с $\omega \tau^{-z\nu} \ll 1$ и критической с $\omega \tau^{-z\nu} \gg 1$ областях, так и найдены общие выражения в двухпетлевом приближении для скейлинговых функций $\varphi(y)$ и $f(y)$ данных характеристик распространения звуковых волн в среде. Асимптотическое поведение данных величин от ω и τ демонстрирует, что в критической области как для однородной, так и неупорядоченной систем должно наблюдаться аномально сильное поглощение. Для коэффициента поглощения ультразвука в критической

области должна наблюдаться более сильная частотная зависимость для примесной системы по сравнению с однородной. В работе показано, что наличие примесей в системе приводит в критической области к увеличению коэффициента поглощения и дисперсии скорости звука по отношению к их значениям для однородной системы, в то время как в гидродинамической области поведение ультразвуковых характеристик очень близко.

Полученные в работе результаты представлены в виде температурных зависимостей характеристик ультразвука для однородных и неупорядоченных систем. На рисунке приведено рассчитанное температурное поведение коэффициента поглощения для однородной (1) и неупорядоченной (2) систем и показано сопоставление с результатами экспериментальных исследований (3) в однородных образцах Gd [5]. При внесении замороженного беспорядка в систему происходит смещение критической температуры неупорядоченной системы T_c' относительно критической температуры однородной системы.



Отличие теоретических результатов от экспериментальных в области ниже критической температуры объясняется влиянием релаксационного механизма аномального поглощения, неучтенного в данной работе и проявляющегося только в упорядоченной фазе, флуктуационный же механизм дает вклад во всей температурной области.

Проведение подобного теоретического исследования особенно важно с точки зрения возможности проявления особенностей критического поведения, определяемых влиянием дефектов структуры, в экспериментальных исследованиях критической динамики ультразвуковыми методами.

Исследования поддержаны грантами РФФИ (04-02-17524) и Минобразования РФ (Е02-3.2-196).

- [1] H.Iro, F.Schwabl, *Solid State Commun.* **46**, 205, (1983).
- [2] A.Pawlak, *Phys. Rev. B*, **44**, 5296, (1991).
- [3] A.M.Schorgg, F.Schwabl, *Phys. Rev. B*, **49**, 11682, (1993).
- [4] A.Pawlak, B.Fecher, *Phys. Rev. B*, **40**, 9324, (1989).
- [5] X.К.Алиев и др., *ЖЭТФ*, **95**, 1896, (1989).

Особенности нелинейного магнитоакустического резонанса в малых ферритовых частицах и плёнках

Л.Н.Котов ¹, В.С.Власов ¹, Д.Е.Цуриков ¹, Ф.Ф.Асадуллин ²

¹ Сыктывкарский Государственный Университет, Сыктывкар, Россия

e-mail: vlasovv78@mail.ru

² Сыктывкарский Лесной Институт, Сыктывкар, Россия

e-mail: asf@sfi.komi.com

В последнее время интенсивно стала исследоваться динамика нелинейных систем. Это связано с важностью и фундаментальностью задачи. Одной из нелинейных задач является исследование магнитной и упругой динамики в магнитоупорядоченных средах. В работе проведены исследования возбуждения, релаксации магнитоупругих колебаний в ферритовой частице (плёнке) при условии магнитоакустического резонанса (МАР) с различной степенью потерь в магнитной подсистеме. При этом частица (плёнка) возбуждалась мощным радиочастотным магнитным полем.

Рассмотрим ферритовую частицу (плёнку), имеющую форму тонкого диска. Внешнее постоянное поле \mathbf{H}_0 , которое превосходит по величине поле насыщения H_S , направим перпендикулярно плоскости частицы (плёнки) и вдоль кристаллографического направления [001], совпадающего с осью OZ . Рассмотрим случай линейной поляризации переменного поля с его направлением вдоль оси OX . Рассматривая только поперечные упругие колебания, учтём только одну компоненту вектора механического смещения u_x . Учитываем только однородные колебания намагничённости. Граничные условия на поверхности частицы (плёнки) учтем отсутствием механического напряжения при $z = \pm L/2$, L - толщина частицы по оси OZ . Механическое смещение в этом случае можно представить в следующем виде:

$$u_x = -\frac{b_2}{c_2} m_x m_z z + \sum_{n=0}^{\infty} u_{2n+1} \sin\left(\frac{(2n+1)\pi z}{L}\right), \quad (1)$$

где b_2, c_2 - вторая константа магнитоупругости и постоянная упругости второго порядка, m_i - компоненты единичного вектора намагничённости ($i = x, y, z$), u_{2n+1} - амплитуды упругих мод ($n = 0, 1, 2, \dots$). Для описания магнитоупругих колебаний частицы (плёнки) используем известную систему уравнений, состоящую из уравнения Гильберта [1], и уравнения для u_x [2]. Усредняя уравнения по координате z внутри

частицы (плёнки), получим бесконечномерную систему нелинейных дифференциальных уравнений:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma[\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff}] + \alpha \left[\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right], \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 u_{2n+1}}{dt^2} + 2\Gamma \frac{du_{2n+1}}{dt} + (\Omega_{2n+1}^2 + \Gamma^2) u_{2n+1} = \\ \frac{(-1)^n 4Lb_2}{(2n+1)^2 \pi^2 c_2} \left[\frac{d^2}{dt^2} (m_x m_z) + 2\Gamma \frac{d}{dt} (m_x m_z) \right] \end{aligned} \quad (3)$$

где \mathbf{m} - единичный вектор намагниченности, γ - гиромагнитное отношение, компоненты эффективного поля равны:

$$H_{effx} = -2m_x \{ A_z m_y^2 + m_z^2 K_1^* + K_u^* \} - m_z B + h_x(t),$$

$$H_{effy} = -2m_y \{ A_x m_z^2 + m_x^2 K_1^* + K_u^* \},$$

$$H_{effz} = -2m_z \{ A_y m_x^2 + m_y^2 K_1^* \} - m_x B + C, \quad A_i = K_1^* + K_2^* m_i^2, \quad i = x, y, z,$$

$K_j^* = K_j / M_S$ ($j = 1, 2, u$), K_1, K_2 - первая и вторая константы анизотропии, K_u - константа наведенной одноосной анизотропии (или ростовой анизотропии в случае плёнки),

$$B = B_2 \left(\frac{2}{L} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n u_{2n+1} - \frac{b_2}{c_2} m_x m_z \right), \quad B_2 = b_2 / M_S, \quad M_S - \text{намагниченность}$$

насыщения ферритового материала, $h_x(t) = h_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0)$ - переменное поле, h_0, ω_0, φ_0 - амплитуда, частота и начальная фаза поля, $C = H_0 - \sigma m_z$, $\sigma = 4\pi M_S$, α - параметр диссипации колебаний

намагниченности, $\Omega_{2n+1} = \sqrt{\frac{c_2}{\rho} \frac{\pi(2n+1)}{L}}$, ρ - плотность материала

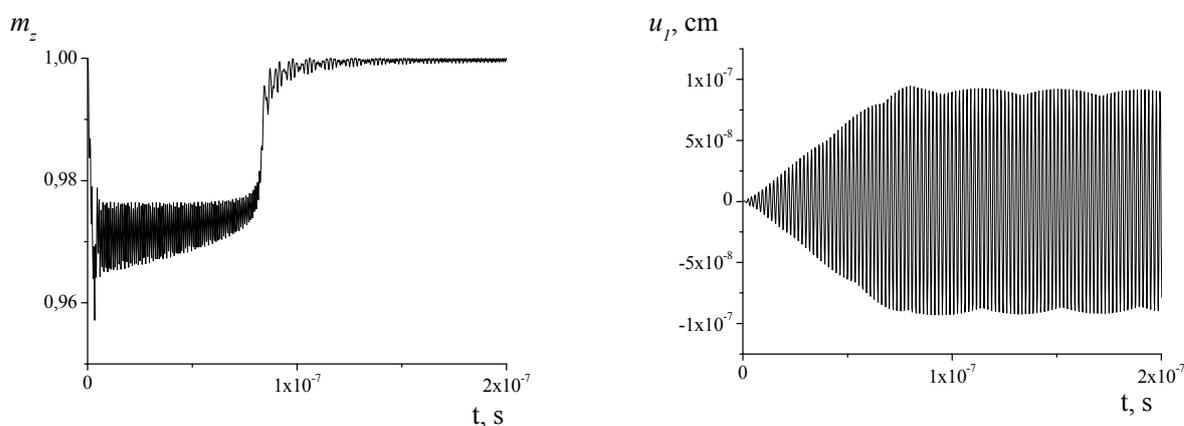
частицы (плёнки), Γ - константа затухания упругих колебаний.

Рассмотрение нелинейной магнитоупругой динамики, которая описывается системой (2-3) возможно путем численного анализа. Численное решение системы (2-3) находилось при помощи метода Рунге-Кутты 8 порядка. При расчетах использовались параметры ферритового материала частиц (плёнок) типа марганец-цинковой шпинели состава $Mn_{0.42}Zn_{0.44}Fe_{2.145}O_4$ [2]: $M_S = 600 \text{ Gs}$, $K_1 = 4000 \text{ erg/cm}^3$, $K_2 = -1000 \text{ erg/cm}^3$, $K_u = -1000 \text{ erg/cm}^3$, $b_2 = 18.3 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$.

Рассмотрим особенности колебаний намагниченности при выполнении условий МАР [2]. Пусть для частиц выполнено условие

ФМР, а собственная акустическая частота колебаний Ω_1 находится вблизи ω_s . В этом случае в начальном приближении можно рассмотреть возбуждение только 1-ой акустической моды. Тогда система (2-3) сведётся к системе из четырёх дифференциальных уравнений.

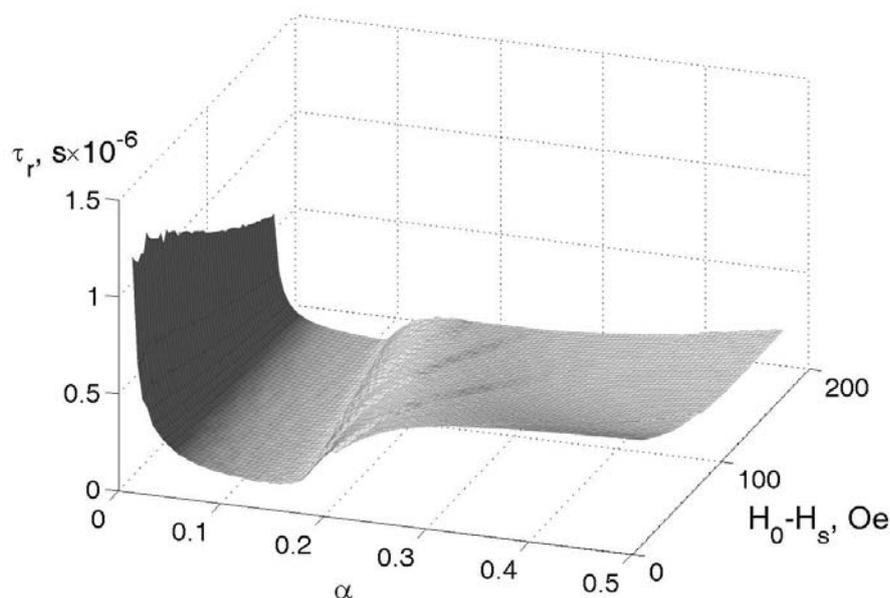
При выполнении условий МАР колебания намагниченности приобретают сильно релаксационный характер. Намагниченность, при действии поля, через определенное время, которое можно охарактеризовать временем релаксации намагниченности τ_r , возвращается в первоначальное положение, около которого совершает небольшие колебания (рис.1). На рис. 1 показаны зависимости m_z и u_1 от времени при условии МАР ($\alpha=0.1$, $\Gamma=10^5 \text{ s}^{-1}$, $H_0 = H_S + 10 \text{ Oe}$, $h_0=20 \text{ Oe}$).



Из рис.1 видно, что время установления стационарной амплитуды упругих колебаний $\tau_e \approx \tau_r$. Таким образом, времена τ_r и τ_e имеют смысл времени установления стационарного режима магнитоупругих колебаний. При условии МАР, в процессе установления стационарного режима колебаний, происходит нарушение равномерного распределения энергии между магнитной и упругой подсистемами. Большая часть энергии переменного поля при условии МАР «перекачивается» из магнитной подсистемы в упругую подсистему и амплитуда упругих колебаний доходит до насыщения, а магнитные колебания затухают.

На рис. 2 изображена зависимость времени релаксации намагниченности τ_r от величины постоянного поля и параметра диссипации намагниченности α ($h_0=20 \text{ Oe}$, $\Gamma=10^5 \text{ s}^{-1}$). Время τ_r наиболее сильно зависит от параметра диссипации α . При малых α время τ_r стремится к бесконечно большому значению, а при увеличении значения α при $\alpha > 0.5$ для выбранных параметров

материала время τ_r возрастает по закону близкому к линейному. Область минимальных значений времени τ_r наблюдается при $\alpha \approx 0.1$.



После действия импульса переменного поля магнитоупругие колебания затухают за счет передачи энергии из упругой в магнитную подсистему. Были обнаружены 2 режима релаксации магнитоупругих колебаний. Первый режим является линейным и характеризуется экспоненциальным спадом амплитуды колебаний. Второй режим является нелинейным. Он возникает только в определенном интервале значений длительности импульса переменного поля и характеризуется вначале более быстрым спадом амплитуды колебаний, чем в линейном режиме. В дальнейшем, после достижения некоторой амплитуды упругих колебаний, характер релаксации становится линейным.

Таким образом, в работе выявлены особенности магнитоупругих колебаний в ферритовых частицах (плёнках) в режиме МАР. Обнаружен сильно релаксационный характер поведения колебаний намагниченности при точном выполнении условий МАР во время действия переменного поля. Также были обнаружены линейный и нелинейный режимы релаксации магнитоупругих колебаний. Приведенные результаты могут ускорить разработку усилителей гиперзвука с электромагнитной накачкой.

- [1] А.Г.Гуревич, Г.А.Мелков, Магнитные колебания и волны, Наука, Москва (1994).
- [2] Б.А.Голдин, Л.Н.Котов, Л.К.Зарембо, С.Н.Карпачев, Спин - фонные взаимодействия в кристаллах (ферритах), Наука, Ленинград (1991).

Исследование критических свойств моделей магнитных сверхрешеток Fe/V методами Монте-Карло

К.Ш.Хизриев¹, А.К.Муртазаев¹, В.М.Уздин²

¹ *Институт физики ДагНЦ РАН, Махачкала, Россия*

² *МЦ ДПО СПбГУ, 14 линия В.О., 29, 199178, Санкт-Петербург, Россия*

e-mail: khizriev@iwt.ru

В последнее время большое внимание экспериментаторов уделяется созданию металлических сверхрешеток с чередующимися магнитными и немагнитными слоями, в которых экспериментально может быть осуществлен непрерывный переход от трехмерного к двумерному магнетизму [1]. Этот переход происходит посредством адсорбции водорода в немагнитных слоях. Адсорбцией водорода можно управлять обменным взаимодействием, магнетосопротивлением и другими магнитными свойствами металлических сверхрешеток [1]. В сверхрешетках Fe/V, помещенных в атмосферу водорода, межслойное обменное взаимодействие может меняться с давлением водорода, приводя к изменению основного состояния в сверхрешетке от антиферромагнитного к ферромагнитному и обратно. Температура Кюри для магнитных слоев имеет минимум при обращении в нуль межслойного взаимодействия, когда система становится квазидвумерной. Можно ожидать, что и все критическое поведение качественно зависит от параметра межслойного обмена. Экспериментальные измерения критических индексов, требуют изготовления образцов с очень тонкими (в два атомных монослоя) магнитными слоями и идеальными интерфейсами. Создание таких образцов и измерение их характеристик вблизи точки фазового перехода оказывается чрезвычайно трудной задачей.

Одним из инструментов для моделирования и исследования таких сверхрешеток является метод Монте-Карло. Для описания критического поведения многослойных систем нами предложена модель сверхрешетки $Fe_2/(VN_x)_{13}$, учитывающая все кристаллографические особенности и обменные взаимодействия, характерные для реальных образцов. Сверхрешетка $Fe_2/(VN_x)_{13}$ представляет собой ОЦК структуру, где чередуются 2 магнитных слоя железа с внутрислойным обменным взаимодействием $J_{||}$ (для нашей модели $J_{||} = 1$) и 13 немагнитных слоев ванадия, через которые происходит взаимодействие между «железными» слоями с параметром J_{\perp} . В исследуемых моделях соотношение межслойного и внутрислойного обменов изменялось в широких пределах, что позволило описать поведение системы при различной концентрации адсорбированного водорода. Нами, используя метод Монте-Карло, проведено исследование критических свойств

моделей реальных сверхрешеток $\text{Fe}_2/(\text{VN}_x)_{13}$. Гамильтониан модели сверхрешетки может быть представлен в виде

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} J_{\parallel} (\vec{S}_i \vec{S}_j) - \frac{1}{2} \sum_{\langle k,l \rangle} J_{\perp} (\vec{S}_k \vec{S}_l), \quad |\vec{S}_i| = 1, \quad (1)$$

где первая сумма учитывает обменное взаимодействие каждого ионами Fe со всеми ближайшими соседями внутри слоя с обменным взаимодействием J_{\parallel} (внутрислойный обмен), а вторая сумма – вклад в гамильтониан взаимодействия ионов железа через слои ванадия с параметром взаимодействия J_{\perp} (межслойный обмен), S – магнитные моменты (спины) атомов Fe. В ходе эксперимента нами, используя флуктуационные соотношения, рассчитывались намагниченность M , теплоемкость C , восприимчивость χ .

Для определения критической температуры нами использовался метод кумулянтов Биндера [3], согласно которому кумулянты для различных размеров системы L

$$U_L = 1 - \frac{\langle M^4 \rangle_L}{3 \langle M^2 \rangle_L^2} \quad (2)$$

около фазового перехода должны пересекаться в одной точке. На рис. 1 показана зависимость кумулянтов Биндера от температуры для одного соотношения обменов. Этот рисунок показывает, что кумулянты для всех размеров L в нашей модели пересекаются в одной точке, которую мы брали в качестве критической температуры. Вычисленные, таким

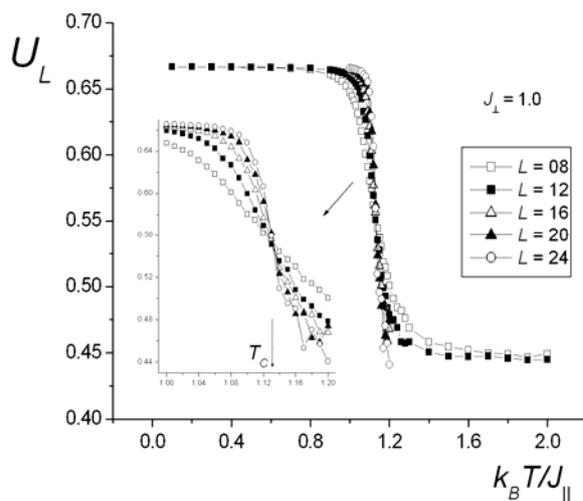


Рис. 1. Температурная зависимость кумулянтов Биндера для различных размеров L .

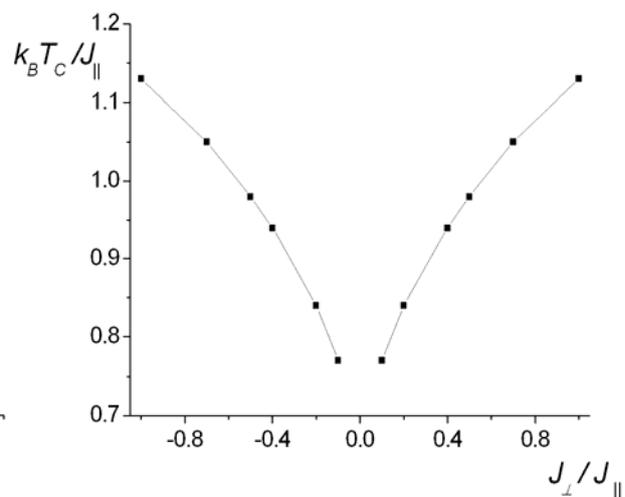


Рис. 2. Зависимость критической температуры от соотношения обменов.

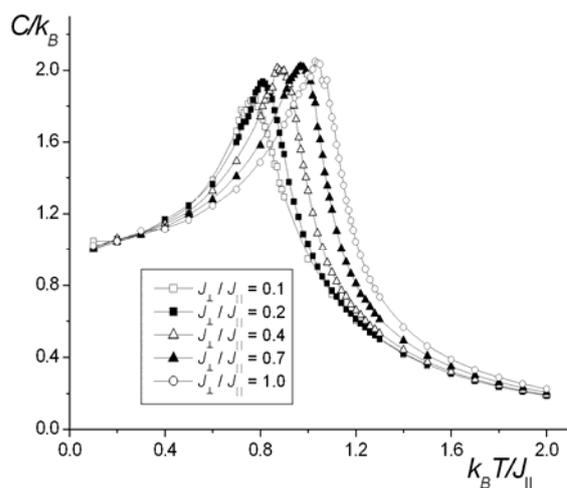


Рис. 3. Температурная зависимость теплоемкости.

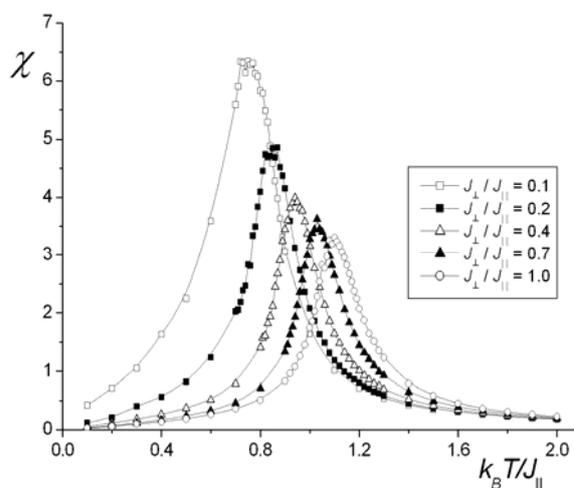


Рис. 4. Температурная зависимость восприимчивости.

образом, критические температуры в зависимости от соотношения межслойного и внутрислойного обменов приведены на рис.2. Как видно из этого рисунка уменьшение межслойного обмена ведет к смещению точки фазового перехода в сторону низких температур и при стремлении межслойного обмена к нулю эта зависимость имеет минимум. Такое же смещение в сторону низких температур с уменьшением соотношения обменов наблюдается и в максимумах теплоемкости (рис.3) и восприимчивости (рис.4). В результате этого смещения величины максимумов теплоемкости и восприимчивости ведут себя по-разному: пик теплоемкости снижается, а восприимчивости – увеличивается.

Полученные зависимости термодинамических величин от температуры свидетельствуют о наличии в модели сверхрешетки фазового перехода второго рода. Используя соотношения конечно-размерного скейлинга [2], нами для исследуемой модели рассчитаны основные статические критические индексы, такие как критические индексы теплоемкости α , восприимчивости γ , намагниченности β , радиуса корреляции ν . Поскольку большинство результатов получены в области, где возможны кроссоверные явления, то их трудно сравнить с любыми другими известными моделями. Установлено, что с уменьшением соотношения межслойного и внутрислойного обменов происходит переход к квазидвумерному критическому поведению.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы “Фонда содействия отечественной науке” и проектов РФФИ (N 04-02-16487), ИНТАС (N 01-0386; N 03-51-4778), ведущей научной школы (НШ-2253.2003.2), ФЦП “Интеграция” (И0228).

- [1] V. Leiner, K. Westerholt, A. M. Blixt, H. Zabel, and B. Hjorvarsson, Phys. Rev. Lett. **91**, 37202 (2003).
- [2] И.К.Камилов, А.К.Муртазаев, Х.К.Алиев, УФН **169**, 773 (1999).
- [3] K. Binder. Z. Phys. **43**, 191 (1981).

Отражение электромагнитной волны слоистой структурой диэлектрик - ферромагнетик

И.В.Бычков, В.Д.Бучельников

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

e-mail: bychkov@csu.ru

В последние годы повысился интерес к слоисто-периодическим структурам на основе тонких пленок металлов, полупроводников и диэлектриков. Данные слоистые периодические среды могут рассматриваться как новый тип искусственных материалов со своими новыми физическими свойствами. Также оказывается, что свойствами таких сред можно эффективно управлять с помощью внешних физических воздействий (температура, упругие напряжения, магнитные и электрические поля). Реакция слоистых периодических структур на электромагнитное излучение зависит от электрических и магнитных параметров и толщины слоев. Электрическими и магнитными материальными параметрами каждого слоя являются тензоры электропроводности, диэлектрической и магнитной проницаемостей. Также, неослабевающий интерес к слоисто-периодическим структурам связан с тем, что они представляют собой одномерные фотонные кристаллы, которые характеризуются зонным спектром электромагнитных волн. Запрещенная зона в спектре электромагнитных волн периодической структуры определяется различием величин диэлектрической, магнитной проницаемостей и толщиной слоя. Зонный спектр электромагнитных волн уже исследован для некоторых слоисто-периодических структур, например, спектр электромагнитных волн структуры полупроводник-диэлектрик исследован в работе [1]. Спектр и особенности распространения электромагнитных волн в слоистых магнитных фотонных кристаллах рассмотрен в работе [2]. Методам расчета слоисто-периодических структур, их спектров коэффициентов отражения, прохождения и поглощения электромагнитных волн посвящено огромное количество публикаций, наиболее простые методы основаны на методе матриц переноса (матрицы Джонса) [3, 4]. За последние несколько лет появилось огромное число публикаций по слоисто-периодическим структурам, в которых реализуются одновременно отрицательные значения диэлектрической и магнитной проницаемостей, т.е. так называемые левые среды, в которых наблюдаются новые физические эффекты преломления волн, эффект Вавилова-Черенкова, эффект Доплера, генерация поверхностных электромагнитных волн [5-7]. Слоисто-периодические структуры типа ферромагнетик-диэлектрик хорошо исследованы и применяются на практике, в виде различных магнитооптических устройств, работающих

в инфракрасном и оптическом диапазонах частот [3]. В области сверхвысоких частот (СВЧ) слоисто-периодические структуры, содержащие магнитоупорядоченные среды, являются перспективными для создания поглощающих покрытий данного излучения. Создавая слоисто-периодическую среду диэлектрик - ферродиэлектрик можно добиться у такой структуры равенства эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей, что должно привести к обращению в нуль коэффициента отражения электромагнитных волн от данной структуры. Однако, хорошо известно, что в магнитных веществах существуют ориентационные фазовые переходы (ОФП), в области которых возможно аномальное изменение физических свойств и параметров магнетика. ОФП в магнетиках можно осуществить с помощью внешних воздействий (изменения температуры, упругих напряжений, электрического и магнитного полей). Например, в области ОФП существенно изменяются модули упругости кристаллов, магнитная анизотропия, магнитная восприимчивость и как следствие скорости упругих и электромагнитных волн и коэффициенты отражения, пропускания и поглощения волн.

В данной работе приведены результаты численного исследования коэффициентов отражения и поглощения электромагнитных волн от поверхности слоистой структуры диэлектрик - ферромагнитный диэлектрик при нормальном падении и при варьировании числа слоев и величины частоты релаксации магнитного момента в ферромагнитном диэлектрике, для случаев, когда ферродиэлектрик находится вдали и вблизи точки ОФП.

Рассмотрим периодическую структуру, состоящую из чередующихся n слоев диэлектрика и ферродиэлектрика, находящуюся в вакууме. Положим, что нечетный слой периодической слоистой структуры является изотропным диэлектриком с проницаемостями $\varepsilon = const$, $\mu = 1$, а четный – изотропным ферродиэлектриком с проницаемостями $\varepsilon = const$, $\mu(\omega)$. Здесь мы полагаем, что диэлектрические проницаемости слоев не зависят от частоты в интервале частот от 0 до 10^{13}с^{-1} .

Пусть из вакуума на первый слой структуры (диэлектрик) нормально падает плоская монохроматическая электромагнитная волна, TE поляризации, с частотой ω .

Исследование коэффициентов отражения и поглощения электромагнитной волны проведем методом характеристических матриц (матриц переноса) [3].

Предположим, что толщина каждого слоя - d , а магнитная проницаемость ферродиэлектрического слоя имеет вид

$$\mu = 1 + \frac{\omega_M \omega_s}{\omega_s^2 - (\omega + i\gamma)},$$

где $\omega_s = \omega_{so} + \omega_{me}$, $\omega_{so} = g \left(2 \frac{K_{an}}{M_0} + H_0 \right)$, $\omega_{me} = \frac{gB_2^2}{C_{44}M_0}$, $\omega_M = 4\pi g M_0$.

Здесь мы выбрали простой вид магнитной проницаемости и предположили, что она является изотропной. Частоты, входящие в магнитную проницаемость - ω_s - частота магнитоакустического резонанса, ω_{so} - частота ферромагнитного резонанса, ω_{me} - частота магнитоупругой щели, ω_M - магнитостатическая частота, g - гиромагнитное отношение, M_0 - намагниченность насыщения слоя, H_0 - внешнее магнитное поле, K_{an} - константа анизотропии, B_2 - постоянная магнитоупругого взаимодействия, C_{44} - упругая постоянная.

Используя уравнения Максвелла и граничные условия на электромагнитное поле можно записать характеристическую матрицу слоя в виде:

$$\hat{M} = \begin{vmatrix} \cos\left(\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon\mu}d\right) & -i\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}\sin\left(\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon\mu}d\right) \\ -i\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}\sin\left(\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon\mu}d\right) & \cos\left(\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon\mu}d\right) \end{vmatrix}.$$

Для матрицы диэлектрического слоя следует положить $\mu = 1$.

Имея характеристические матрицы слоев, можно получить матрицу переноса через всю слоистую структуру M^{st} , посредством произведения характеристических матриц отдельных слоев, начиная с той стороны, на которую падает электромагнитная волна

$$\hat{M}^{st} = \prod_{i=1}^N \hat{M}_i = \begin{pmatrix} M_{11}^{st} & M_{12}^{st} \\ M_{21}^{st} & M_{22}^{st} \end{pmatrix}.$$

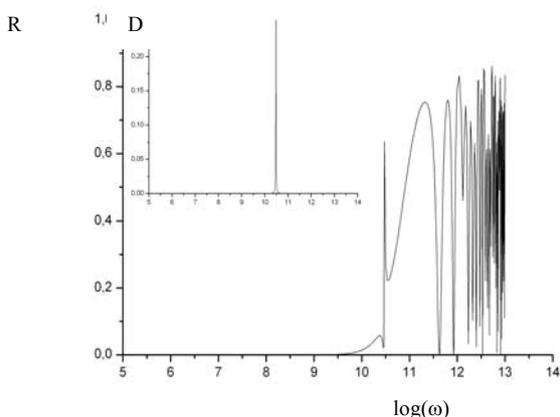
Энергетические коэффициенты отражения R , прохождения T , поглощения D , можно записать в виде

$$R = \left| \frac{M_{11}^{st} + M_{12}^{st} - M_{21}^{st} - M_{22}^{st}}{M_{11}^{st} + M_{12}^{st} + M_{21}^{st} + M_{22}^{st}} \right|^2, \quad T = \left| \frac{2}{M_{11}^{st} + M_{12}^{st} + M_{21}^{st} + M_{22}^{st}} \right|^2, \quad D = 1 - R - T.$$

В точке ОФП в магнитном поле $H_0 = -2K_{an}/M_0 + 4\pi M_0$, $\omega_{so} = 0$, $\omega_s = \omega_{me}$, что приведет к изменению μ и коэффициентов R , T , D .

Расчеты коэффициентов R , T , D проводились при варьировании числа слоев структуры от $n=2$ до $n=6$ и при варьировании частоты

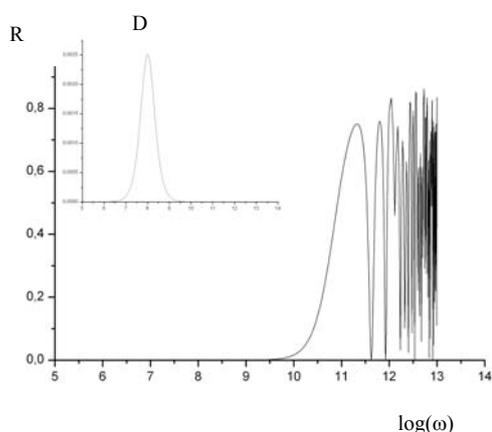
релаксации от $\gamma=10^6$ до $\gamma=10^{10}$, а также использовали следующие значения постоянных,



характерных для диэлектриков и ферромагнетиков: $\varepsilon_d = 17.8$, $\varepsilon_\phi = 10.$, $g = 2 \cdot 10^7 \text{ Э}^{-1} \text{ с}^{-1}$, $H_0 = 5 \cdot 10^3 \text{ Э}$, $M_0 = 200 \text{ Гс}$, $K_{an} = -10^5 \text{ эрг/см}^3$, $B_2 = 1 \cdot 10^7 \text{ эрг/см}^3$, $C_{44} = 1 \cdot 10^{12} \text{ эрг/см}^3$. Толщина слоев бралась $d = 0.1 \text{ см}$. Результаты расчетов частотных зависимостей коэффициентов отражения R и поглощения D

электромагнитных волн от структуры содержащей $n=6$ слоев и при частоте релаксации $\gamma=10^8 \text{ с}^{-1}$ приведены на рисунках. На верхнем рисунке показана частотная зависимость R и D вдали от точки ОФП, а на нижнем в точке ОФП.

Расчеты показывают, что увеличение частоты релаксации ведет к уменьшению коэффициента отражения и его пиков на частотах магнитного резонанса. Увеличение числа слоев при неизменной



релаксации приводит к возрастанию коэффициентов отражения и поглощения электромагнитных волн в области резонанса, как вдали, так и вблизи фазового перехода. При высоких частотах максимумы и минимумы коэффициента отражения определяются размерными резонансами.

Работа выполнена при поддержке гранта президента РФ для молодых докторов наук № МД-1579.2004.2.

- [1] А.А. Булгаков, В.К. Кононенко, ЖТФ **73**, 15 (2003).
- [2] Ю.И. Беспярых, И.Е. Дикштейн и др., ФТТ **45**, 2056 (2003).
- [3] М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, Наука, Москва (1973).
- [4] А.К. Звездин, В.А. Котов, Магнитооптика тонких пленок, Наука, Москва (1988).
- [5] В.Г. Веселаго, УФН **92**, 517 (1967).
- [6] В.Г. Веселаго УФН **172**, 1215 (2002).
- [7] Ю.И. Беспярых, А.С. Бугаев, И.Е. Дикштейн, ФТТ **42**, 2048 (2001).

Суммирование расходящихся теоретико-полевых рядов применительно к задачам о фазовых переходах в статистической физике

К.Б.Варнашёв¹, А.И.Мудров²

¹ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

e-mail: kvarnash@kv8100.spb.edu

² Max-Planck Institut für Mathematik, D-53111 Bonn, Germany

e-mail: mudrov@mpim-bonn.mpg.de

При исследовании критического поведения теоретико-полевых моделей, описывающих фазовые переходы в реальных веществах, важные физические величины, такие как критические индексы или отношения критических амплитуд, представляются степенными рядами по некоторому параметру, например, по константе связи. Обычно ряды, с которыми приходится иметь дело на практике, имеют нулевой радиус сходимости, т. е. они в лучшем случае являются асимптотическими. Однако эти ряды содержат важную физическую информацию о поведении системы, которую можно из них извлечь, только обработав их какой-либо процедурой пересуммирования.

В нашем докладе мы кратко обсуждаем проблему суммирования "плохих" (с нулевым радиусом сходимости) рядов, перечисляем достоинства и недостатки существующих методов пересуммирования, говорим об области их применимости. Основная же цель сообщения – предложить новый подход к суммированию расходящихся теоретико-полевых рядов и показать, как он работает на модельных функциях, разложенных в степенные ряды, а также в ряде простых квантово-механических задач, таких, например, как вычислении энергии основного состояния изотропного и анизотропного ангармонических осцилляторов, потенциала Юкавы и чармония. Мы демонстрируем, как наш метод работает при вычислении критических индексов ряда конформных теорий поля, численные результаты для которых известны точно, а также при вычислении критических индексов простых $O(N)$ -симметричных моделей фазовых переходов в пространстве физической размерности; модели Изинга ($N=1$), XY-модели ($N=2$), модели Гейзенберга ($N=3$) и модели полимеров ($N=0$). Наконец, мы применяем наш метод суммирования для вычисления критических индексов ряда анизотропных двух- и трёхмерных полевых моделей, описывающих магнитные и структурные фазовые переходы в реальных кристаллах с кубической и тетрагональной симметрией.

В настоящее время для обработки теоретико-полевых рядов используют несколько пересуммировочных процедур. Среди них можно

указать метод построения аппроксимант Паде или Чисхолма для данного ряда, преобразования Паде-Бореля, Чисхолм-Бореля или более общее преобразование Паде-Бореля-Леруа. Эти методы прекрасно зарекомендовали себя при исследовании критической термодинамики ряда трёх- и двумерных полевых моделей фазовых переходов в изотропных и анизотропных системах. Однако, применение данных методов суммирования ограничивается знакопеременными рядами, поскольку, в случае рядов с знакопостоянными или нерегулярными по знаку коэффициентами, борелевский образ имеет особенности на положительной полуоси (интервале интегрирования в преобразовании Бореля) в комплексной плоскости. При наличии таких особенностей имеется проблема правильной интерпретации плохо определенного борелевского интеграла, которая вполне нетривиальна, так как интерпретация в смысле главного значения обычно не проходит. Поэтому для того, чтобы суммирование ряда было вполне осмысленным, нужно иметь информацию о расположении всех особенностей борелевского образа. Преобразование Бореля с конформным отображением [1] в этом смысле является наиболее последовательным методом, так как он в явном виде основан на гипотезе, что все особенности лежат на отрицательной полуоси, и знакопеременность ряда для него не актуальна. Однако и этот метод имеет свои ограничения. В частности, для его применения необходимо знать точные значения параметров, управляющих асимптотикой рядов в больших порядках. Такая информация сегодня весьма ограничена. Как правило, коэффициенты ряда $\sum_k f_k g^k$ в больших порядках ($k \rightarrow \infty$) ведут себя как $k! k^{b_0} (-a_0)^k$. Асимптотические параметры a_0 и b_0 известны точно для небольшого числа простых моделей, а их вычисление для сложных анизотропных (наиболее интересных в плане физических приложений) моделей фазовых переходов представляет собой трудную, иногда неразрешимую, задачу.

В нашей работе мы делаем попытку преодолеть обозначенные выше трудности и предлагаем новый подход к суммированию расходящихся теоретико-полевых рядов. Наш метод основан на модифицированном преобразовании Бореля с конформным отображением, но не требует знания точных значений асимптотических параметров. В основе нашего подхода лежит преобразование Бореля-Леруа, модифицированное конформным отображением в духе работы [2]

$$F(g; a, b) = \sum_0^{\infty} A_k(\lambda) \int_0^{\infty} e^{\frac{-x}{ag}} \left(\frac{x}{ag}\right)^b d\left(\frac{x}{ag}\right) \frac{\omega^k(x)}{[1 - \omega(x)]^{2\lambda}}. \quad (1)$$

Коэффициенты $A_{\#k}(\lambda)$ определяются из равенства $B(x[\omega]) = \frac{A(\lambda, \omega)}{(1-\omega)^{2\lambda}}$, где

$\omega[x] = \frac{\sqrt{x+1}-1}{\sqrt{x+1}+1}$ суть конформное преобразование, а борелевский образ

$B(x[\omega])$ является аналитическим продолжением его ряда Тейлора

$\sum_k \frac{f_k}{a^k \Gamma(b+k+1)}$, абсолютно сходящегося в единичном круге. Параметр λ

выбирается из условия наибоыстрейшей сходимости ряда (1), т. е. из

условия минимизации величины $\left| 1 - \frac{F_L(g; a, b)}{F_{L-1}(g; a, b)} \right|$, где L —шаг обрезания, а

$F_L(g; \# a, b)$ представляет собой L -частичную сумму ряда $F(g; \# a, b)$.

В регулярной схеме параметры преобразования a и b связаны с их точными асимптотическими значениями a_0 и b_0 . На практике, однако, мы всегда имеем дело только с кусками рядов, где асимптотический режим ещё не установился. Поэтому мы варьируем параметры a и b вблизи их точных асимптотических значений. Наше принципиальное наблюдение состоит в том, что результат обработки величины $F_L(g; \# a, b)$ слабо зависит от параметров преобразования в достаточно широких интервалах их изменения. Эта зависимость становится слабее с ростом порядка приближения, а также с уменьшением абсолютной величины параметра разложения g (константы связи). Устойчивость результата обработки по отношению к изменению параметров a и b мы положили в основу нашего подхода к суммированию расходящихся рядов [3]. Такой подход позволяет нам применить преобразование Бореля с конформным отображением (1) даже в тех случаях, когда точное асимптотическое поведение ряда не известно.

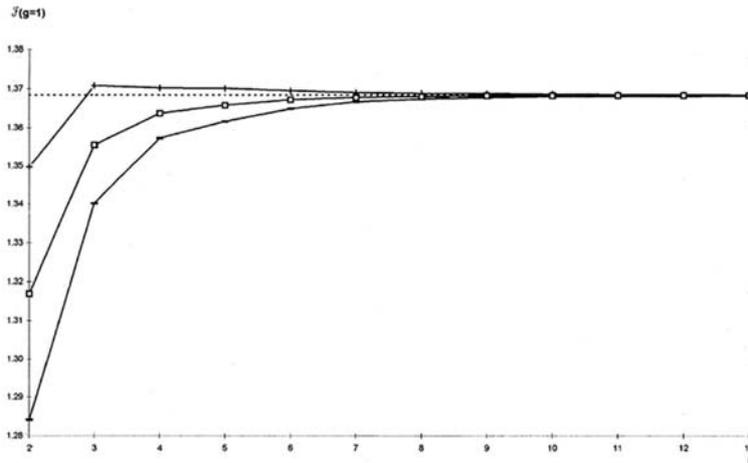
Детальный анализ сформулированной пересуммировочной схемы применительно к модельным функциям вида

$$I \# (g) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2 - gx^4} dx \sim \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\Gamma(2k + \frac{1}{2})}{k!} g^k \text{ — нульмерная теория поля,}$$

$$H(g) = \int_0^{\infty} e^{-x} (x \partial_x)^{b_0} \frac{1}{1+gx} dx \sim \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k k! k^{b_0} g^k \text{ — функция Эйлера}$$

был проведён в работе [3]. Здесь мы ограничимся лишь представлением на рисунке сходимости численных оценок функционала нульмерной ϕ^4 теории поля для $g=1$. Верхней линии соответствует верхняя оценка величины $I \# (g=1)$, нижней — нижняя. Наша лучшая численная оценка соответствует средней линии на графике. Точное значение величины $I \# (g=1) = 1.368427\dots$ представлено пунктирной линией.

Численные оценки энергии основного состояния изотропного ангармонического осциллятора для $g=1$ представлены в Таблице 1 (Т.З. — точное значение), а для ангармонического осциллятора с кубической



анизотропией и $g/4=1$ – в Таблице 2, где δ суть параметр анизотропии, L – длина ряда. Наши результаты прекрасно согласуются с данными численных расчётов, полученных в работах [4]. Наконец мы вычислили значения критических индексов кубической модели для различных значений

размерности параметра порядка N на основе известных пятипетлевых ϵ разложений [5]. Полученные нами численные оценки для случая трёхмерных систем собраны в Таблице 3.

Таблица 1.

L	8	9	10	11	12	Т.З.
$E(g=1)$	1.392376	1.392357	1.392344	1.392349	1.392351	1.392352

Таблица 2.

$L \setminus \delta$	-2.5	-1.5	-0.5	0.5	1.5
12	1.9411	1.8627	1.7731	1.6691	1.5363

Таблица 3.

N	2	3	4	6	∞
η	0.0350	0.0375	0.0365	0.0354	0.0350
ν	0.6277	0.6997	0.7225	0.7301	0.7108

Наши результаты находятся в хорошем согласии с теоретическими данными, полученными недавно существенно иными методами [6].

- [1] J. C. Le Guillou and J. Zinn-Justin, Phys. Rev. Lett. **39**, 95 (1977).
 [2] А.А.Владимиров, Д.И.Казаков, О.В.Тарасов, ЖЭТФ **77**, 1035 (1979).
 [3] A.I.Mudrov and K.B.Varnashev, Phys. Rev. E **58**, 5371 (1998).
 [4] И.О.Майер, ТМФ **75**, 234 (1988); H. Kleinert, S.Thoms, and W.Janke, quant-ph/9605033.
 [5] H.Kleinert, V. Schulte-Frohlinde, Phys. Lett. B **342**, 284 (1995).
 [6] K.B.Varnashev, Phys. Rev. B **61**, 14660 (2000); J.M.Carmona, A.Pelissetto, and E.Vicari, Phys. Rev. B **61**, 15136 (2000); R.Folk, Yu.Holovatch, and T.Yavors'kii, Phys. Rev. B **62**, 12195 (2000).

Особенности магнитоупругой динамики кубического ферромагнетика в области магнитоупругого резонанса

Р.М. Вахитов, О.Г. Ряхова

Башкирский государственный университет, Уфа, Россия

e-mail: VakhitovRM@bsu.bashedu.ru

Известно, что при усилении магнитоупругого (МУ) взаимодействия возможно проявление некоторых динамических МУ эффектов. Так, в слабых ферромагнетиках типа YFeO_3 в динамическом поведении доменных границ (ДГ) экспериментально наблюдались определенного типа МУ аномалии, связанных с достижением в таких материалах условий МУ резонанса [1]. Подобная ситуация может быть реализована и в других магнетиках этого класса, в которых предельная скорость стационарного движения ДГ превышает скорость звука в них. В рамках указанной задачи теоретически открытым остается вопрос о величине предельного значения скорости стационарного движения ДГ в ферромагнетиках (например, в ферритах-гранатах).

С другой стороны, когда магнитная подсистема является существенно нелинейной (в частности, для кубических ферромагнетиков), усиление МУ взаимодействия может привести к возбуждению различного рода нелинейных МУ волн [2]. Поэтому возникает необходимость в анализе спектра подобного рода колебаний в рассматриваемых магнетиках.

В данной работе производится оценка возможных значений предельной скорости ДГ (в зависимости от материальных параметров) в кубических кристаллах типа ферритов-гранатов с наведенной вдоль [111] одноосной анизотропией (НОА) (аналог пластины (111)). Кроме того, проводится анализ, реализуемых в данных магнетиках, уединенных МУ волн и определяется их структура.

Исследование МУ динамики проводится на основе уравнений Ландау-Лифшица и уравнений упругости, которые составляются исходя плотности термодинамического потенциала кристалла рассматриваемой симметрии [3]. Исходная система представляет собой систему дифференциальных уравнений второго порядка с сильно нелинейной правой частью, решение которой не возможно представить в известных функциях. Но для исследования возможных типов нелинейных МУ волн, достаточно провести асимптотический анализ решений указанной системы вблизи точки равновесия.

Исследование корней характеристического уравнения позволяет сделать следующие выводы:

1. В отсутствии МУ взаимодействия в интервале скоростей а) $V > V_+$ – существует решение в виде спиновых волн (параметр V_+ соответствует их минимальной фазовой скорости); в интервале б) $V < V_-$ может существо-

вывать решение типа уединенной ДГ (где V_- – ее предельная скорость стационарного движения); с) $V_- < V < V_+$ – решение в виде магнитного солитона, представляющего двухпараметрическую уединенную волну [4].

В случае легкоплоскостного магнетика возможные типы полученных решений в интервале b) определяются уравнениям типа синусоидального уравнения Гордона [3], решение которого при $K_2 > 0$ (K_2 – вторая константа анизотропии) соответствует волне поворота магнитного момента (кинк или антикинк) и описывает движение 60-градусной ДГ, разделяющей два домена, в одном из которых $\mathbf{M} \parallel [10\bar{1}]$ ($\varphi_0|_{\xi \rightarrow -\infty} = -\pi/6$), а в другом – $\mathbf{M} \parallel [01\bar{1}]$ ($\varphi_0|_{\xi \rightarrow +\infty} = \pi/6$) [2]. В случае, когда $K_2 < 0$ – $\mathbf{M} \parallel [11\bar{2}]$ ($\varphi_0|_{\xi \rightarrow -\infty} = 0$) и $\mathbf{M} \parallel [\bar{1}2\bar{1}]$ ($\varphi_0|_{\xi \rightarrow +\infty} = \pi/3$).

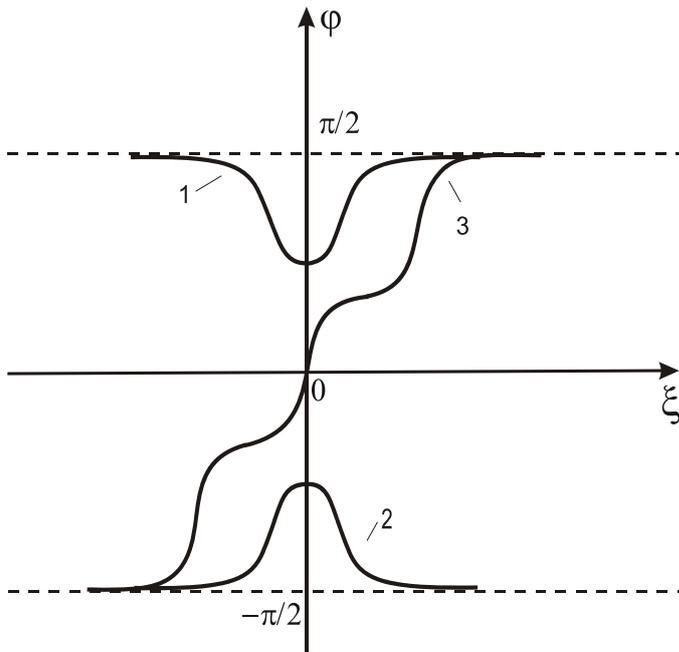
Предельная скорость ДГ (V_-), для магнетика рассматриваемой симметрии, определяется следующими параметрами

$$V_- = \gamma \sqrt{2A} \left[H_2 + H_3 - 2\sqrt{H_2 H_3 - H_1^2} \right]^{1/2} / M_s, \quad (1)$$

где $H_1 = -\sqrt{2}(K_1 + K_2/6)$, $H_2 = -K_1 + K_2/6 - 2K_u^*$, $H_3 = K_2/3$, $K_{1,2}$, K_u – константы кубической и наведенной одноосной анизотропий, соответственно, A – параметр обмена, γ – гиромагнитное отношение, M_s – намагниченность насыщения. При следующих параметрах: $A \approx 6 \times 10^{-10}$ Дж/м, $\gamma \approx 3 \times 10^5 \text{ с}^{-1} \cdot (\text{А/м})^{-1}$, $M_s \approx 8 \times 10^2$ А/м, $|K_u| \approx 10^4$ Дж/м³ [5, 6] значение предельной скорости составит $V_- \approx 10^4$ м/с тогда, как скорость продольного звука составляет $S_l \sim 7 \times 10^3$ м/с.

Для ферритов – гранатов типа $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Tb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ возможна ситуация, когда $K_2 \gg |K_u|$ (реализуется в $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ $K_2 = 21 \times 10^4$ Дж/м³ при $T=77$ К [6]) При этом $V_- \sim 2 \times 10^4$ м/с (при тех же значениях параметров A , K_u , M_s , γ).

2. В случае, когда МУ взаимодействие немало, возможно существование тех же типов нелинейных МУ волн, что и в слабых ферромагнетиках [7]: решение в виде движущейся ДГ (ДДГ) (Рис. 1, кривая 3), МУ солитон (представляющий собой уединенную волну в виде кинка), черенковски излучающая МУ уединенная волна, связанная МУ волна. Исследование нелинейных МУ волн показывает, что в интервале скоростей, где имеет место решение, отвечающее ДДГ, возможно одновременное существование решений, соответствующих МУ солитонам (Рис, кривые 1, 2).

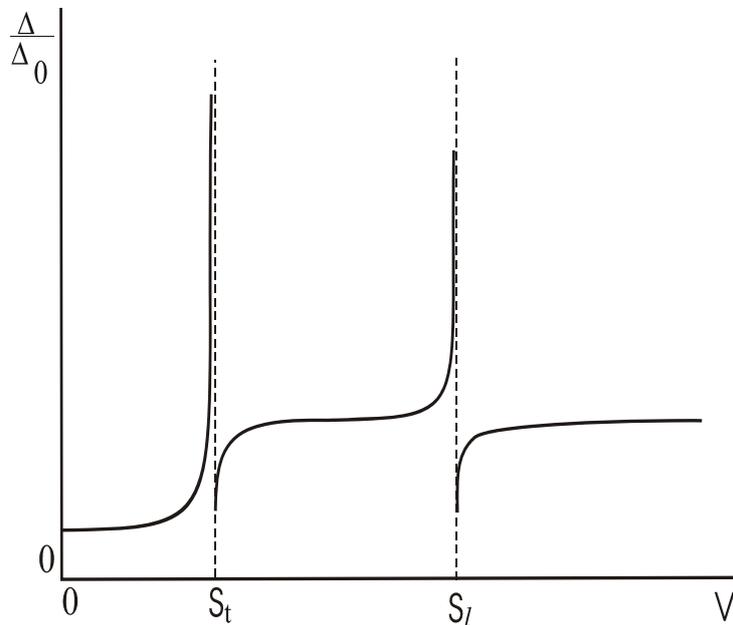


Необходимо отметить, что топология решения ДДГ в отличие от работы [7] представляет собой магнитную неоднородность, соответствующую 180 – градусной ДГ с точками перегиба в области метастабильных осей (которые являются «легкими» в отсутствии МУ взаимодействия [3]). Возникновение таких «перетяжек» в структуре ДГ является следствием учета МУ взаимодействия, которое приводит к

связанному состоянию трех 60-градусных ДГ с образованием «перетяжек» в местах «сшивки» решений.

Структура возможных решений с учетом МУ взаимодействия описывается уже уравнением тройного sin – Гордона, решения которого удовлетворяют граничным условиям, позволяющим учитывать рассогласование напряжений в соседних доменах.

Кроме того, была получена зависимость ширины уединенной волны



от скорости ее стационарного движения (Рис 2). Из нее видно, что при достижении волной скорости поперечного или продольного звука структура ее полностью меняется вплоть до полного разрушения.

Анализ решений характеристического уравнения показал, что в спектре скоростей уединенных МУ волн, так же как и в [7], вблизи скоростей звука существуют щели, которые опре-

деляются следующим образом: в области S_t (скорость поперечного звука) – $h_{1t} = 3(2b_1^2 + b_2^2)/K_u^*(C_{11} - C_{12} + C_{44})$, $h_{2t} = (18b_2^2 / K_2(C_{11} - C_{12} + C_{44})) (1 + K_2(2b_2^2 - 3b_1^2) / 12b_2^2 K_u^*)$, а вблизи S_l (скорость продольного звука) –

$h_l = B_2(B_1 + B_2)/K_u^*(C_{11} + 2C_{22} + 4C_{44})$, где h_i – МУ поле. В указанных областях значений МУ щелей в отсутствие затухания имеет место неза-
 тухающие на бесконечности связанные магнитоупругие волны [7].

Из приведенных соотношений следует также, что значительный вклад в величину МУ щелей вносят параметры K_2 и K_u . В том случае, если НОА индуцирована внешним напряжением с $\sigma \parallel [111]$, появляется возможность управлять величиной МУ щели.

Аналогично [7] можно предположить, что при учете диссипативных процессов в магнитной или упругой подсистемах МУ щели (при определенных условиях) в спектре скоростей МУ волн в ферритах наблюдаться не будут, но на кривой зависимости скорости стационарного движения от внешнего магнитного поля возможно возникновение аномалий.

Таким образом, исследования показывают, что наличие МУ взаимодействия усложняет описание динамики магнетика. В этом случае анализ реализуемых типов МУ волн сводится к исследованию возможных решений тройного уравнения \sin -Гордона с граничными условиями, налагающими ограничения на широкий спектр решений.

В отличие от возможных типов волн, реализуемых в легопоскостных магнетиках [7] (например, 180 –градусная ДГ) в материалах с более сложной симметрией, возможны возникновения аномалий («перетяжки») в топологии 180-градусной ДГ. Одновременно с решением типа движущейся ДГ возникают решения в виде солитонов, равновесное значение \mathbf{M} которых определяется: $\mathbf{M} \parallel [1 \bar{1} 0]$ ($\varphi_0|_{\xi \rightarrow +\infty} = \pi/2$) и $\mathbf{M} \parallel [\bar{1} 1 0]$ ($\varphi_0|_{\xi \rightarrow -\infty} = -\pi/2$).

В результате анализа асимптотического поведения решений системы уравнений, описывающих МУ динамику магнетика, выявлено, что предельное значение скорости стационарного движения ДГ может быть сравнимо, а в некоторых случаях (например, в точке компенсации магнитного момента) и превышать ранее принятые для таких материалов значения.

- [1] О.Ю. Беляева, Л.К. Зарембо, С.Н. Карпачев, УФН, **162**, 107 (1991).
- [2] А.К. Звездин, А.А. Мухин ЖЭТФ, **102**, 577 (1992).
- [3] Р.М. Вахитов, Изв. вузов. Физика, **10**, 35 (2002).
- [4] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, А.Л. Сукстанский, ФТТ, **20**, 2177 (1978).
- [5] В. В. Рандошкин, А. Я. Червоненкис, Прикладная магнитооптика, Энергоатомиздат, Москва (1990).
- [6] С. Тикадзуми, Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения, Мир, Москва (1987).
- [7] В.Д. Бучельников, В.Г. Шавров, ФММ, **58**, 845 (1984).

Магнитная фазовая диаграмма и анизотропия в гидридах псевдотройных соединений $(Er,Nd)_2Fe_{14}BH_{3.4}$

Н.Ю. Панкратов¹, С.А. Никитин¹, К.П. Скоков², А.А. Саламова³,
В.Н. Вербецкий³, А. Handstein⁴, К.-Н. Muller⁴

¹ *Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия*
e-mail: nik@rem.phys.msu.ru

² *Тверской государственный университет, Тверь, Россия*
e-mail: Konstantin.Skokov@tversu.ru

³ *Химический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия*
e-mail: salamova@hydride.chem.msu.ru

⁴ *Leibniz Institute for Solid State and Materials Research Dresden,
Institute for Metallic Materials, Dresden, Germany*

Исследованию магнитных свойств материалов на основе редкоземельных (РЗ) интерметаллических соединений со структурой $Nd_2Fe_{14}B$ уделяется большое внимание в связи с использованием их для производства постоянных магнитов [1-2]. Данные соединения имеют тетрагональную кристаллическую структуру с пространственной группой $R4_2/mnm$ и некоторые из них обладают достаточно высокой магнитокристаллической анизотропией (МКА), намагниченностью насыщения и температурами Кюри (T_C). Соединения $R_2Fe_{14}B$ образуются со всеми РЗ металлами (РЗМ), что позволяет варьировать их магнитные свойства при частичном замещении РЗМ [3]. Большой интерес вызывают также такие магнитные явления как спин-переориентационные переходы (СПП) и процессы намагничивания первого рода индуцированные магнитным полем (FOMP) [4].

Другой способ изменения магнитных свойств РЗ интерметаллидов появился в связи с получением на их основе новых соединений с малыми атомами легких элементов внедрения (водорода и азота). Внедрение атомов водорода в кристаллическую решетку приводит к увеличению объема элементарной ячейки без изменения кристаллической структуры и к существенному повышению температуры Кюри исходных соединений с высоким содержанием железа [5]. Гидриды $Nd_2Fe_{14}BH_y$ как и исходный состав обладают МКА типа легкий конус при низких температурах и одноосной анизотропией при комнатной температуре. В $Er_2Fe_{14}B$ найден СПП "легкая плоскость – легкая ось" при $T_{SR} = 325$ К и возрастание T_{SR} при гидрировании [6]. В системе $(Er,Nd)_2Fe_{14}B$ были обнаружены различные СПП сложным образом трансформирующиеся при замещении Nd на Er [3]. Целью данной работы явилось исследование МКА и СПП стабильных гидридов соединений $(Er,Nd)_2Fe_{14}BH_y$ с максимальным содержанием водорода.

В качестве исходных материалов для приготовления сплавов $(Er,Nd)_2Fe_{14}B$ отбирались чистые компоненты: железо чистотой 99,9 %,

РЗМ с чистотой 99,5 %, бор с чистотой 99,99 %. Сплавы были получены методом высокочастотной индукционной плавки в атмосфере особо чистого аргона.

Гидрирование исходных образцов проводилось на стандартной установке. Исходные образцы массой не менее 2 г предварительно активировались в течение 4 часов, затем в систему при комнатной температуре подавался газообразный водород с давлением 50 атм. Было использовано давление, заведомо превышающее равновесное давление водорода в сплавах типа $R_2Fe_{14}B$ с целью получить максимальное содержание водорода. Концентрация поглощенного водорода рассчитывалась волнометрическим методом и составила ~ 5 атомов водорода на формульную единицу. Однако данные гидриды оказались нестабильными, и после снятия давления водорода происходил процесс десорбции водорода при комнатной температуре. Стабильная концентрация водорода была определена методом термической экстракции и в среднем составляла 3.4 атома H/фор.ед. Вследствие увеличения объема элементарной ячейки удалось получить только порошки гидридов.

Аттестация образцов проводилась с помощью рентгеноструктурного, элементного и металлографического анализов, а также методом термического магнитного анализа (ТМА). Установлено, что все выплавленные соединения имеют тетрагональную структуру с пространственной группой $R4_2/mnm$, а гидрирование приводит к увеличению объема элементарной ячейки без изменения типа кристаллической структуры.

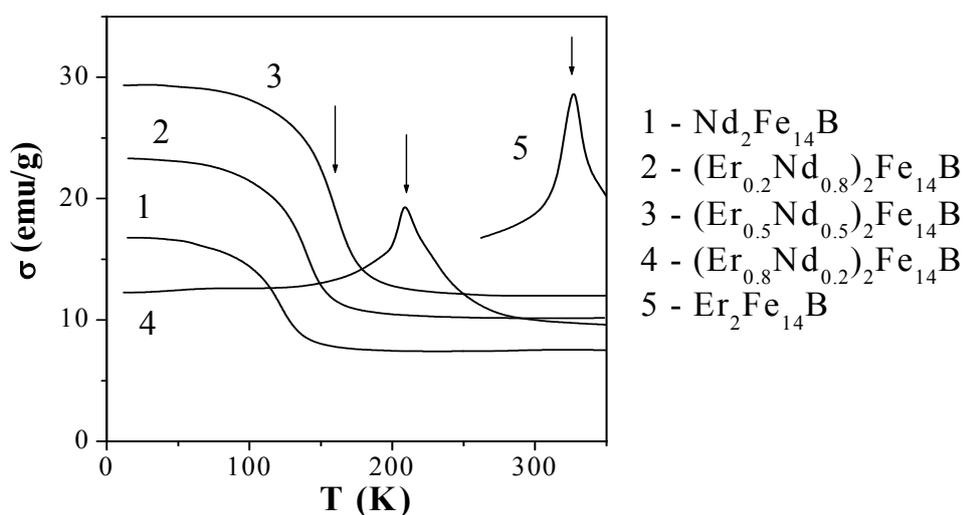


Рис. 1.

В настоящей работе были проведены измерения полевых и температурных зависимостей намагниченности порошковых и ориентированных в магнитном поле образцов. Измерения проводились в полях до 50 кЭ в интервале температур 5-350 К.

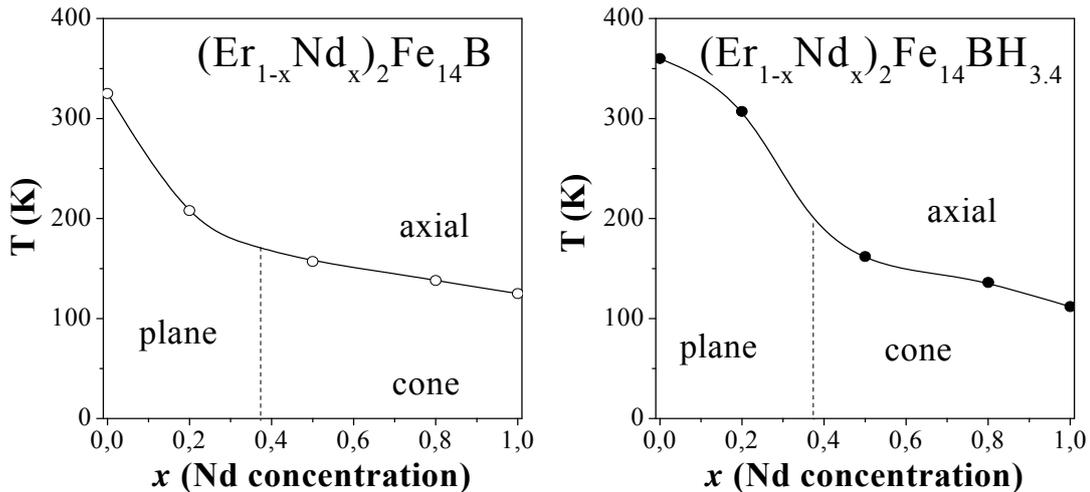


Рис. 2.

На Рис. 1 показаны температурные зависимости намагниченности соединений $(Er,Nd)_2Fe_{14}B$, измеренные в постоянном магнитном поле 500 Э. Острый пик на кривых $\sigma(T)$ для соединений $(Er_{0.8}Nd_{0.2})_2Fe_{14}B$ и $Er_2Fe_{14}B$, соответствует СПП первого рода типа "легкая плоскость – легкая ось". Для соединений $(Er_{0.2}Nd_{0.8})_2Fe_{14}B$ и $(Er_{0.5}Nd_{0.5})_2Fe_{14}B$ наблюдается СПП второго рода, которые подобны СПП в $Nd_2Fe_{14}B$. Измерения $\sigma(T)$ в поле 500 Э были проведены также для гидридов соединений $(Er,Nd)_2Fe_{14}BH_{3.4}$. В гидриде $Nd_2Fe_{14}BH_{3.4}$ T_{SR} уменьшилась на 12 К по сравнению с $Nd_2Fe_{14}B$, а в $Er_2Fe_{14}BH_{3.4}$ – увеличилась на 30 К. Магнитные фазовые диаграммы для исходной системы $(Er,Nd)_2Fe_{14}B$ и для гидридов $(Er,Nd)_2Fe_{14}BH_{3.4}$ представлены на Рис. 2.

Изменение температуры СПП при гидрировании ΔT_{SR} проиллюстрировано на рис. 3. В соединениях с большой концентрацией Er обладающих плоскостной анизотропией найдено значительное увеличение T_{SR} , а в соединениях с концентрацией Nd $x > 0.5$ (с анизотропией легкий конус при низких температурах) найдено уменьшение T_{SR} при гидрировании.

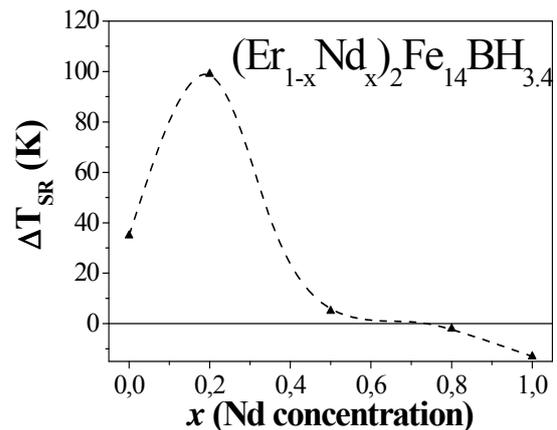


Рис. 3.

На рис. 4 показаны изотермы намагниченности $(Er_{0.5}Nd_{0.5})_2Fe_{14}BH_{3.4}$, измеренные на ориентированном порошковом образце в магнитных полях до 50 кЭ при различных температурах и показывающие изменение МКА с температурой. При низких температурах ось легкого намагничивания (ОЛН) ориентирована

перпендикулярно оси c , в базисной плоскости. При температурах выше T_{SR} кривая намагничивания вдоль оси c быстро выходит на насыщение. Поле анизотропии при $T = 300$ К составляет 14 кЭ. На кривых намагничивания вдоль трудной оси при температурах 5 К и 40 К обнаружены переходы типа FOMP. Поле скачка $H_{cr} = 22$ кЭ и быстро уменьшается с температурой причем при $T > 80$ К переходы типа FOMP не наблюдаются.

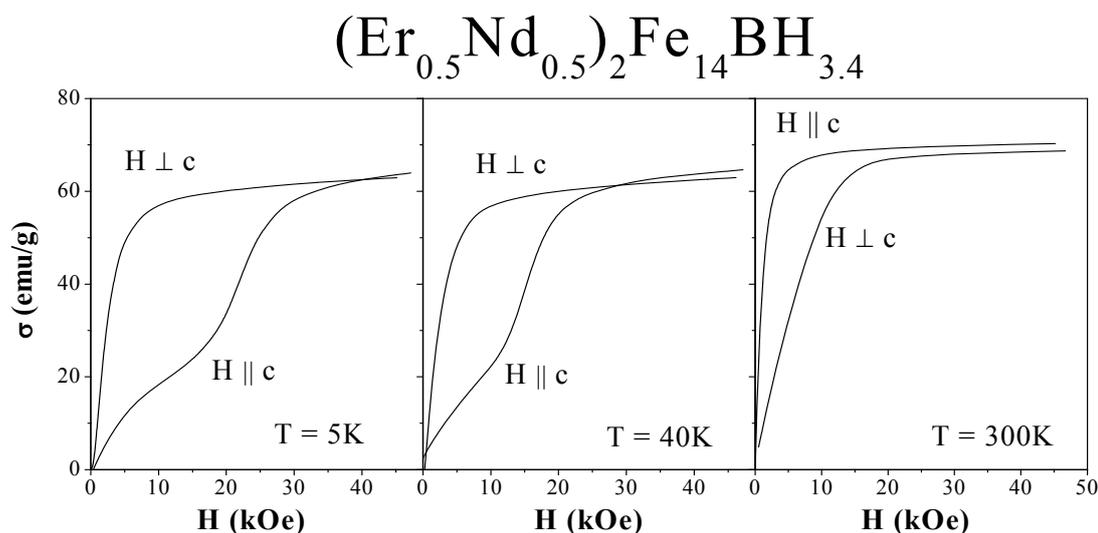


Рис. 4.

Гидрирование $(Er,Nd)_2Fe_{14}BH_{3.4}$ соединений не приводит к изменению типа СПП, однако температуры СПП изменяются в ряде составов почти на 100 К при гидрировании. Трансформация МКА и СПП объясняется изменением параметров кристаллического поля при внедрении атомов водорода в октаэдрические и тетраэдрические пустоты кристаллической решетки РЗ соединений.

- [1] J.F.Herbst, Rev. of Modern Physics, **63(4)**, 819 (1991).
- [2] K.H.J.Buschow, in: Handbook of Magnetic Materials, Vol.10, Elsevier, Amsterdam (1997).
- [3] A. del Moral, M.R.Ibara, C.Marquina, J.I.Arnaudas, P.Algarabel, Phys.Rev. **B40**, 7192 (1989).
- [4] G.Asti, F.Bolzoni. J.Magn.Magn.Mater. **20**, 29 (1980).
- [5] E.Burzo, A.Chelkowski, H.R.Kirchmayr, In Magnetic properties of metals, ed. H.P.J.Wijn, Landolt-Bornstein, Springer, **19d2**, 469 (1990).
- [6] J.Bartolome, M.D.Kuz'min, L.M.Garsia, I.Plaza, D.Fruchart, K.H.J.Buschow, J.Magn.Magn.Matter. **140-144**, 1047 (1998).

Исследование статических критических свойств малых магнитных частиц ортоферрита иттрия

А.К. Муртазаев^{1,2}, И.К. Камилов^{1,2}, Ж.Г. Ибаев¹ А.М. Рашидханов²

¹ *Институт физики ДагНЦ РАН, Махачкала, Россия*

e-mail: m_akai@iwt.ru.

² *Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия*

Количественное описание критических явлений в различных решеточных системах остается одной из наиболее трудных задач современной теории конденсированного состояния. При этом используются разнообразные методы теоретической физики: метод ренормализационной группы и ϵ -разложение, метод аппроксимантов Паде и др.[1] В последние годы для проведения таких исследований используются методы Монте-Карло (МК), с помощью которых успешно исследуется критическая область с вычислением значений критических индексов и амплитуд с достаточно хорошей точностью. При этом до сих пор в основном изучались простые ферромагнитные модели с взаимодействиями между ближайшими соседями, значительно менее полно исследованы реальные антиферромагнитные системы с учетом конкретной кристаллографической системы и при наличии слабых релятивистских взаимодействий различного типа.

В данной работе нами предложены и методами Монте-Карло исследованы критические свойства малых магнитных частиц ортоферрита иттрия ($YFeO_3$) с орторомбической решеткой.

При этом все кристаллографические, обменные и другие величины соответствуют реальным образцам $YFeO_3$ и получены из экспериментальных исследований. Гамильтониан этой системы может быть представлен в следующем виде:

$$H = -\frac{1}{2}J \sum_{i,j} (s_i \cdot s_j) - \frac{1}{2}D_{dz} d \sum_{i,j} [s_i \times s_j] - D_a \sum_i (S_i^z)^2, \quad (1)$$

где $J < 0$, D_{dz} , D_a параметры антиферромагнитного обменного взаимодействия; взаимодействия Дзялошинского-Мория и одноионной анизотропии соответственно; d -единичный вектор, направленный вдоль оси z [2]. Согласно данным полученным, на основе теории молекулярного поля эти параметры имеют значения $D_{dz}/|J| = 2,0 \cdot 10^{-2}$ и $D_a/|J| = 7,0 \cdot 10^{-3}$

Для выяснения характера и особенностей критического поведения $YFeO_3$ нами рассматривались три модели. Модель $Y1$, которая учитывает обменное взаимодействие каждого иона Fe^{3+} с ближайшими соседями и одноионную анизотропию; модель $Y2$ -учитывает обменное

взаимодействие ионов Fe^{3+} с ближайшими соседями и взаимодействие Дзялошинского-Мория; модель $Y3$ учитывает обменное взаимодействие, одноионную анизотропию и взаимодействие Дзялошинского-Мория.

Расчеты проводились для частиц кубической формы с линейными размерами $L \times L \times L$ ($L = 10 \div 26$). Эффективное число спинов $N_{эф}$ в системе составляло $N_{эф} = 1000 \div 17576$. Все расчеты проводились с использованием стандартного алгоритма Метрополиса. На ЭВМ генерировались Марковские цепи длиной до $1.0 \cdot 10^6$ МКшагов/спин, вдоль которых и выполнялось усреднение. Для вывода системы в состояние термодинамического равновесия отсекались неравновесные участки длиной до $4.0 \cdot 10^4$ МКшагов/спин.

Обычно при исследовании критических явлений методами (МК) стараются уменьшить степень влияния поверхности, и на систему накладывают периодические граничные условия. В нашем исследовании рассматриваются системы с открытыми поверхностями, так как вопросы связанные с критическими явлениями в малых частицах, и зависимость критических индексов и амплитуд от наличия определенной доли поверхностных спинов, находящихся в несколько иных условиях, чем объемные, представляют и определенный самостоятельный интерес [3]. Для изучаемых частиц доля поверхностных спинов изменялось от 60% для самой маленькой частицы до 23% для $N=17576$. Поскольку общее количество поверхностных спинов в частицах достаточно велико, их влияние на различные термодинамические параметры должно быть существенным.

Для наблюдения за температурным ходом теплоёмкости и восприимчивости использовались выражения:

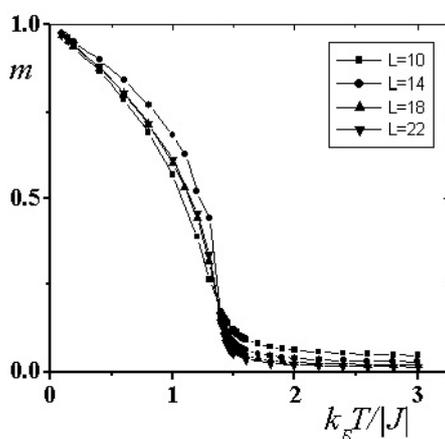
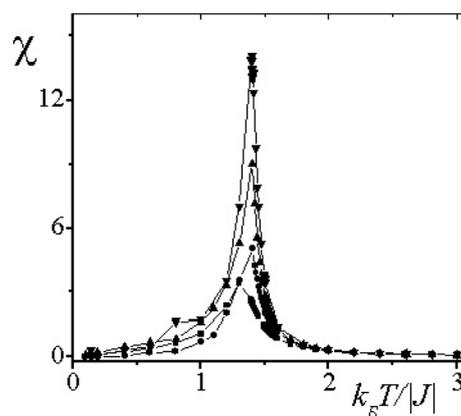
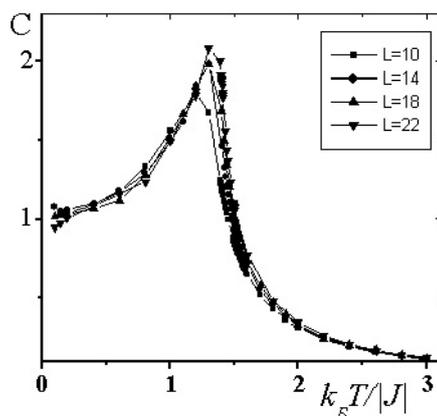
$$C = (NK^2) \left(\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2 \right), \quad (2)$$

$$\chi = (NK) \left(\langle m^2 \rangle - \langle m \rangle^2 \right), \quad (3)$$

где $K = |J|/k_B T$; U – внутренняя энергия; m – подрешеточная намагниченность.

Температурные зависимости C и χ имеют хорошо выраженные максимумы в критической области. Известно, что T_c для малых систем смещаются в сторону более низких температур по сравнению с «макросистемами». В наших экспериментах как видно из рисунков 1 и 2 для температурной зависимости теплоемкости и восприимчивости для модели $Y1$ соответственно также наблюдается четко выраженное смещение максимумов теплоемкости и восприимчивости с изменением

числа частиц (рис 1,2). Такие же зависимости наблюдаются и для других моделей $Y2$ и $Y3$.



Для более подробного выяснения закономерности критического поведения частицы следует также рассмотреть температурные зависимости подрешеточной намагниченности. Отметим сразу, что подрешеточная намагниченность и восприимчивость являются неудобными для исследования методом (МК), так как вблизи T_c имеет высокотемпературные

«хвосты», а восприимчивость является сильно флуктуирующей величиной. Температурные зависимости подрешеточной намагниченности для модели $Y1$ представлены на рис.3. Отметим, характерные для МК результатов высокотемпературные «хвосты» намагниченности, которые с увеличением N заметно уменьшаются.

Работа выполнена при финансовой поддержке совета по грантам Президента РФ для поддержки ведущих научных школ (грант № НШ-2253.2003.2), ФЦП "Интеграция" (проект № И0228/1532), РФФИ(грант №04-02-16487) и Фонда содействия отечественной науке (Муртазаев А.К.).

- [1] А.З.Паташинский, В.А.Покровский, Флуктуационная теория фазовых переходов, Наука, Москва (1982).
- [2] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. Наука, М (1979).
- [3] И.К. Камиллов, А.К. Муртазаев, Х.К. Алиев. УФН, **169**, 773 (1999).

Особенности распространения и взаимодействия нелинейных волн намагниченности в структуре ферромагнетик – диэлектрик - металл.

М.А.Борич, А.П.Танкеев, В.В.Смагин

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

e-mail: borich@imp.uran.ru

Известно, что в изолированных тонких магнитных пленках в магнитостатическом приближении не всегда возможно формирование «светлых» солитонов огибающей пакета спиновых волн [1]. Это утверждение базируется на модели, использующей классическое нелинейное уравнение Шредингера (НУШ). Главным аргументом для такого утверждения является невыполнение достаточно жесткого критерия Лайтхилла, требующего определенного соотношения знаков нелинейного и дисперсионного слагаемых в НУШ. Только при его выполнении может иметь место фокусировка или группирование огибающей спин-волнового пакета. В случае магнитных пленок добиться расширения области выполнения этого критерия можно разными способами.

Во-первых, для изолированных пленок перейти к другим длинам волн, где важен вклад обменных слагаемых в закон дисперсии линейных спиновых волн [2]. Тогда на зависимости $\omega(k)$ (ω - частота, k – волновое число) могут появиться участки, где критерий Лайтхилла выполняется.

Во-вторых, можно остаться в рамках магнитостатического приближения, но использовать вместо изолированной пленки слоистую структуру, в спектре нормальных колебаний которой были бы участки «нормальной» и «аномальной» дисперсии. Примером такой системы может быть структура ферромагнетик-диэлектрик-металл, широко используемая в качестве функционального элемента в устройствах линии задержки. Спектр линейных спиновых волн для этой структуры в области «рабочих» длин волн имеет точки «нулевой дисперсии» (где дисперсия групповой скорости обращается в нуль), и, следовательно, имеются целые области, где критерий Лайтхилла выполняется.

И, наконец, в третьих, использовать особенности взаимодействия двух спиновых волн, одновременно распространяющихся в среде, описываемой НУШ. В этом случае, как в изолированной пленке, так и в структуре ферромагнетик-диэлектрик-металл при определенном соотношении между параметрами распространяющихся волн и материальными характеристиками среды может развиваться модуляционная неустойчивость, приводящая к образованию солитона [3]. В нелинейной оптике это явление теоретически хорошо изучено и наблюдалось экспериментально. В нелинейной физике магнитных

явлений наблюдение модуляционной неустойчивости, индуцируемой распространяющимися магнитостатическими волнами, описано, например, в [3].

В настоящей работе исследованы особенности одновременного распространения двух поверхностных магнитостатических волн в структуре ферромагнетик-диэлектрик-металл в рамках системы связанных нелинейных уравнений Шредингера. Отметим, что детальное исследование модуляционной неустойчивости для волн, описываемых системой двух связанных НУШ безотносительно их природы, было проведено в [4]. Мы же исследовали все возможные случаи появления модуляционной неустойчивости в нашей структуре применительно к поверхностным магнитостатическим волнам.

Проанализированы три возможных ситуации, характерные для структуры ферромагнетик-диэлектрик-металл: а) обе взаимодействующие волны имеют отрицательную дисперсию групповой скорости (в линейном режиме); б) дисперсия обеих волн положительна; и в) волны имеют дисперсию разных знаков.

Для каждого случая построены соответствующие "фазовые диаграммы", отражающие на плоскости (k, κ) (k - волновое число взаимодействующих волн, κ - волновое число возмущения) области, в которых будет наблюдаться нарастание амплитуды плоских волн (модуляционная неустойчивость) и области, в которых модуляционная неустойчивость наблюдаться не будет. Показано, что области индуцированной модуляционной неустойчивости (либо с одной нестабильной собственной модой, либо с двумя) имеется в каждой из рассмотренных ситуаций (даже в случае системы двух связанных дефокусирующих НУШ). Их размеры и формы определяются характеристиками линейного спектра спиновых возбуждений.

Показано также, что в системе могут реализоваться солитоноподобные состояния, форма и амплитуда которых со временем не меняются, изучены некоторые особенности этих состояний.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований Президиума РАН "Математические методы нелинейной динамики" и частично поддержана грантом молодых ученых и аспирантов УрО РАН М-16-02-04.

- [1]. Nash J..M., Kabos P., Staudinger R., Patton C.E., J. Appl. Phys. **83** No5, 2689 (1998).
- [2]. Киселев В.В., Танкеев А.П., Кобелев А.В., ФММ **82** No 5, 38 (1996).
- [3] Boyle J.W., Nikitov S.A., Boardman A.D., Xie K., J. of Magnet. and Magnet. Materials **173**, 241 (1997).
- [4] Forest M.G., McLaughlin D.W., Muraki D.J., Wright O.C., J. Nonlinear Sci. **10**, 291 (2000).

Распространение магнитной неустойчивости и нормальной фазы в сверхпроводящей *Nb-Ti* проволоке.

В.С.Вяткин¹, Г.Л.Дорофеев¹, Е.П.Красноперов¹, Ю.Д.Куроедов¹,
В.Л.Гершенкрой²,

¹ РИЦ Курчатовский Институт, Москва

e-mail: kep@issph.kiae.ru

² ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

Сверхпроводники 2-рода с сильным потенциалом пиннинга называются жесткими сверхпроводниками. В магнитном поле или при протекании через них постоянного тока, эти сверхпроводники оказываются в метастабильном, неустойчивом состоянии [1]. Процессы развития неустойчивости: скачки магнитного потока в первом случае и распространение нормальной фазы (РНФ) во втором случае, довольно хорошо изучены [2]. Развитие магнитной неустойчивости обычно рассматривается как диффузия магнитного поля внутрь сверхпроводника. В последние годы активно развивается модель лавинообразного распространения скачков потока [3].

В классической постановке эксперимента скачки потока проявляются в виде движения магнитного поля в поперечном к его оси направлении. В области магнитной неустойчивости вдоль одножильного сверхпроводящего провода распространяется магнитное возмущение - волна проникновения магнитного потока [4]. В работе [5] показано, что развитие магнитной неустойчивости (РМН) имеет пороговый характер, и, например, в *Nb-Ti* проволоке скорость РМН может достигать 3 км/с. Подчеркнем, что нормальная фаза при этом не наблюдается, и проводимость проволоки остается на 1-2 порядка больше нормальной [4,5].

Если через образец протекает транспортный ток, то при возникновении локального возмущения, вдоль сверхпроводника распространяется нормальная фаза. Основной механизм РНФ обусловлен передачей тепла от нагретой нормальной зоны в сверхпроводящую [6,7,8], либо подавлением сверхпроводимости процессами неупругой деформации в условиях адиабатического расширения нормальной фазы [9]. Поскольку в рассмотренных процессах важна выделяемая в нормальной фазе мощность, то скорость РНФ в той или иной степени зависит от плотности тока $-J$. В существующих моделях выражение для скорости РНФ имеет структуру

$$V \propto J^n / (T_c - T_b)^{1/2} \quad (1)$$

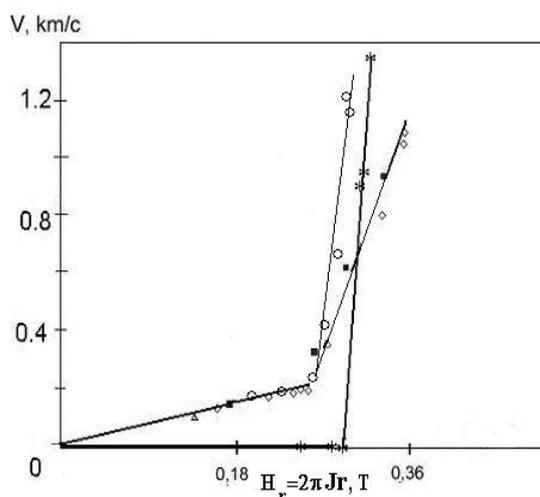
где T_c – критическая температура сверхпроводника, T_b - температура сверхпроводника, которая в начальный момент совпадает с температурой жидкого гелия. Зависимость от тока для прямой теплопередачи [6] характеризуется $n=1$, для динамических процессов [7]

$n = 1/2$, а для ударно волнового механизма [9] $n=2$. При плотности тока $J=10^5$ А/см² нормальная фаза в Nb-Ti распространяется со скоростью примерно $V=20-50$ м/с. При больших плотностях тока ($J>0,5$ МА/см²) наблюдается отклонение скорости от теплового механизма [6], и в тонких проволоках Nb-Ti скорость РНФ достигает нескольких км/с [15].

Физическая причина возникновения высоких скоростей РНФ остается дискуссионной, и возможный предел скорости не известен. Последнее связано с трудностями измерения скоростей при больших мощностях (токах), поскольку из-за деградации сверхпроводимости результаты плохо воспроизводятся.

В данной работе изучены процессы РНФ и РМН в проволоках Nb-Ti при температуре 4,2К. Для регистрации РНФ использован резистивный метод. Кинетика РМН изучалась с помощью микрокатушек, намотанных на сверхпроводник, при этом время между импульсами соседних катушек определяло продольную скорость, а форма импульса – поперечное движение потока.

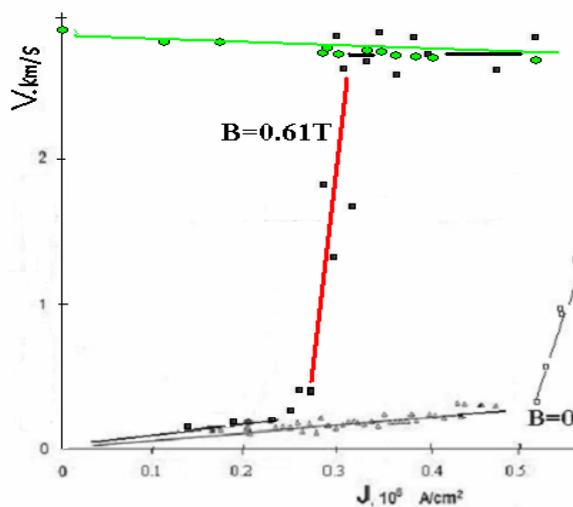
На рис.1 изображены продольные скорости РНФ для проволок диаметром $2R=0,12$ мм (○) и 0,16 мм (■) в зависимости от магнитного поля $H=2\pi RJ$, создаваемого током на поверхности провода. При малых плотностях тока скорость увеличивается пропорционально J , и ее величины близки к измеренным в [8]. Это область теплового РНФ, где линейный закон $V \propto J$ выполняется при плотностях тока вплоть до долей МА/см². С увеличением тока наблюдается отклонение зависимости $V(J)$ от линейной, и в относительно узком интервале токов наблюдается резкое возрастание скорости РНФ. Плотность тока J ограничена значениями, при которых результаты хорошо воспроизводятся.



Ранее для этих проволок было изучено развитие магнитной неустойчивости в отсутствии транспортного тока [5]. Было показано, что магнитная неустойчивость развивается в полях больших $H=0.3$ Т, и скорость ее распространения достигает $V=3$ км/с. На рис. выше значками (*) отмечены данные [5] скорости РМН. Видно, что аномальный рост скорости РНФ происходит тогда, когда поле на поверхности сверхпроводника выходит за границу магнитной стабильности $H_1 \sim 0.3$ Т. Этот результат, по-видимому, качественно известный, ранее не наблюдался по той причине, что скачки магнитного потока возникают в относительно широкой области полей, зависящей

от скорости изменения самого поля [1]. Напротив, область продольного распространения магнитной неустойчивости имеет резкую границу [5].

В процедуре ZFC изучено одновременное РМН и РНФ. На рис. ниже изображены скорости РНФ в проводе диаметром 0.16 мм в зависимости от транспортного тока для трех значений магнитного поля после процедуры ZFC. Скорость РМН - (o) составляет около 3 км/с, и практически постоянна. Символами (□) показаны скорости РНФ при отсутствии поля $B=0$, а (Δ) в поле 0,2Т. В полях ниже порога устойчивости ($H < 0.3\text{T}$) скорость РНФ слабо зависит от поля, и имеет тепловой характер до $J \approx 0.5 \text{ MA/cm}^2$. В поле $B=0.61\text{T}$ (■) быстрые процессы РНФ начинаются при вдвое меньшем токе. В узком диапазоне токов скорость РНФ быстро возрастает и становится равной скорости РМН. Далее, как видно, она не зависит от протекающего тока. Во всяком случае, в пределах точности измерений скорость постоянна при двукратном увеличении J .



В процедуре FC продольная магнитная неустойчивость не развивается. Во внешнем магнитном поле расширяется область полей перехода к высоким скоростям РНФ, но начало аномального роста остается практически неизменным.

Таким образом, быстрые процессы РНФ возникают в сверхпроводящих проволоках в области развития магнитной неустойчивости. Максимальная скорость распространения нормальной фазы не зависит от транспортного тока, и равна скорости распространения магнитной неустойчивости.

1. M.N. Wilson, Superconducting Magnets, Clarendon, Oxford, UK 1983
2. Р.Г. Минц, А.Л. Рахманов, "Неустойчивости в сверхпроводниках", изд. Наука, 1984
3. I.Legrand, I.Rosenman, C.Siman, G.Collin, Physica C211, 239 (1993)
4. M.S.Walker and J.K.Hulm, J. of Appl. Phys., 37 (1966) 1015
5. G.L. Dorofeev, E.P. Krasnoperov, Y.D. Kuroedov, V.S.Viatkin, Physica C 402 (2004) 196
6. C.N.Whetstone and C.E.Roos, J. Appl. Phys., 16 (1965) 783
7. A.A.Pukhov Supercond. Science and Technol. 10 (1997) 547
8. N.A.Buznikov and A.A.Pukhov, Cryogenics 37 (1997) 71
9. В.Е.Фортов, "Доклады АН СССР", т.318 (1991) 1162

Спиновые волны в киральной магнитной системе

Я.К.Абуев¹, И.К.Камилов^{1,2}, И.Г.Дибиргаджиев¹

¹Институт физики ДагНЦ РАН, Махачкала, Россия

e-mail: kamilov@datacom.ru

²Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия

При переходе магнитной системы из высокотемпературной нормальной фазы в низкотемпературную несоразмерную фазу нарушается трансляционная симметрия, модуляцией характеристического волнового вектора таким образом, что он становится несоразмерным вектору обратной решетки. В настоящее время хорошо понято, что несоразмерные фазы в магнитных системах образуются конкуренцией в обменном взаимодействии, или наличием инвариантов Лифшица в гамильтониане, описывающей магнитную систему [1]. В некоторых новых магнитных материалах (например, $Ba_2CuGe_2O_7$) гелимагнетизм обусловлен обобщенным взаимодействием Дзялошинского – Мория.

В данной работе мы рассматриваем двумерную антиферромагнитную модель Гейзерберга H_G с анизотропией Дзялошинского-Мория H_{DM} , дополненную членом Каплана-Шехтмана-Энтина-Вольмана-Ахарони H_{KSEA} [2]. Такой тип анизотропии, открытый при исследовании магнитных свойств высокотемпературных сверхпроводящих купратов, часто начала встречается в новых ситуациях. Гамильтониан нашей системы имеет вид:

$$\begin{aligned}
 H = H_G + H_{DM} + H_{KSEA} = \\
 = \sum_{n,m} [J(S_{n,m}S_{n+1,m} + S_{n,m}S_{n,m+1}) + D[(S_{n,m} \times S_{n+1,m})_x + (S_{n,m} \times S_{n,m+1})_y] + \\
 + \frac{D^2}{2J}(S_{n,m}^x S_{n+1,m}^x + S_{n,m}^y S_{n,m+1}^y)] \quad (1).
 \end{aligned}$$

1. Взаимодействие Дзялошинского-Мория приложено в X направлении. В этой геометрии наш гамильтониан имеет вид

$$H^{(1)} = \sum_{n,m} [JS_{n,m}S_{n+1,m} + JS_{n,m}S_{n,m+1} + D(S_{n,m} \times S_{n+1,m})_y] \quad (2).$$

В классическом случае такой гамильтониан описывает геликоиды, распространяющиеся по оси X, и компоненты спинов ложатся на (XZ)-плоскости.

$$\langle S_{n,m}^z \rangle = (-1)^{n+m} \langle S \rangle \cos n\alpha, \quad \langle S_{n,m}^x \rangle = (-1)^{n+m} \langle S \rangle \sin n\alpha.$$

Для удобства вычисления спин-волнового спектра перепишем этот гамильтониан во вращающейся системе координат, где направление

равновесного значения спина в узле (n,m) определен локальной Z осью, таким образом, что $\langle S_{n,m}^{Z'} \rangle = (-1)^{n+m} \langle S \rangle$. Ось Y оставляем без изменения, ось X' ортогонален к Z' и Y'=Y. Тогда подставляя в гамильтониан (2) $S_{n,m}^Z = S_{n,m}^{Z'} \cos n\alpha - S_{n,m}^{X'} \sin n\alpha$, $S_{n,m}^X = S_{n,m}^{X'} \cos n\alpha - S_{n,m}^{Z'} \sin n\alpha$, $S_{n,m}^Y = S_{n,m}^{Y'}$ и $\alpha = \arctan(D/J)$, получаем

$$H^{(1)} = \sum_{n,m} [\sqrt{J^2 + D^2} (S_{n,m}^{Z'} S_{n+1,m}^{Z'} + S_{n,m}^{X'} S_{n+1,m}^{X'}) + JS_{n,m}^{Y'} S_{n+1,m}^{Y'} + JS_{n,m}^{Z'} S_{n,m+1}^{Z'}]. \quad (3)$$

Такой гамильтониан описывает антиферромагнетик на квадратной решетке с анизотропией типа “легкая плоскость”. Относительная величина этой анизотропии дается выражением:

$$\delta = \frac{\sqrt{J^2 + D^2} - J}{J} \cong \frac{D^2}{2J^2} \cong \frac{\alpha^2}{2}$$

С помощью преобразования Гольдштейна – Примакова спинволновой гамильтониан в квадратичном приближении имеет вид:

$$H^{(1)} = JS \sum_{n,m} (4a_{n,m}^+ a_{n,m} - a_{n,m}^+ a_{n+1,m} - a_{n,m} a_{n,m+1} - a_{n,m}^+ a_{n+1,m}^+ - a_{n,m}^+ a_{n,m+1}^+) - \delta (a_{n,m}^+ + a_{n,m}) (a_{n+1,m}^+ + a_{n+1,m}) / 2 + 2\delta a_{n,m}^+ a_{n,m}.$$

Диагонализация Фурье образа этого гамильтониана с помощью преобразования Боголюбова приводит к следующему спектру спиновых волн:

$$\varepsilon(k_x, k_y) = JS \sqrt{[4 + 2\delta - \delta \cos k_x]^2 - [(2 + \delta) \cos k_x + 2 \cos k_y]^2}$$

Можно показать, что в геометрии, когда взаимодействие Дзялошинского-Мория приложена по Y направлению, не оказывает существенного влияния на физику.

2. Влияние KSEA-взаимодействия.

Включение взаимодействия KSEA приводит к искаженному плоскому спиральному основному состоянию. Координатную систему нужно вращать в каждом узле таким образом, чтобы z-ось следовал повороту спина в искаженном геликоиде:

$$\begin{aligned} S_{n,m}^z &= (-1)^{n+m} [(S - a_{n,m}^+ a_{n,m}) \cos \theta_{n,m} - \sqrt{S/2} (a_{n,m} + a_{n,m}^+) \sin \theta_{n,m}]; \\ S_{n,m}^x &= (-1)^{n+m} [(S - a_{n,m}^+ a_{n,m}) \sin \theta_{n,m} + \sqrt{S/2} (a_{n,m} + a_{n,m}^+) \cos \theta_{n,m}]; \end{aligned} \quad (4)$$

$$S_{n,m}^y = S_{n,m}^{y'} = i\sqrt{S/2}(a_{n,m}^+ - a_{n,m}),$$

где $\theta_{n,m}$ – угол между локальной спиновой осью и z-осью в XZ плоскости.

Квадратичная часть бозонного гамильтониана имеет вид:

$$\begin{aligned} H^{(2)} = & J \sum_{n,m} \left[-\frac{\cos(\theta_{n+1,m} - \theta_{n,m} - \alpha)}{\cos \alpha} (S - a_{n,m}^+ a_{n,m})(S - a_{n+1,m}^+ a_{n+1,m}) + \right. \\ & + \frac{S}{2} (a_{n,m}^+ + a_{n,m})(a_{n+1,m}^+ + a_{n+1,m}) - \frac{S}{2} ((a_{n,m}^+ - a_{n,m})(a_{n+1,m}^+ - a_{n+1,m}) - \cos(\theta_{n,m+1} - \theta_{n,m}) \cdot \\ & \cdot (S - a_{n,m}^+ a_{n,m})(S - a_{n,m+1}^+ a_{n,m+1}) + \frac{S}{2} (a_{n,m}^+ + a_{n,m})(a_{n,m+1}^+ + a_{n,m+1})) - \\ & - \frac{S}{2} (a_{n,m}^+ - a_{n,m})(a_{n,m+1}^+ - a_{n,m+1}) - \frac{\alpha^2}{2} \left(\frac{S}{2} (a_{n,m}^+ - a_{n,m})(a_{n+1,m}^+ - a_{n+1,m}) + \right. \\ & \left. \frac{S}{2} ((a_{n,m}^+ + a_{n,m})(a_{n,m+1}^+ - a_{n,m+1}) \sin \theta_{n,m} \sin \theta_{n,m+1} + \right. \\ & \left. + (S - a_{n,m}^+ a_{n,m})(S - a_{n,m+1}^+ a_{n,m+1}) \cos \theta_{n,m} \cos \theta_{n,m+1} \right)]. \end{aligned} \quad (5)$$

Гамильтониан (5) в общем случае не может быть диагонализирован аналитически. Но для слабо искаженной структуры, эффект KSEA взаимодействия в первом порядке по δ анизотропия «легкая плоскость» силы δ деформирует спираль таким образом, что $\theta_{n,m} = qn + (\delta/4\alpha^2) \sin 2qn + O(\delta^2)$, где $q = \alpha - O(\delta^2)$. С этой точностью $\theta_{n,m} \approx \alpha n$ в уравнении (5), и $\cos(\theta_{n+1,m} - \theta_{n,m} - \alpha) \approx \cos(q - \alpha + (\delta/4J\alpha^2)) \sin 2qn + O(\delta^2) \approx 1 + O(\delta^2)$. Мы не приводим из-за громоздкости матричную билинейную форму Фурье образа гамильтониана

$$H = \frac{1}{2} \sum_{K_x, K_y} \hat{a}(k_x, k_y) \hat{V} \hat{a}(k_x, k_y), \text{ где } \hat{V} - 4 \times 4 \text{ матрица.}$$

Скажем только, что качественно можно понять роль KSEA взаимодействия. Он приводит к взаимодействию магнонов с волновыми векторами, различающимися на $2q_0$. К наибольшему эффекту это приводит когда, энергия магнонов совпадают. Для более глубокого анализа ситуации требуется численная диагонализация матричной билинейной формы.

- [1] Ю.А. Изюмов, Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах, Энергоатомиздат, Москва, (1987).
 [2] T. Yildirim, A.V. Harris, E.F. Shender, Phys. Rev. B **58**, 3144 (1998)

Электросопротивление и тепловое расширение никеля в ферро- и парамагнитной фазах

Д.К. Палчаев, Ж.Х.Мурлиева, Е.Д.Борзов, М.Э.Исхаков,
С.А.Гаджимагомедов

*Дагестанский госуниверситет, г. Махачкала, Россия
e-mail dairpalchaev@mail.dgu.ru*

Установление закономерности [1], связывающей удельное электросопротивление (ρ) с изобарной термической деформацией (βT) – свойств, изменяющихся на многие порядки и сложным образом зависящих от температуры (T), желательна проводить на достоверных экспериментальных данных, полученных на одних и тех же образцах, в одних и тех же условиях. Особый интерес при этом представляют металлы группы железа, в которых металлическая связь усиливается s-d взаимодействием. Более того, это взаимодействие приводит к возникновению спонтанной намагниченности, которая вызывает аномалии на температурной зависимости ρ и коэффициента объёмного теплового расширения (β). Настоящие исследования преследуют цель – выявить природу рассеяния электронов в ферромагнитной и парамагнитной фазах на примере никеля. Достоверность полученных в ходе экспериментов данных по ρ и β , а так же обоснованность корреляционного анализа связи ρ и βT обеспечивается тем, что для никеля в литературе имеются рекомендуемые данные по ρ и β [2-4].

Нами был исследован образец никеля марки Н-30 (99,999% Ni). Усреднённые данные по многим сериям измерений ρ при нагревании и охлаждении с поправкой на тепловое расширение и табличные данные из [2] приведены на рисунке. Как видно эти данные по абсолютной величине хорошо согласуются с данными (сплошная линия) из работы [2]. Невелики также расхождения наших данных по $(d\rho/dT)$ (см. рисунок), которые при $T < T_C$ и $T > T_C$ определялись из уравнений, хорошо описывающих температурные зависимости ρ в этих областях:

$$\rho \cdot 10^8 = -21,66 + 0,166 \cdot T - 3,43 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 + 3,30 \cdot 10^{-7} \cdot T^3 \quad (300 \div 630,6)$$

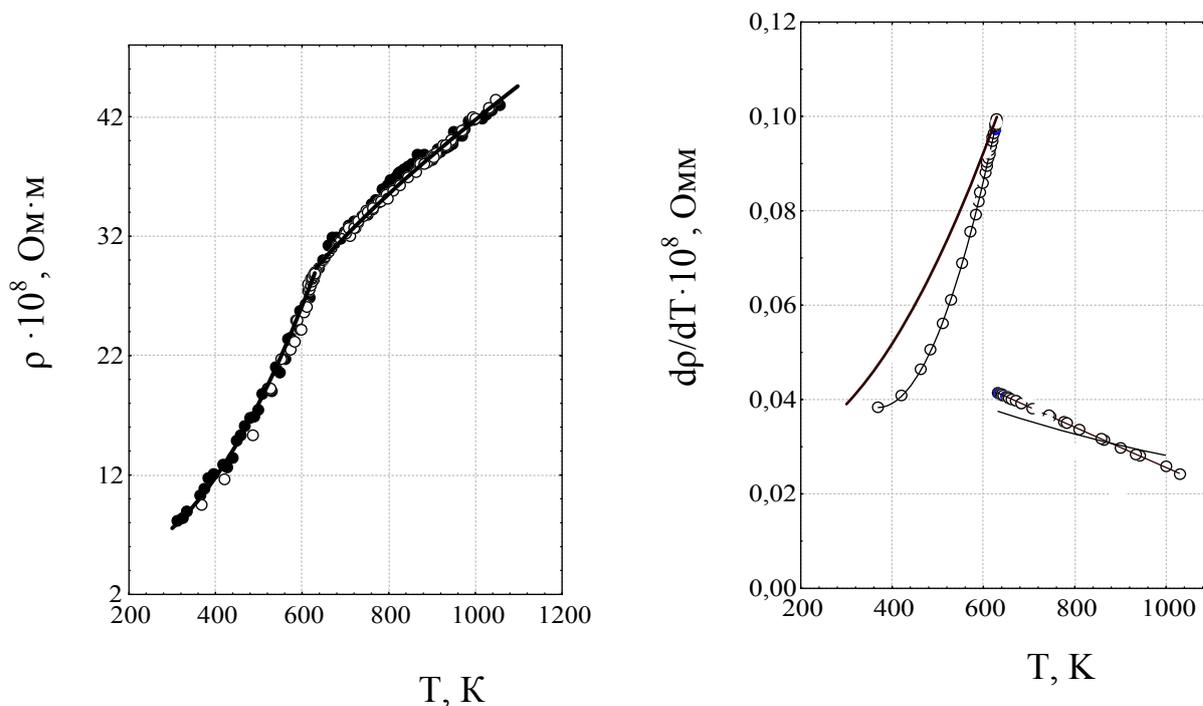
(1)

$$\rho \cdot 10^8 = -3,733 + 0,0630 \cdot T - 1,75 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 \quad (630,6 \div 1100)$$

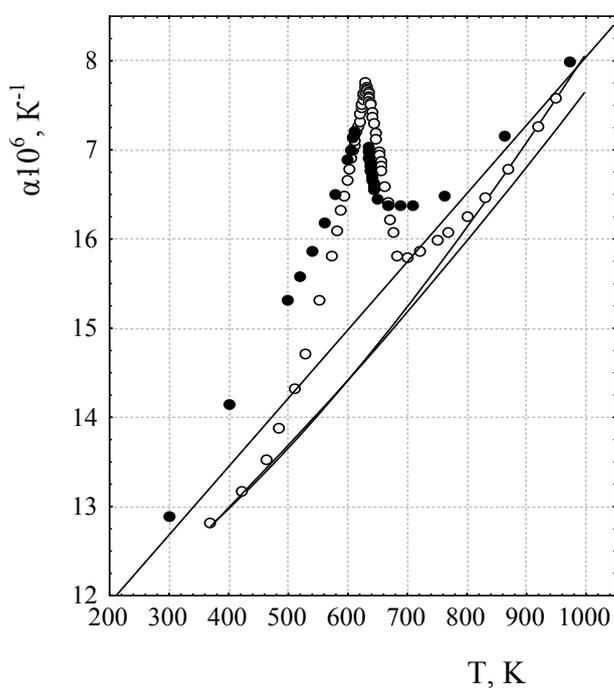
(2)

Известно [5], что аномальное поведение ρ от T до температуры фазового перехода обусловлено, в значительной мере, рассеянием электронов на магнонах. Зависимость $\rho = f(T)$ выше T_C определяется механизмами рассеяния на фононах и на флуктуациях ближнего магнитного порядка (парамагнонах), характерных для всех переходных и ферромагнитных металлов в парамагнитной фазе [5]. При отсутствии факторов,

обуславливающих остаточные явления, неизбежно возникающих, при фазовом переходе вещества в реальных условиях, величина $d\rho/dT$ скачком уменьшается от значения, определяемого механизмами рассеяния электронов на фононах + магнонах, до значения, определяемого механизмами рассеяния электронов на фононах и на флуктуациях ближнего магнитного порядка.



Магнитная составляющая электросопротивления в парамагнитной фазе имеет постоянное значение [5]. Для разделения магнитного и фононного вкладов в электросопротивление в ферромагнитной фазе обычно пользуются [5] интерполяционной формулой Блоха-Грюнайзена, которой аппроксимируют зависимость ρ от T в парамагнитной фазе. При этом пренебрегается механизмом рассеяния на флуктуациях ближнего магнитного порядка в этой фазе, что неизбежно приводит к результату, отличающемуся по абсолютной величине от истинного значения ρ , обусловленного рассеянием электронов на магнонах.



Тепловое расширение как и электросопротивление Ni исследовалось многими

авторами [3,4] от ~ 0 К до $T_{пл}$. В работах [3,4] имеются таблицы стандартных справочных данных. Данные этих работ использовались нами в качестве опорных при интерпретации экспериментальных результатов и анализе корреляции ρ и α в ферромагнитной и парамагнитной фазах. Наши данные по КТР в соответствующих интервалах температур описываются следующими полиномами:

$$\alpha \cdot 10^6 = 14,96 - 0,0069 \cdot T - 1,815 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 + 5,73 \cdot 10^{-8} \cdot T^3 \quad (300 \div 630,3) \quad (3)$$

$$\alpha \cdot 10^6 = 22,06 - 0,0208 \cdot T + 1,67 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 \quad (700 \div 1100\text{K}) \quad (4)$$

На рисунке приведены так же результаты по КТР (●) из [4]. Для выделения магнитного вклада в α [4] используется выражение Грюнайзена для КТР парамагнитной фазы (α_p). Штрих - пунктирной линией аппроксимируются данные по α_p из [4]. На этом же рисунке приведены две аппроксимации α_p наших данных по методике, описанной в [4]. Пунктирная линия получена без учета температурной зависимость функции Дебая $f(\theta/T)$ так же как и в [4], а сплошная линия – с поправкой этой функции на температурную зависимость. Поправка определялась по разнице C_p и C_v для никеля.

Теоретическое обоснование линейной зависимости магнитной части электросопротивления (ρ_m) от квадрата относительной спонтанной намагниченности η ферромагнетика, предсказанной Герлахом и Борелиусом и подтвержденной в работе А.П. Комара, дано в статьях А.А. Юдина [6,7]:

$$\rho_m = \frac{3\pi m_e V_0 \sigma |D_0|^2}{8e^2 \epsilon_F \hbar} (1 - \eta^2) \quad (5)$$

где V_0 – объём элементарной ячейки, σ – спин электрона, D_0 – парамагнитная энергия s-d обменного взаимодействия. В рамках упрощенной однопараметрической теории удалось получить [7] соотношение, удовлетворительно описывающее ρ_m , выделенную по указанной выше процедуре. Тем не менее, следует указать, что теория, развитая А.А. Юдиным, отличается существенно меньшей последовательностью, нежели идеи, высказанные Е.А. Туровым [8,9]. Поэтому она приводит к явной независимости параметра D_0 от температуры. В тоже время, из общих физических рассуждений [5,10], зависимость $D(T)$ должна монотонно снижаться с температурой. Однако, ход температурной зависимости $D(T)$, обнаруживаемый при расчетах по формуле (5), оказывается обратным ожидаемому. Нами для оценки температурной зависимости энергии s-d взаимодействия из выражения

$$D(T) = k \cdot \sqrt{\rho_m / (1 - \eta^2)}, \quad (6)$$

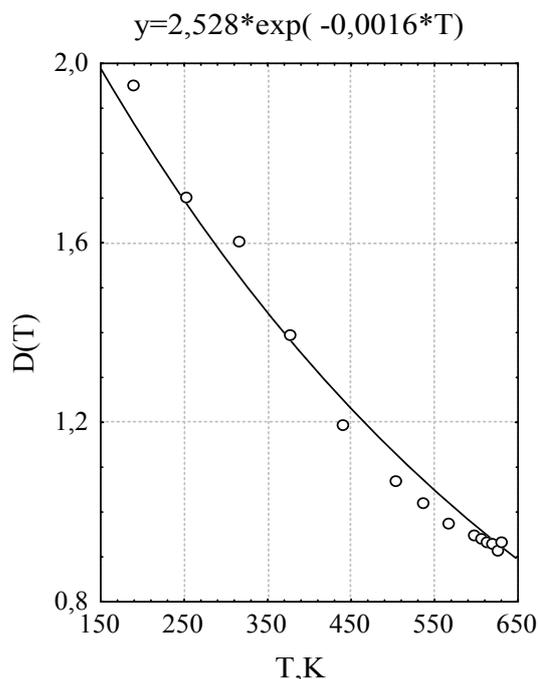
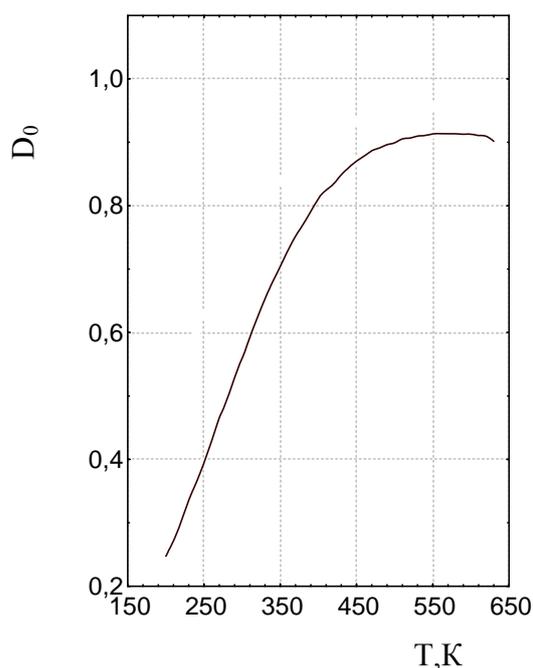
получаемого согласно (5), магнитный вклад в электросопротивление определялся как [11]:

$$\rho_m = 6,15 \cdot 10^{-6} \cdot \beta T, \quad (7)$$

Константа k в выражении (6) представлена комплексом соответствующих микроскопических характеристик из (5). Причем температурная зависимость D хорошо аппроксимируется выражением (сплошная линия - см. рис.):

$$D = D_0 \cdot \exp(-T/T_C), \quad (8)$$

где D_0 совпадает со значением, приводимым в работе А.А. Юдина.



- [1] К.К.Казбеков, Ж.Х.Мурлиева, Д.К. Палчаев, ПЖТФ **29** 19 (2003)
- [2] Э.А. Бельская, В.Э. Пелецкий, Никель, Стандарты, Москва (1985)
- [3] С.И. Новикова, Тепловое расширение твёрдых тел, Наука, (1974).
- [4] T.G. Kollie, Physical Review B **16**. 4872 (1977).
- [5] С.В. Вонсовский Магнетизм, Наука, Москва (1971).
- [6] А.А. Юдин, Вестник московского университета, №3 81 (1958)
- [7] А.А. Юдин, Вестник московского университета, №4 89 (1958)
- [8] Е.А.Туров, Изв. Академии Наук СССР. Сер. Физ. **19** 474 (1955)
- [9] Е.А.Туров, Физика металлов и металловедение **6** 203 (1958)
- [10] Дж. Займан Электроны и фононы, Ин. Лит. Москва (1962)
- [11] Ж.Х. Мурлиева, Д.К.Палчаев, Е.Д. Борзов ПЖТФ **28** 48 (2002)

Исследование магнитного фазового перехода в ГПУ ε - FeMn сплавах

Б.М.Эфрос¹, А.Ю. Моллаев², С.Д. Каракишев³, В.В. Овчинников⁴

¹Донецкий физико-технический институт НАН Украины, Донецк, Украина

²Институт физики ДагНЦ РАН, Махачкала, Россия

³Уральский государственный технический университет, Екатеринбург, Россия

⁴Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

Проведено систематическое исследование температурных и концентрационных зависимостей физических свойств Fe-Mn сплавов с 16-50 мас.% Mn, включая сплавы с ГПУ ε -фазой, стабилизированные легированием или предварительной обработкой.

Температурные зависимости свойств исследованных сплавов имеют аномалии в соответствующих температурных интервалах в результате протекания магнитных переходов: парамагнетик \leftrightarrow антиферромагнетик в ГПУ ε - и ГЦК γ -фазах и мартенситного $\gamma \leftrightarrow \varepsilon$ -превращения. Особенности $\varepsilon_{\text{пм}} \rightarrow \varepsilon_{\text{афм}}$ -перехода в сплавах системы Fe-Mn в $(\gamma + \varepsilon)$ -области изучены путем анализа температурных зависимостей параметров мессбауэровских спектров. В работе было показано, что при снижении температуры до 193 К для сплава Fe₈₄Mn₁₆ и до 163 К для сплава Fe₇₉Mn₂₁ ширина спектра Г линии ε -фазы практически не изменилась и составляла $\approx 0,36$ мм/с, но ниже этих температур спектр начинает уширяться и при 123 К значения $\Gamma(\varepsilon) \approx 0,61$ мм/с (Fe₈₄Mn₁₆) и $\approx 0,43$ мм/с (Fe₇₉Mn₂₁). При этом температурные зависимости сдвига центра тяжести δ ядерного гамма-резонансного спектра характеризуются при 193 К (Fe₈₄Mn₁₆), 183 К (Fe₈₁Mn₁₉) и 163 К (Fe₇₉Mn₂₁), тогда как изменение относительной вероятности резонансного поглощения f ε -фазы сплава Fe₈₄Mn₁₆ характеризуется непрерывным ростом f ниже 193 К, что может быть связано с $\varepsilon_{\text{пм}} \rightarrow \varepsilon_{\text{афм}}$ -фазовым переходом второго рода. Наблюдаемое ранее другими исследователями отсутствие зависимости точки Нееля T_N^ε от концентрации марганца, по нашему мнению, связано с тем, что исследования ε -фазы проводили после пластической деформации сплавов. Действительно, значение T_N^ε ε -фазы в сплаве Fe₇₉Mn₂₁ (100 % ε -фазы), определенное из зависимости ширины линии мессбауэровского спектра, оказалось выше для деформированного состояния и, следовательно, близкой к величине T_N^ε ε -фазы сплава Fe₈₄Mn₁₆. Данный результат, по-видимому, связан с ростом уровня внутренних напряжений в деформированном состоянии по сравнению с состоянием после термической обработки на твердый раствор.

Динамический гистерезис в однодоменных частицах с одноосной анизотропией

Ю.Л.Райхер, В.И.Степанов

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия

e-mails: raikher@icmm.ru, stepanov@icmm.ru

Как хорошо известно, гистерезис намагниченности, который в модели однодоменной частицы Стонера-Вольфарта выглядит статическим эффектом, в действительности есть явление нетермодинамическое, так же как к неравновесным явлениям относятся, например, поля постоянных магнитов. В самом деле, в отсутствие приложенного поля средняя намагниченность любого магнита в пределах бесконечного времени ожидания обращается в ноль; ее отличное от нуля значение и видимое постоянство в реальной ситуации обязаны своим существованием лишь астрономическим порядкам времен ориентационной релаксации τ магнитного момента в образцах макроскопического размера. С уменьшением размера ферромагнитного кристалла энергия внутренней магнитной анизотропии E_a , которая собственно и поддерживает постоянное значение магнитного момента частицы μ , уменьшается. При снижении размера до десятков нанометров возникает качественно новое явление: энергия E_a становится соизмеримой с тепловой энергией kT . Соответственно, характерное время τ , которое магнитный момент проводит в одном определенном ориентационном минимуме энергии, резко, пропорционально $\exp(\sigma)$, где $\sigma \equiv E_a/kT$, уменьшается. В результате, если проводить на таком образце магнитные измерения, постоянная времени $2\pi/\omega$ которых превышает τ , то в отсутствие стороннего постоянного поля (поле смещения) образец будет выглядеть полностью размагниченным. Это кажущаяся утрата спонтанной намагниченности носит название неелевского *суперпарамагнетизма*, оно присуще всем ферритам и ферромагнетикам в нанодисперсном состоянии.

В таких частицах гистерезис Стонера-Вольфарта заведомо исчезает как статическое явление, но он, однако, сохраняется как переходный эффект в диапазоне частот $\omega\tau \lesssim 1$, где $\tau = \tau_0 \exp(\sigma)$, а τ_0 — время отклика магнитного момента частицы при $T = 0$. Таким образом, равновесное поведение суперпарамагнитной частицы характеризуется безгистерезисной, т.е. однозначной кривой намагничивания $\mu_z(H)$; здесь ось Oz параллельна возбуждающему полю. В то же время, при динамическом намагничивании частица обнаруживает гистерезис: зависимость $\mu_z(H)$ имеет форму замкнутой петли, параметры которой

существенно зависят от времени вращательной релаксации магнитного момента. Специфическая особенность динамического гистерезиса суперпарамагнетика в том, что (в отличие от гистерезиса Стонера-Вольфарта) он не исчезает при обращении энергии анизотропии в ноль. Именно такой вариант динамического гистерезиса ($E_a = 0$) был в свое время изучен в работе [1].

В настоящем докладе рассмотрена более общая задача: свойства динамического гистерезиса суперпарамагнетика при произвольном значении энергии E_a . Рассматривается частица, имеющая одноосную магнитную анизотропию и находящаяся под воздействием внешнего переменного поля величины H , приложенного вдоль направления легкой оси. Поскольку в суперпарамагнетике перемагничивание может происходить даже спонтанно, то очевидно, что динамический гистерезис — это не пороговый эффект, он возникает даже в бесконечно малом поле. В указанных условиях магнитодинамика частицы является комбинацией двух типов вынужденных движений вектора μ в ориентационном потенциале анизотропии: внутриямных (intrawell) колебаний и межъямных (interwell) перебросов [2]. Их совместное описание дается т.н. микромагнитным уравнением Фоккера-Планка (УФП), которому удовлетворяет статистическая функция распределения $W(\mu, t)$ магнитного момента. Разложением решения по подходящему базису УФП преобразуется в бесконечную цепочку обычных дифференциальных уравнений, которая имеет вид [3]:

$$2\tau \frac{d}{dt} X_l + l(l+1)X_l - 2\sigma \left[\frac{(l-1)l(l+1)}{(2l-1)(2l+1)} X_{l-2} + \frac{l(l+1)}{(2l-1)(2l+3)} X_l - \frac{l(l+1)(l+2)}{(2l+1)(2l+3)} X_{l+2} \right] = \frac{l(l+1)}{2l+1} [X_{l-1} - X_{l+1}] \xi \cos \omega t;$$

здесь $\xi = \mu H/kT$, X_l — это усредненный с функцией W полином Лежандра порядка l , аргументом которого является $\cos \vartheta$, где ϑ — угол между вектором μ и направлением поля. Установившееся колебательное решение этой системы уравнений (предельный цикл) найдем раскладывая все $X_l(t)$ в ряды Фурье с частотами кратными ω . Это позволяет сразу записать решение для Фурье-гармоник от $X_l(t)$ в виде матричной непрерывной дроби. Указанное среднее представляет собой нормированный магнитный момент $\mu_z(t)/\mu$ частицы. Исключая здесь время как параметр, находим петлю гистерезиса $\mu_z(H)$.

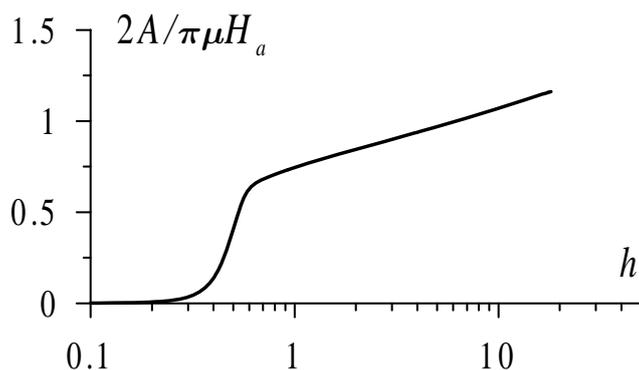
В качестве главной характеристики динамического гистерезиса мы рассматриваем площадь петли A , которая пропорциональна поглощению

электромагнитной энергии за цикл перемагничивания. Эта величина выражается через первую гармонику намагниченности посредством

$$A_n = A/\pi\mu H = \text{Im}(X_l^{(\omega)}),$$

где A_n — площадь петли, нормированная на «статическую» магнитную энергию: произведение магнитного момента на амплитуду перемагничивающего поля.

В рассматриваемой магнитодинамической модели частицы главными параметрами, от которых зависит площадь петли являются (мы берем их в безразмерном виде): частота $\omega\tau_0$, внешнее поле $h = \mu H/E_a$ и температура $1/\sigma = kT/E_a$, как видно, высота барьера анизотропии входит в последние два из них. В грубом приближении, даже при достаточно сильном поле максимум поглощения по частоте лежит при $\omega\tau(\sigma) \sim 1$, что совпадает с результатом линейной теории. Детальное же рассмотрение динамического гистерезиса в нелинейном приближении обнаруживает у него целый ряд специфических свойств.



Динамические эффекты "старения" и "омоложения" в спиновых стеклах

Е.В.Газеева¹, Р.В.Сабурова¹, М.Д.Ризаева¹, Г.П.Чугунова²

¹ *Казанский государственный энергетический университет, Россия*

e-mail: elena.gazeeva@list.ru

² *Казанский государственный технологический университет,*

e-mail: avach@dionis.kfti.csn.ru

В данной работе в рамках дроблетной теории квантового спинового стекла аналитически рассчитана динамическая магнитная восприимчивость. При различных температурных и полевых сдвигах анализируется временная зависимость восприимчивости. Показана возможность так называемых эффектов памяти, старения и возрождения. Эти удивительные эффекты были недавно обнаружены в экспериментах по исследованию неравновесной динамики спиновых стекол. В этих экспериментах выполняется внезапное замораживание образца до температуры ниже температуры фазового перехода. С этого момента исследуется зависимость восприимчивости от времени ожидания (времени пребывания образца при этой низкой температуре). В определенный момент эксперимента температура снова быстро понижается и изучается временная зависимость. Оказывается, что восприимчивость имеет в этот момент более высокое значение, чем она имела в момент перед вторым охлаждением. Это называется "омоложением" спиновой системы.

В работе рассчитаны и анализируются другие интересные эффекты. В последние годы особенно актуальны эксперименты по старению в стеклоподобных системах, таких как структурные, спиновые, дипольные стекла, разупорядоченные ферромагнетики, полимеры, пасты, коллоидальные суспензии, клеи, гранулированные вещества, сверхпроводники, и т.п. Для более детального изучения динамики низкотемпературной фазы в экспериментах некоторые параметры сдвигаются по величине или циклически изменяются, так, например, возможны сдвиги и циклы температуры, постоянного магнитного поля и других параметров. При этом наблюдаются описанные выше эффекты возрождения и памяти. В различных стеклоподобных системах используются различные теоретические приближения. Большое число экспериментальных работ в этой области исследований стимулирует детальные теоретические исследования этих различных, сложных систем. В настоящей работе теоретически исследованы сдвиги и циклы температурные, а также полевые (для магнитного поля туннелирования дроблетов). Нами найдено временное поведение мнимой и реальной частей магнитной восприимчивости, подобное поведению соответствующих величин в обычных спиновых стеклах и других стеклоподобных системах. Исследована роль квантового туннельного параметра в изученных динамических эффектах.

Критическое поведение двумерной N-векторной кубической модели в пятипетлевом ренормгрупповом приближении

П.Калабресе ¹, Е.В.Орлов ², Д.В.Пахнин ², А.И.Соколов ²

¹ *Высшая нормальная школа, Пиза, Италия*

e-mail: calabres@df.unipi.it

² *Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ", Санкт-Петербург, Россия*

e-mail: ais2002@mail.ru

Известно, что двумерная модель с N-векторным параметром порядка и кубической анизотропией имеет богатую фазовую диаграмму. При различных значениях N и параметра анизотропии она содержит критические точки, линии фазовых переходов первого рода, а также линию фазовых переходов второго рода с непрерывно изменяющимися критическими индексами. Эта модель связана со многими другими известными моделями. Например, в пределе $N \rightarrow 0$ она описывает критическое поведение двумерной слабонеупорядоченной модели Изинга. В некоторых частных случаях для двумерной кубической модели известны точные решения. К ним относится, в частности, предел N невзаимодействующих моделей Изинга, предел сильной анизотропии для $N > 2$ и репличный предел $N \rightarrow 0$. Таким образом, двумерная кубическая модель предоставляет собой уникальный объект, на котором возможно тестирование различных приближенных методов, широко применяемых в настоящее время при изучении критических явлений. Метод теоретико-полевой ренормализационной группы в пространстве физической размерности принадлежит к их числу.

Недавно критическое поведение N-векторной кубической модели было изучено методом ренормализационной группы в двумерном пространстве в четырехпетлевом приближении [1]. Четырехпетлевые разложения для β -функций и критических индексов были пересуммированы с использованием преобразования Бореля, техники конформных отображений и аппроксимант Паде. Хотя большинство результатов, полученных методом ренормгруппы, не воспроизводит буквально свои аналоги для точно решаемых моделей, некоторые из полученных результатов оказались весьма интересными. В частности, для $N > 2$ пересуммированные разложения для β -функций дали новую, отличную от изинговской и гейзенберговской, кубическую фиксированную точку с необычными индексами устойчивости. Эта точка не соответствовала ни одной из критических асимптотик, получаемых точными методами. При этом сама фиксированная точка располагалась слишком далеко от других нетривиальных точек для того, чтобы предположить, что такое "расщепление" обусловлено ограниченной точностью метода РГ.

Первостепенный интерес представляет также ситуация с линией фиксированных точек при $N = 2$, которая должна связывать изинговскую фиксированную точку с гейзенберговской для XY модели. В рамках четырехпетлевого приближения нули β -функций, соответствующих $O(N)$ -симметричной и анизотропной константам связи, при $N = 2$ располагались двумя близкими и практически параллельными линиями, расстояние между которыми было меньше погрешности метода [1]. Оставит ли следующее приближение эти линии почти параллельными? Уменьшит ли, скажем, учет пятипетлевых вкладов расстояние между ними или же заметное несовпадение этих линий вызвано наличием неаналитических членов?

Для ответа на эти вопросы необходимо проанализировать критическое поведение двумерной кубической модели в более высоком порядке теории возмущений. Недавно были получены пятипетлевые ренормгрупповые разложения для $O(N)$ -симметричной двумерной модели [2]. При этом были вычислены все интегралы, соответствующие пятипетлевым диаграммам Фейнмана с двумя и четырьмя внешними линиями. Это открыло дорогу к исследованию критической термодинамики двумерных систем с несколькими константами связи в пятипетлевом приближении. В настоящем докладе выполнено такое исследование для двумерной N -векторной модели с обобщенной кубической симметрией.

За основу в работе взят, как обычно, флуктуационный гамильтониан модели типа $\lambda\phi^4$, который при наличии кубической анизотропии содержит две независимые константы связи u и v (см., например, [1,3]). Ренормгрупповые функции задачи вычислены в массивной теории, все теоретико-полевые объекты нормированы на нулевых внешних импульсах. Полученные пятипетлевые разложения для β -функций и критических индексов оказались довольно громоздкими и здесь не приводятся; их явный вид можно найти в препринте [3]. Там же подробно описаны методы тестирования найденных рядов.

Для извлечения физической информации ренормгрупповые ряды были пересуммированы двумя альтернативными методами: с помощью техники Паде-Бореля-Леруа и метода, основанного на использовании конформных отображений. Практически во всех рассмотренных случаях оба метода дали совпадающие качественные и очень близкие количественные результаты.

Итак, для моделей с $N > 2$ учет пятипетлевых слагаемых в β -функциях привел к существенному сдвигу кубической фиксированной точки, лежащей в первом квадранте плоскости (u, v) , в направлении изинговской фиксированной точки [3]. Это подтверждает мысль о том, что данная точка является артефактом аппроксимации и в точной теории должна слиться с изинговской точкой. В пользу подобного заключения

говорит также маргинальный характер устойчивости кубической фиксированной точки – одно из собственных значений матрицы устойчивости в этой точке оказалось очень близким к нулю.

Для двумерной анизотропной XY модели ($N = 2$) учет пятипетлевых вкладов также улучшил согласие данных ренормгруппового анализа с известными точными результатами. Линии нулей пересуммированных пятипетлевых разложений β -функций оказались почти параллельными друг другу, а среднее расстояние между ними – не превышающим погрешности ренормгрупповых расчетов. Таким образом, в пределах своих вычислительных возможностей метод теоретико-полевой РГ воспроизводит непрерывную линию устойчивых фиксированных точек, существование которой на фазовой диаграмме двумерной кубической модели было предсказано Хозе, Кадановым, Киркпатриком и Нельсоном около 30 лет назад [4]. В докладе найдены критические индексы модели при различных значениях параметра анизотропии $x = (\pi/2) \arctg(v/u)$ [3].

Мы исследовали также случай $N \rightarrow 0$, который, как уже отмечалось, отвечает двумерной примесной модели Изинга. Известно, что в пределе бесконечно слабого случайного потенциала критическая термодинамика этой модели контролируется той же фиксированной точкой, что и у чистой системы [5,6]. Как оказалось, в пятипетлевом приближении большинство рабочих аппроксимант дают нетривиальную фиксированную точку в секторе $u < 0, v > 0$ (примесную), однако отвечающие ей абсолютные значения координаты u не превышают 0.1, т. е. лежат в пределах “вилки” погрешностей РГ вычислений. Это позволяет заключить, что результаты работ [5,6] и многопетлевого ренормгруппового анализа согласуются друг с другом.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 04-02-16189) и Министерства образования РФ (гранты Е02-3.2-266 и А03-2.9-227). Частично исследования проводились в Высшей нормальной школе, Пиза, Италия, и Пизанском университете, которым один из нас (А.И.С.) хотел бы выразить свою искреннюю благодарность за гостеприимство.

[1] P.Calabrese and A.Celi, Phys. Rev. B **66**, 184410 (2002).

[2] Е.В.Орлов, А.И.Соколов, ФТТ, **42**, 2087 (2000).

[3] P.Calabrese, E.V.Orlov, D.V.Pakhnin, A.I.Sokolov, препринт LANL cond-mat/0405432.

[4] J.V.Jose, L.P.Kadanoff, S.Kirkpatrick, D.R.Nelson, Phys. Rev. B **16**, 1217 (1977).

[5] V.I.S.Dotsenko, V.I.S.Dotsenko, Adv. Phys. **32**, 129 (1983).

[6] Б.Н.Шалаев, ФТТ, **26**, 3002 (1984); Phys. Reports, **237**, 129 (1994).

Critical behavior of chiral N -vector model with $N > 3$

P. Calabrese¹, P. Parruccini², A.I. Sokolov³

¹ *Scuola Normale Superiore and INFN, Pisa, Italy.*

e-mail: calabres@df.unipi.it

² *Universita di Pisa and INFN, Pisa, Italy.*

e-mail: parrucci@df.unipi.it

³ *Saint Petersburg Electrotechnical University, St. Petersburg, Russia.*

e-mail: ais2002@mail.ru

The critical behavior of three-dimensional magnets with non-collinear order has been a subject for intensive theoretical and experimental investigations, since they are believed to belong to a different universality class with unusual values of critical exponents [1-3]. Physically, non-collinear or canted order is a consequence of frustration due to either the special symmetry of the lattice or the competition of different kinds of interactions. Examples of the first kind are the three-dimensional stacked triangular antiferromagnets in which magnetic ions are located at each site of a stacked triangular lattice (CsMnBr₃, VCl₂, VBr₂). The second case is represented by helimagnets like the rare-earth Ho, Dy, Tb, in which magnetic spirals are formed along certain directions of the lattice.

Although Monte Carlo simulations [4,5] and experimental studies [6] apparently give contradicting results, supporting either a continuous phase transition with different critical exponents or a weak first order one, a quite definite description of the critical behavior has been reached in the fixed dimension $D = 3$ field theoretical approach [7,8]. In more detail, these and other relevant issues are reviewed in Ref. [3], where one can find also a complete list of references.

Recently, the critical thermodynamics of three-dimensional and two-dimensional chiral models has been analyzed within the five-loop and six-loop renormalization-group (RG) approximations in fixed dimension and the structure of RG flows for $N = 2, 3$ has been determined [8,9]. In the course of this study, the advanced resummation technique has been used. It has been shown that the critical behavior of the systems with planar and vector chiral ordering is governed by the stable fixed point which is a focus attracting RG trajectories in a spiral-like manner. Approaching the fixed point in a non-monotonic way, looking somewhat irregular, may result in a large variety of crossover and near-critical regimes that give rise to strongly scattered effective critical exponents seen in numerous experiments and computer simulations.

For large enough N all the field-theoretical methods are expected to be qualitatively and quantitatively correct. In fact, both ε and $1/N$ expansions

lead to the same structure of the flow diagram and the fixed point location as well as to the same critical exponents [4,10]. However, no analysis of the three-dimensional six-loop series for general N is still available. In this report, such an analysis will be performed. We will calculate, in particular, all the fixed points of the RG equations for various N and will study the chiral critical behavior governed by the stable fixed point. The critical exponents will be also evaluated at the stable fixed points.

We start with the Landau-Ginzburg-Wilson Hamiltonian of the three-dimensional N -vector chiral model (see, e. g. [2,3,8]) having two quartic coupling constants u and v . The first of them, u , corresponds to isotropic self-interaction of $\lambda\phi^4$ type, while the second is responsible for relative orientation of fluctuating vector fields ϕ_1 and ϕ_2 . Under $v > 0$, the Hamiltonian describes transitions into the phase with noncollinear order, i.e. into the chiral state.

We deal with the six-loop series for β -functions and critical exponents found for arbitrary N . Explicit expressions for them are too long to be presented here; they were published elsewhere [3]. Particular attention is paid to the case $N > 3$, since the models with the order parameter having physical dimensions $N = 2$ and $N = 3$ have been extensively studied earlier [7-9]. The renormalization-group expansions employed are known to be divergent and some resummation procedure should be applied to extract proper physical predictions and numerical estimates. Taking into account the properties of Borel summability and the large order behavior of the series, we resum the perturbative expressions by means of a Borel transformation combined with an appropriate conformal mapping for the analytical extension of the Borel transform. With this resummation procedure we obtain a large number of approximants for each perturbative series depending on two parameters α and b . Varying these parameters we are able to choose the best approximants and to estimate the systematic error of the final results [8]. Apart from the fixed point coordinates and critical exponents, the stability properties of the fixed points are determined by means of the evaluation of the stability matrix eigenvalues ω_+ and ω_- . These numbers are found calculating the numerical derivatives of each couple of approximants of the two β -functions at their common zero. As a result, we obtain a complete description of the evolution of critical behavior under varying N [11].

We have found that, within the six-loop approximation, there exist two marginal dimensionalities of the order parameter, N_{c1} and N_{c2} , separating the regions of different critical behavior. For $N > N_{c1}$ the transition into the chiral phase is continuous and governed by a stable chiral fixed point. This fixed point is generically related to the stable fixed point found earlier in the framework of the ε expansion and $1/N$ expansion techniques (see, e. g. [10,12-

14]. The numerical analysis based upon the resummed six-loop RG series has lead us to the estimate

$$N_{c1} = 6.4 \pm 0.4.$$

Within the domain $N_{c1} > N > N_{c2}$ we have not detected any stable fixed point. Hence, the chiral phase transition is expected to be first order. Our six-loop estimate for N_{c2} is as follows:

$$N_{c2} = 5.7 \pm 0.3.$$

For $N < N_{c2}$ we have found that the stable fixed point exists within the sector of chiral phase transitions, but its character is somewhat special. Namely, this point turns out to be a focus attracting the phase trajectories in a spiral-like manner. As a result, in this region of N , that contains the values $N = 2$ and $N = 3$ most interesting from the physical point of view, the crossover phenomena may be rather complicated leading to effective critical exponents which vary in a non-monotonic way [8,9,11]. In analogy with a dilute Ising systems, where the concentration-dependent critical exponents seem to violate the universality because of the crossover effects near criticality, it looks plausible that the results of some simulations and experiments, which yield the negative values of the Fisher exponent η , reflect the peculiarities of the preasymptotic regimes.

Being the region $N > N_{c1}$ connected with that accessible by means of the large N analysis, we expect that N_{c1} coincides with N_c usually introduced in ε and $1/N$ expansions. Today several estimates for N_c exist. To quote the more recent ones, we have $N_c = 5.3 \pm 0.2$ [10] and $N_c = 3.4$ [13] from three-loop ε expansion, $N_c \sim 5$ from the exact renormalization-group approach [15], and $N_c = 3.24$ [16] and $N_c = 5.3$ [10] from $1/N$ expansion. These strongly scattered results clearly indicate that the extrapolation of ε and $1/N$ expansion predictions up to the physical values of ε and N is a quite delicate matter.

In conclusion, it is worthy to note that many years ago the focus-like stable fixed points have been found on the RG flow diagrams of the model describing critical behavior of liquid crystals [17] and of the $O(n)$ -symmetric systems undergoing first order phase transition close to the tricritical point [18]. In these cases, however, the independent coupling constants had essentially different scaling dimensionalities. Recently, the focus driven chiral phase transition was observed in the three-dimensional N -vector chiral model within the three-loop approximation, but for unphysical values of N ($N = 5, 6, 7$) [4]. For real physical systems having coupling constants of the same scaling dimensionality, the robust evidence in favor of phase transitions governed

by the focus stable fixed point was presented only in the last years [8,9]. The results presented in this report (see also [11]) may be considered as a strong support of these new findings.

We thank E. Vicari and A. Pelissetto for many useful discussions. The financial support of the Russian Foundation for Basic Research (Grant No. 04-02-16189, A.I.S.) and the Ministry of Education of Russian Federation (Grant No. E02-3.2-266, A.I.S.) is gratefully acknowledged. A.I.S. has benefitted from the hospitality of Scuola Normale Superiore and Dipartimento di Fisica dell'Universita di Pisa, where this research was done.

- [1] M.F.Collins, O.A.Petrenko, *Can. J. Phys.* **75**, 605 (1997).
- [2] H.Kawamura, *J. Phys.: Condens. Matter* **10**, 4707 (1998).
- [3] A.Pelissetto, E.Vicari, *Phys. Rep.* **368**, 549 (2002).
- [4] D.Loison, A.I.Sokolov et al., *Pis'ma v ZhETF* **72**, 487 (2000).
- [5] M.Itakura, *J. Phys. Soc. Japan* **72**, 74 (2003).
- [6] V.P.Plakhty et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3942 (2000); V.P.Plakhty et al. *Phys. Rev. B* **64**, 100402 (2001); M.Fiebig et al., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 027203 (2002); A.Lascialfari et al., *Phys. Rev. B* **67**, 224408 (2003).
- [7] A.Pelissetto, P.Rossi, E.Vicari, *Phys. Rev. B* **63**, 140414 (2001).
- [8] P.Calabrese, P.Parruccini, A.I.Sokolov, *Phys. Rev. B* **66**, 180403 (2002).
- [9] P.Calabrese, E.V.Orlov, P.Parruccini, A.I.Sokolov, *Phys. Rev. B* **67**, 024413 (2003).
- [10] A.Pelissetto, P.Rossi, E.Vicari, *Nucl. Phys. B* **607**, 605 (2001).
- [11] P.Calabrese, P.Parruccini, A.I.Sokolov, *Phys. Rev. B* **68**, 094415 (2003).
- [12] H.Kawamura, *Phys. Rev. B* **38**, 4916 (1988).
- [13] S.A.Antonenko, A.I.Sokolov, K.B.Varnashev, *Phys. Lett. A* **208**, 161 (1995).
- [14] P.Calabrese, P.Parruccini, *Nucl. Phys. B* **679**, 568 (2004).
- [15] M.Tissier, B.Delamotte, D.Mouhanna, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5208 (2000); *Phys. Rev. B* **67**, 134422 (2003).
- [16] J.A.Gracey, *Nucl. Phys. B* **644**, 433 (2002).
- [17] A.L.Korzhenevskii, B.N.Shalaev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **76**, 2166 (1979)
- [18] A.I.Sokolov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **77**, 1598 (1979).

Теоретико-полевая ренормализационная группа и критические индексы двумерной модели Изинга

Е.В.Орлов, А.И.Соколов

¹ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
“ЛЭТИ”, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: ais2002@mail.ru

Метод теоретико-полевой ренормализационной группы (РГ) является одним из наиболее мощных инструментов среди тех, что применяются сегодня для исследования фазовых переходов и критических явлений. Ренормгрупповая идеология не только позволяет понять в деталях, каким образом критические флуктуации влияют на поведение вещества вблизи точки Кюри, но и построить количественную теорию критических явлений, т.е. рассчитать с очень высокой точностью критические индексы и другие универсальные характеристики фазового перехода второго рода (см., например, [1-3]).

С другой стороны, техника теоретико-полевой РГ включает в себя как составной элемент работу с расходящимися (асимптотическими) рядами перенормированной теории возмущений. Более того, в физически интересной области значений эффективных констант связи (перенормированных зарядов) эти константы, играющие роль параметров разложения, не малы, т.е. принимают значения порядка 1. Это значит, что формально применение пертурбативных методов в этой области лишено смысла. Стандартным способом преодолеть эту трудность является применение пересуммировочных процедур, базирующихся обычно на преобразовании Бореля или Бореля-Леруа. В случае трехмерных систем с высокой симметрией и достаточно длинных (четырёх-, пяти- и шестипетлевых) ренормгрупповых разложений пересуммирование РГ рядов, оптимизированное по одному или нескольким параметрам, позволяет получить высокоточные – на уровне долей процента и лучше – численные результаты [1,3-8].

Тот факт, что оценки, даваемые техникой РГ, действительно обладают высокой точностью, может быть подтвержден несколькими способами. Среди них сравнение с результатами, полученными альтернативными теоретическими методами (высокотемпературные разложения, метод Монте-Карло и др.), сопоставление с данными рекордных по точности экспериментов, исследование устойчивости ренормгрупповых оценок по отношению к изменению длины РГ рядов и выбору конкретной техники пересуммирования. В то же время стабилизация численных значений критических индексов и других

универсальных величин при увеличении длины РГ рядов сама по себе еще не является доказательством того, что теория дает количественные результаты, близкие к точным. Дело в том, что ренормгрупповые β -функции и выражения для индексов должны содержать сингулярные (неаналитические) вклады, которые в принципе не могут быть найдены в рамках теории возмущений. Эти вклады могут приводить к ощутимому сдвигу координаты вильсоновской фиксированной точки и значений критических индексов относительно соответствующих пертурбативных значений, ограничивая тем самым точность, на которую может претендовать техника теоретико-полевой РГ. Многолетний опыт РГ вычислений показывает, что в случае трехмерных систем вклады неаналитических членов, по-видимому, ничтожно малы. Однако, как было установлено недавно в работе авторов [9], для двумерной модели Изинга сдвиг координаты нетривиальной фиксированной точки за счет сингулярной составляющей β -функции превышает 4% от точного значения, что уже нельзя считать пренебрежимо малой величиной.

Координата вильсоновской фиксированной точки g^* , представляющая собой асимптотическое значение эффективной константы связи, входит в уравнение состояния системы и определяет, в частности, величину ее нелинейной восприимчивости χ_4 (см., например, [5]). Недавно для двумерной модели Изинга эта координата была найдена с беспрецедентно высокой точностью [10]:

$$g^* = 1.7543637(25). \quad (1)$$

Знание точного значения g_4^* позволяет найти критические индексы модели методом РГ, исключив ошибку, связанную с неаналитическим вкладом в β -функцию. С другой стороны, выражения для критических индексов сами могут содержать сингулярные члены, заметным образом искажающие численные оценки, однако какая-либо информация о величине этих членов на сегодня отсутствует. Мы можем получить эту информацию, сравнивая численные значения критических индексов, извлеченные из многопетлевых ренормгрупповых рядов при $g = 1.7543637$, с их известными точными аналогами. Это и является основной целью настоящего доклада.

Итак, пятипетлевое разложение для обратного критического индекса γ двумерной модели Изинга имеет вид [9,11]:

$$\begin{aligned} \gamma^{-1} = & 1 - g/3 + 0.1250232946 g^2 - 0.1224551379 g^3 \\ & + 0.164004651 g^4 - 0.288554 g^5. \end{aligned} \quad (2)$$

Данный ряд является знакопеременным, его коэффициенты численно малы и их рост начинается лишь с четырехпетлевого члена. Все это дает основания ожидать, что разложение (2) обладает достаточно хорошей суммируемостью. Расчеты подтверждают это ожидание. Действительно, обработка ряда (2) методом Паде-Бореля-Леруа с исключением “опасных” аппроксимант Паде и использованием стандартной оптимизационной процедуры (см., например, [5,9]) дает в фиксированной точке (1)

$$\gamma = 1.745. \quad (3)$$

Это число очень близко к точному значению $\gamma = 7/4$. Более того, разброс численных значений индекса γ , даваемых основной “рабочей” аппроксимантой Паде $[3/2]$ при различных величинах вариационного параметра b преобразования Бореля-Леруа, оказывается весьма небольшим; в диапазоне $0 \leq b \leq 5$ он не превышает 0.007. Таким образом, неаналитический вклад в значение критического индекса γ можно считать малым.

Значительно менее определена ситуация с индексом Фишера η . Поскольку его РГ разложение начинается с члена, пропорционального g^2 , здесь фактически мы располагаем лишь четырьмя членами ряда [9], подлежащего суммированию:

$$\eta = 0.0339661470 g^2 - 0.0020225547 g^3 + 0.0113930968 g^4 - 0.0137362 g^5. \quad (4)$$

Более того, аномально малый коэффициент при g^3 делает структуру ряда, несмотря на знакопеременность, нерегулярной, что не может не сказаться на качестве численных результатов. Так, непосредственное суммирование разложения (4) методом Паде-Бореля-Леруа с использованием аппроксиманты $[2/1]$, “старшей” из возможных, дает в точке (1) $\eta = 0.13$ при очень слабой чувствительности результата к величине b (изменение от 0.1322 до 0.1293 на отрезке $-1 \leq b \leq 10$). Приведенное число, как видно, сильно отличается от точного значения $\eta = 1/4$. Использование аппроксимант низших порядков, что фактически соответствует работе с укороченными рядами, еще более ухудшает оценку индекса η .

Мы попытались преодолеть эту трудность, связанную, возможно, с плохой суммируемостью конкретного разложения (4), обращаясь к альтернативным РГ рядам. Однако, пересуммирование различными

способами рядов для вспомогательных индексов $\eta_2 = (1/\gamma - 1)(2 - \eta)$ и $\eta_4 = (2 - \eta)/\gamma - 2$ не позволило сколько-нибудь существенно улучшить численные оценки: расхождение с точными значениями η и ν осталось на уровне 0.1. Таким образом, сделать определенное заключение о том, насколько велик (или мал) сингулярный вклад в численное значение индекса Фишера двумерной модели Изинга, на основании имеющихся пятипетлевых разложений нельзя.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 04-02-16189) и Министерства образования РФ (грант Е02-3.2-266). Мы благодарны также Международному научному фонду и Администрации Санкт-Петербурга за финансовую поддержку работы в рамках индивидуальных грантов “Профессор-2003” и “Кандидатский проект-2004”.

- [1] J.Zinn-Justin, *Quantum Field Theory and Critical Phenomena*, fourth edition, Clarendon Press, Oxford (2002).
- [2] А.Н.Васильев, *Квантовополевая ренормгруппа в теории критического поведения и стохастической динамике*, Издательство Петербургского института ядерной физики, Санкт-Петербург (1998).
- [3] A.Pelissetto, E.Vicari, *Phys. Reports* **368**, 549 (2002).
- [4] R.Guida, J.Zinn-Justin, *J. Phys. A* **31**, 8301 (1998).
- [5] А.И.Соколов, *ФТТ* **40**, 1284 (1998); A.I.Sokolov, E.V.Orlov, V.A.Ul'kov, S.S.Kashtanov, *Phys. Rev. E* **60**, 1344 (1999).
- [6] I.O.Mayer, A.I.Sokolov, B.N.Shalaev, *Ferroelectrics* **95**, 93 (1989).
- [7] D.V.Pakhnin, A.I.Sokolov, *Phys. Rev. B* **61**, 15130 (2000).
- [8] A.Pelissetto, E.Vicari, *Phys. Rev. B* **62**, 6393 (2000).
- [9] Е.В.Орлов, А.И.Соколов, *ФТТ* **42**, 2087 (2000).
- [10] M.Caselle, M.Hasenbusch, A.Pelissetto, E.Vicari, *J. Phys. A* **33**, 8171 (2000); *J. Phys. A* **34**, 2923 (2001).
- [11] P.Calabrese, E.V.Orlov, D.V.Pakhnin, A.I.Sokolov, препринт LANL cond-mat/0405432.

Стохастическая неустойчивость траекторий обратных поверхностных магнитостатических волн в периодически неоднородном поле типа “вала”.

В.И.Щеглов

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

e-mail: vshcheg@mail.cplire.ru

В физике нелинейных явлений непрерывно растет интерес к процессам, проявляющим стохастические свойства [1]. Одним из таких процессов являются хаотические колебания детерминированной системы, возникающие при периодическом воздействии. Так псевдосинусоидальные траектории поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ), распространяющихся в ферритовой пленке, намагниченной продольно неоднородным полем типа “вала” [2-4], можно рассматривать, как полностью детерминированный пространственный колебательный процесс, в котором роль времени играет координата, параллельная оси “вала”. При периодическом воздействии на такую систему также полностью детерминированным сигналом, например, при модуляции параметров “вала” по синусоидальному закону, система проявляет стохастические свойства: ее пространственные колебания приобретают хаотический характер. Мы уже сообщали ранее о такой стохастической неустойчивости траекторий ПМСВ [5-7]. В этих работах для ферритовой пленки со свободной поверхностью был рассмотрен частный случай поля сложной формы - продольно неоднородного типа “вала” с периодической модуляцией высоты, крутизны склонов и сдвига вершины. Было показано, что в таком поле траектории ПМСВ становятся неустойчивыми и вместо псевдосинусоидального (типичного в отсутствие модуляции) характера приобретают стохастический, проявляющийся в хаотических скачках амплитуды, частоты и фазы, выраженный тем сильнее, чем глубже модуляция. Был построен фазовый портрет траекторий ПМСВ и показано, что в отсутствие модуляции фазовая траектория всегда описывает один и тот же устойчивый цикл, форма которого близка к эллиптической. При наличии модуляции фазовый портрет размывается, приобретая вид множества разного размера наложенных друг на друга неправильных четырехугольников с вогнутыми сторонами и острыми углами. Был выявлен эффект “высвечивания” траекторий, проявляющийся в их обрыве при отклонении вектора фазовой скорости от нормали к направлению поля на величину, большую угла отсечки. Исследование зависимости максимальной (до обрыва) длины траекторий ПМСВ от пространственной частоты модуляции поля обнаружило сильно изрезанный характер этой зависимости с четко выраженными минимумами, когда пространственный период псевдосинусоидальной траектории ПМСВ равен целому, особенно четному числу периодов

модуляции. Сравнение эффективности различных видов модуляции по критерию минимальности длины высвечивания показало, что наиболее эффективной является модуляция крутизны склонов "вала", несколько менее эффективной - вершины "вала" и наименее эффективной - сдвига вершины "вала".

Результаты, полученные в этих работах, относятся к намагничиванию ферритовой пленки продольно неоднородным полем типа "вала". В то же время, представляет интерес вопрос о возможности проявления стохастического характера траекторий ПМСВ в ферритовой пленке или структуре на ее основе, намагниченной в плоскости поперечно неоднородным полем. Периодический характер, близкий к синусоидальному, в этом случае проявляют только обратные волны в структуре феррит-диэлектрик-металл (ФДМ), намагниченной поперечно неоднородным полем типа "вала". Это обстоятельство становится более важным в связи с ростом интереса к обратным волнам, обусловленным их необычными свойствами [8,9]. В работах [5-7] волна распространяется по псевдосинусоиде, ось которой перпендикулярна направлению постоянного поля, а параметры этого поля меняются по координате, совпадающей с направлением поля. В настоящей работе волна распространяется по псевдосинусоиде, ось которой параллельна полю, а параметры поля меняются по координате, перпендикулярной направлению поля.

Выберем систему координат $Oxuz$ таким образом, чтобы ее плоскость Oyz совпадала с плоскостью ферритовой пленки, а постоянное поле было направлено в этой плоскости вдоль оси Oz . Пусть постоянное поле имеет профиль типа "вала" и описывается формулой вида:

$$H_{z0} = H_0(1 - ay^2), \quad (1)$$

где: $H_0 = 437,5$ Э - однородная составляющая поля, $a = 0,0625$ см⁻² - параметр неоднородности поля. Выполним расчет для следующих параметров структуры ФДМ: намагниченность ферритовой пленки: $4\pi M_0 = 1750$ Гс, ее толщина $d = 15$ мкм, толщина слоя диэлектрика (зазор) $p = 10$ мкм. В такой геометрии, если угол φ между вектором фазовой скорости волны и осью координат Oy положителен, то обратные ПМСВ распространяются в сторону отрицательных значений z по псевдосинусоидальным траекториям, ось которых совпадает с координатной осью Oz . Будем считать далее, что $\varphi = 30^\circ$. Пусть постоянное поле промодулировано вдоль оси Oz с коэффициентом:

$$h_m = 1 + A_m \sin(2\pi z/p_m), \quad (2)$$

где: $A_m = 0,008$ - амплитуда модуляции, $p_m = 10$ см - период модуляции. Результирующее поле равно:

$$H_z = H_{z0} h_m = H_0(1 - ay^2)[1 + A_m \sin(2\pi z/p_m)], \quad (3)$$

то есть модулируется "вершина вала". Характер полученных траекторий, рассчитанных по методу Гамильтона-Аулда [3-7] иллюстрируется рис.1а,б - 3а,б.

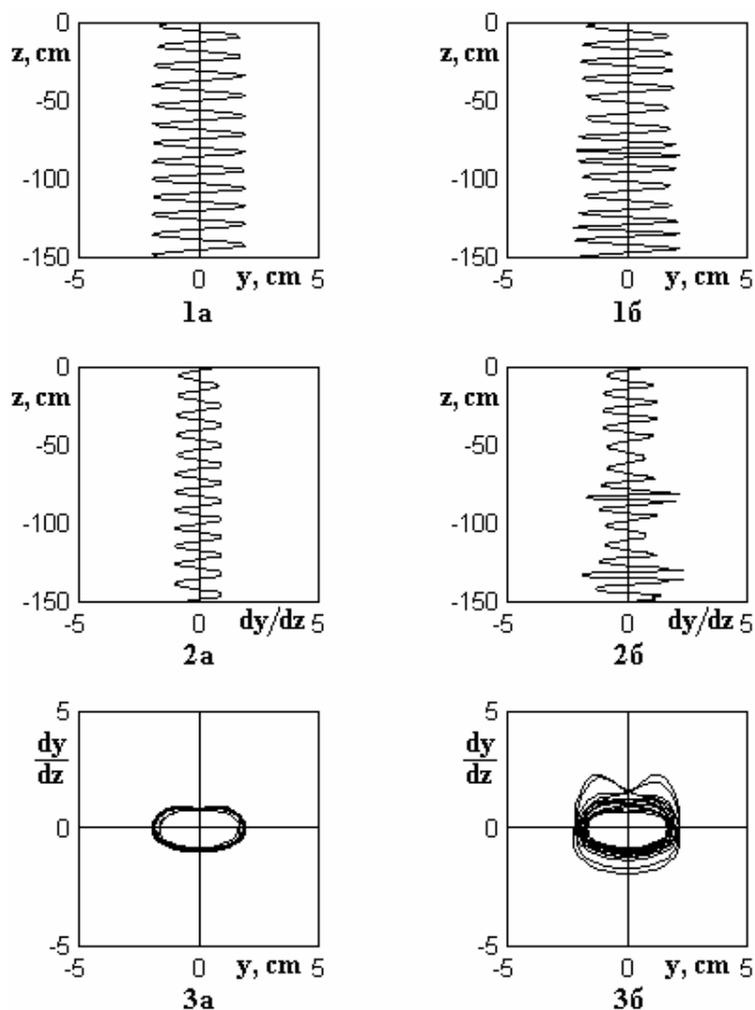


Рис.1-3.

На рис.1а показаны исходные траектории ПМСВ в отсутствие модуляции поля ($A_m = 0$). Волна распространяется сверху вниз и траектория имеет псевдосинусоидальный характер с постоянной амплитудой и фазой. На рис.1б показаны траектории ПМСВ в модулированном поле ($A_m \neq 0$). Волна распространяется также сверху вниз, однако псевдосинусоидальный характер траектории сильно искажен: амплитуда и фаза меняются хаотическим образом. На рис.2а и 2б показаны производные от траекторий dy/dz для тех же случаев: 2а - $A_m = 0$ кривая также псевдосинусоидальна с постоянной амплитудой и фазой, 2б - $A_m \neq 0$ - амплитуда и фаза кривой меняются хаотическим образом. На рис.3а и 3б показан фазовый портрет колебаний траекторий для тех же случаев. В отсутствие модуляции (3а - $A_m = 0$) фазовая траектория всегда описывает один и тот же устойчивый цикл, форма

которого близка к эллиптической. При наличии модуляции ($3\beta - A_m \neq 0$) - фазовый портрет размывается, приобретая вид множества разного размера наложенных друг на друга неправильных овальных структур, отражающих стохастический характер траекторий ПМСВ. Аналогично случаю продольно неоднородного поля [5-7] здесь также наблюдается эффект "высвечивания" траекторий, проявляющийся в их обрыве при отклонении вектора фазовой скорости от нормали к направлению поля на величину, большую угла отсечки. Характер зависимости максимальной (до обрыва) длины траектории ПМСВ от пространственной частоты модуляции также сильно изрезан и имеет минимумы, когда пространственный период псевдосинусоидальной траектории ПМСВ равен целому числу периодов модуляции. В отличие от случая продольно неоднородного поля, описываемый эффект несколько более критичен к начальным условиям (наблюдается в меньшем интервале по углу φ), что связано с большей критичностью псевдосинусоидального характера траекторий ПМСВ в поперечно неоднородном поле.

Таким образом, траектории обратных поверхностных ПМСВ, распространяющихся в структуре феррит-диэлектрик-металл, касательно намагниченной поперечно неоднородным периодически модулированным полем типа "вала", проявляют стохастическую неустойчивость, подобную аналогичной неустойчивости прямых ПМСВ в ферритовой пленке со свободной поверхностью.

- [1] В.С.Анищенко, А.Б.Нейман, Ф.Мосс, Л.Шиманский-Гайер, УФН **169**, 7 (1999).
- [2] A.V.Vashkovsky, E.H.Lock, V.I.Shcheglov, V.I.Zubkov, IEEE Trans. on Magn. **MAG-26**, 1480 (1990).
- [3] А.В.Вашковский, В.И.Зубков, В.И.Щеглов, Радиотехника и электроника **41**, 1413 (1996).
- [4] В.И.Зубков., В.И.Щеглов, Письма в ЖТФ **25**, 61 (1999).
- [5] В.И.Щеглов, Сборник трудов XVII Международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", Москва, 331 (2000).
- [6] В.И.Зубков, В.И.Щеглов, Письма в ЖТФ **27**, 90 (2001).
- [7] В.И.Щеглов, Сборник трудов XVIII Международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", Москва, 810 (2002).
- [8] В.Г.Веселаго, УФН **92**, 517 (1967).
- [9] I.V.Lindell, S.A.Tretyakov, K.I.Nikoskinen, S.Ilvonen, Micr. Opt. Tech. Lett. **31**, 129 (2001).

Кинетические эффекты в высокотемпературном ферромагнетике $(\text{Zn}, \text{Mn})\text{GeP}_2$

В.В.Попов, Г.А.Медведкин

Физико-Технический Институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

e-mail: Valeri.Popov@mail.ioffe.ru

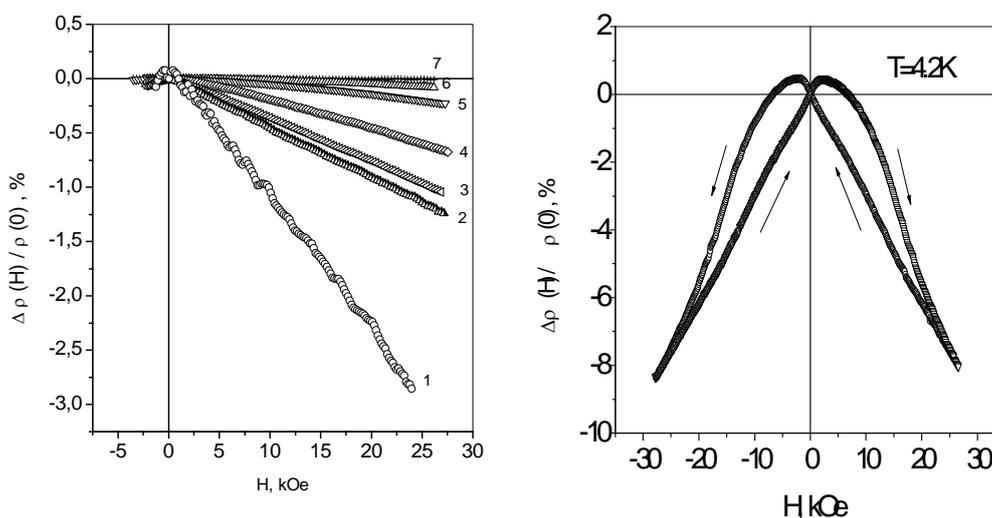
Магнитные полупроводники стали объектом повышенного внимания в последние несколько лет в связи с обнаружением высокотемпературного ферромагнетизма (ФМ) в полупроводниковых соединениях с алмазоподобной структурой. Такие материалы могут быть использованы для создания спиновых инжекторов в виде гетерослоев на кремнии, арсениде галлия и других III-V полупроводниковых подложках, которые могут применяться в оптоэлектронных и спинтронных приборах, работающих при комнатной температуре. Недавно были получены новые ФМ высокотемпературные полупроводники на основе соединений II-IV-V₂ с алмазоподобной структурой типа халькопирит. В настоящей работе сообщается об экспериментальном обнаружении аномальных транспортных свойств в высокотемпературном ФМ слое $(\text{Zn}, \text{Mn})\text{GeP}_2$ с повышенной концентрацией марганца. Исходный монокристалл ZnGeP_2 немагнитный, высокоомный, р-типа проводимости представлял собой оптически высококачественный образец, ориентированный в направлении [001], поверхность которого была подготовлена химико-механической полировкой. Ферромагнитные слои $(\text{Zn}, \text{Mn})\text{GeP}_2$ были выращены в установке молекулярно-пучковой эпитаксии путем осаждения 50 нм слоя металлического марганца на поверхность монокристаллической пластины и последовательного проведения твердофазной химической реакции замещения при 550°C, сопровождаемой диффузией. При этом концентрация марганца оказывается максимальной вблизи поверхности, а эффективная толщина обогащенного марганцем слоя лежит в пределах 0.5-3 мкм.

Зависимость продольного удельного сопротивления от температуры имеет типичный металлический характер – с понижением температуры ниже 300 К происходит падение сопротивления, с выходом на участок насыщения ниже 50 К. Тип носителей заряда в проводящем слое $(\text{Zn}, \text{Mn})\text{GeP}_2$, определенный по знаку диффузионной термоэдс при комнатной температуре, оказался дырочным. Этот результат аналогичен акцепторному действию Mn в GaAs и других соединениях III-V. Однако в ZnGeP_2 легирование марганцем может приводить к образованию как однократных акцепторов типа $\text{Mn}^{3+}_{\text{Ge}}$ так и двойных типа $\text{Mn}^{2+}_{\text{Ge}}$. Такие центры в ферромагнитном халькопирите могут генерировать две

свободные дырки (в отличие от GaAs, где Mn^{2+}_{Ga} акцептор генерирует одну дырку), что ведет к повышению концентрации носителей заряда. Как следует из экспериментальных данных, приведенных в литературе, возникновение высокотемпературного ФМ состояния в легированных марганцем полупроводниках обусловлено двумя факторами: увеличением концентрации магнитных примесных атомов, и ростом концентрации свободных носителей тока – дырок, так как марганец служит акцептором. Оно связывается с взаимодействием между локализованными магнитными моментами марганца через свободные дырки (косвенный обмен), что приводит к установлению магнитного порядка в спиновой системе атомов марганца.

Зависимость поперечного сопротивления ρ_{xy} от магнитного поля имеет нелинейный характер, что связано с проявлением аномального эффекта Холла в ФМ материалах, и объясняется возникновением анизотропии рассеяния носителей тока на магнитных моментах, ориентированных магнитным полем. Аномальная составляющая Холла наблюдается только при высокой концентрации носителей - в сильно вырожденных полупроводниках и металлах.

На рисунках представлено магнетосопротивление (МС) $\Delta\rho_{xx}(H)/\rho_{xx}(0)=[\rho_{xx}(H)-\rho_{xx}(0)]/\rho_{xx}(0)$: слева - в области высоких температур (Т, К: 1-77, 2-289, 3-304, 4-319, 5-341, 6-362, 7-393) а справа - при $T=4.2K$.



В области высоких температур МС линейно по магнитному полю, начиная уже с малых магнитных полей, и монотонно падает с повышением температуры, стремясь к нулю вблизи T_C . Как показывают многочисленные экспериментальные исследования ферромагнетиков,

отрицательный знак MC обычно связан с подавлением спинового разупорядочения внешним магнитным полем, причем характер температурной зависимости MC определяется магнитной структурой ферромагнетика. Так в материалах с колоссальным магнетосопротивлением на основе манганитов с кристаллической структурой перовскита [1], имеющих регулярную спиновую решетку, MC при низких температурах (достаточно далеко от температуры магнитного фазового перехода) невелико. С увеличением температуры MC растет, а при приближении к T_C может достигать колоссальных величин. Однако в кобальтитах со структурой перовскита, где дальний магнитный порядок отсутствует, и ферромагнетизм имеет кластерный характер, наблюдается монотонное уменьшение MC с приближением к T_C со стороны низких температур [2]. Подобное же поведение MC наблюдается и в нашем случае.

При низких температурах кривая зависимости сопротивления от магнитного поля приобретает явно выраженный гистерезисный характер, причем с понижением температуры более чем в два раза (до $T=1.8$ К) MC не изменяется. Такое поведение характерно для кластерных систем в которых с понижением температуры происходит замораживание магнитных моментов кластеров либо вследствие диполь-дипольного взаимодействия, либо из-за наличия магнитной анизотропии. Аномальный коэффициент Холла при этих температурах не обнаружен, что согласуется с теорией, согласно которой он стремится к нулю с понижением температуры.

Изменение характера MC при низких температурах сопровождается низкотемпературными аномалиями магнитных свойств. Низкотемпературная аномалия в зависимости магнитного момента от температуры ранее наблюдалась в аналогичном образце $ZnGeP_2$ с Mn: при $T=20\sim 50$ К величина магнитного момента образца начинала падать с понижением температуры [3]. В работе [4] аномальное поведение намагниченности при $T<50$ К было обнаружено в поликристаллическом $(Zn_{1-x}Mn_x)GeP_2$ с увеличением концентрации Mn выше $x=0.045$. Сопоставляя эти данные с нашими, можно сделать вывод что все эти аномалии связаны с замораживанием магнитных моментов ФМ кластеров при $T<80$ К. Наличие кластеров Mn ионов с ФМ упорядочением подтверждается последними исследованиями электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) и обнаружением в $(Zn,Mn)GeP_2$ аномально большой дисперсии резонансных сигналов широких линий [3, 5]. Уширение линий тонкой структуры происходит например за счет обменных взаимодействий между ионами Mn. В [3] также предполагается, что тонкая структура в спектрах ЭПР частично усреднена благодаря сильным обменным взаимодействиям, что связывается с образованием наноразмерных (или атомных) кластерных

образований ионов Mn с окружающими ионами Zn, Ge, P, и/или точечными дефектами типа V_{Zn} , представленными в кристаллах $ZnGeP_2$ и $(Zn,Mn)GeP_2$ в высокой концентрации.

Таким образом, совокупность наблюдаемых экспериментальных результатов можно объяснить возникновением магнитоупорядоченной кластерной структуры в обогащенном марганцем поверхностном слое $ZnGeP_2$. Прежде всего на кластерную природу ФМ упорядочения указывает характер температурной зависимости МС при высоких температурах, а также переход к гистерезисному виду МС при низких температурах. Из-за флуктуаций распределения примеси, ФМ упорядочение возникает в первую очередь в областях с повышенной концентрацией атомов Mn. В свою очередь, такие кластеры могут захватывать дырки, обедняя соседние области и препятствуя распространению равномерного ФМ упорядочения на весь объем [6]. При этом образование «металлического» состояния во всем объеме поверхностного слоя может происходить при меньшей концентрации носителей, чем это необходимо для поддержания ФМ порядка, возникающего в областях с повышенной концентрацией марганца. Так как концентрация Mn убывает с удалением от поверхности, средний размер кластеров также должен изменяться. Распределение кластеров по размеру делает возможным как ФМ вклад крупных кластеров, так и суперпарамагнитный вклад более мелких кластеров в общий магнитный момент. На такую возможность указывает постепенное возрастание магнитного момента образца с понижением температуры в интервале 180~318 К [3], и разный ход зависимостей магнитного момента при охлаждении образца в режиме нулевого магнитного поля и в сильном магнитном поле.

Работа частично поддержана грантом комитета по науке и высшей школе Санкт-Петербурга (тема №8В145) и грантом Президента РФ (НШ-2200.2003.2).

- [1] P. Schiffer, A.P. Ramirez, W. Bao, et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 3336 (1995).
- [2] N. Gayathri, A.K. Raychaudhuri, S.K. Tiwary et al., Phys. Rev. B **56**, 1345 (1997).
- [3] G.A. Medvedkin, P.G. Baranov, S.I. Goloshchapov, J. Phys. Chem. Sol. **64**, 1691 (2003).
- [4] S. Cho, S. Choi, G.-B. Cha et al. Phys. Rev. Lett. **88**, 257203 (2002).
- [5] П.Г. Баранов, С.И. Голошапов, Г.А. Медведкин и др. Письма в ЖЭТФ **77**, 686 (2003).
- [6] Э.Л. Нагаев, Физика магнитных полупроводников, Наука, Москва, 1979.

Исследование распространения ультразвуковых волн в критической области гадолиния

Х.И.Магомедгаджиев

Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия

e-mail: hasbulat@rambler.ru

Во всей критической области магнитоупорядоченных кристаллов определяющую роль в формировании критической динамики играют четырехспиновые корреляции, которые могут быть изучены ультразвуковыми методами [1,2]. Преимуществом ультразвуковых методов является не только возможность исследования четырехспиновых корреляций, но и одновременность измерения статических и динамических свойств. Измерения термодинамической скорости звука дает информацию о равновесных свойствах, а поглощения - динамических. Обстоятельством, усиливающим интерес к ультразвуковым исследованиям, служит и то, что упругие волны оказывают влияние на спиновую систему не непосредственно, а через спин-фононное взаимодействие магнитострикционной природы. В зависимости от природы и характера обменного взаимодействия различают три типа связи между звуковыми волнами и спиновой системой [3]. В магнитных металлах, где в обменном взаимодействии участвуют как локализованные ($3d$ и $4f$), так и коллективизированные (s) электроны, доминирует квадратичная связь со спиновыми флуктуациями. В магнитных изоляторах обменное взаимодействие является короткодействующим, и звуковые волны в основном взаимодействуют с флуктуациями плотности спиновой энергии - линейная связь со спиновым гамильтонианом. Как и диэлектрических, так и металлических магнитоупорядоченных кристаллах ниже критической температуры проявляется линейная связь с параметром порядка, которая приводит к известному механизму аномального распространения звуковых волн - механизму Ландау-Халатникова. Первые два типа связи приводят к флуктуационному механизму, а третий к релаксационному.

В связи с этим, а так же с целью изучения всех трех типов связи звуковых волн с внутренними степенями свободы спиновой системы в данной главе обсуждаются результаты экспериментального изучения скорости распространения и поглощения УЗ-волн в редкоземельном - гадолинии с простым ферромагнитным упорядочением. Интерес к исследованию гадолиния усиливается и его особым положением, который он занимает в ряду редкоземельных металлов.

Исследованию динамических критических свойств гадолиния посвящены работы [4,5] в которых показано, что в зависимости от чистоты образца Gd может быть классифицирован либо как изотропный, либо как одноосный гейзенберговский ферромагнетик. Эти сведения были

получены из экспериментов по критическому распространению ультразвуковых волн, так как гадолиний не является объектом, удобным для использования традиционных методов (рассеяние нейтронов, динамическая восприимчивость, ЭПР) изучения критической динамики.

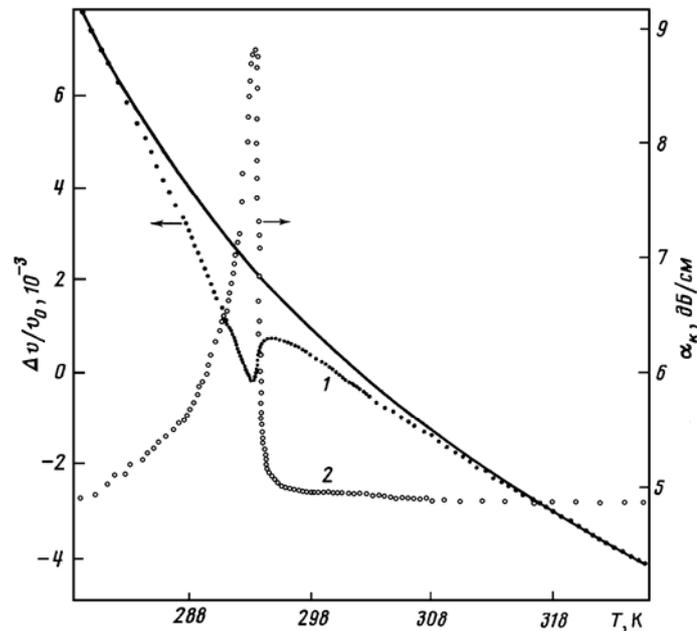
Кроме того, имеющиеся в литературе экспериментальные данные, хотя и охватывают широкий интервал температур и частот, позволяют исследовать динамику критических флуктуаций только в гидродинамическом районе.

Для изучения закономерностей распространения УЗ-волн в критическом районе необходимы измерения в непосредственной окрестности T_c , что естественно повышает требования к проведению эксперимента. В частности, стабилизация температуры и температурный шаг не должны быть хуже 10^{-4} и 10^{-3} К.

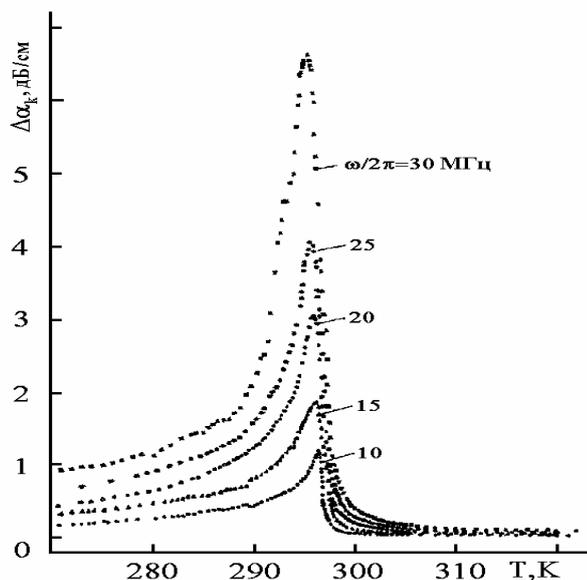
Критического района можно достигнуть и увеличением частоты, однако в этом случае резко возрастает суммарное поглощение, ограничивающее проведение измерений в упорядоченной фазе при $\omega\tau=1$. В этой связи оптимальными интервалами экспериментального изучения критической динамики гадолиния являются: $5 \div 30$ МГц и $10^{-4} \div 10^{-1}$.

На первом рисунке приведены типичные температурные зависимости поглощения и изменения скорости продольных ультразвуковых волн, распространяющихся вдоль c -оси (гексагональной) гадолиния. Как видно из этих рисунков, критическая область занимает очень узкий температурный интервал, при этом заметим, что температуры, на которые приходятся максимум α_k и минимум $\Delta v/v$ не совпадают друг с другом. Более того, эти температуры, которые приходятся на максимум поглощения и минимум изменения скорости, изменяются в зависимости от изменения частоты.

На следующем рисунке приведены температурные зависимости поглощения для различных частот, из которого видно, что с ростом частоты α увеличивается по абсолютной величине и температура перехода смещается в сторону низких температур. Согласно [6] максимальное поглощение наблюдается при $\omega\tau=1$, а в магнито-упорядоченной фазе связано $\tau \sim (1/T - T_c)$, откуда видно, что при $T \rightarrow T_c$ $\tau \rightarrow \infty$, тогда при $\omega \neq 0$ пик поглощения смещается в сторону низких температур.



Характерной особенностью частотной зависимости поглощения является не только увеличение по абсолютной величине α_k и смещение его максимума в сторону низких температур с ростом частоты, но и отсутствие релаксационных аномалий, обусловленных тривиальными эффектами взаимодействия звуковых волн с доменными стенками. В металлических ферромагнетиках, где обменное взаимодействие носит дальнедействующий характер, аномальная часть обусловлена взаимодействием упругих волн с флуктуациями параметра порядка (намагниченности). Флуктуации намагниченности в спиновой системе при приближении к T_c возрастают из-за наличия спин-фононного взаимодействия объемно-магнотриксционной природы. Эти флуктуации приводят к возникновению случайных сил, которые в свою очередь оказывают влияние на акустические моды и тем самым приводят к аномальному поглощению ультразвуковых волн. Флуктуации обуславливают не только аномальное поглощение, но и приводят к критическому изменению скорости.



1. Luthi B., Moran T.J., Pollina R.J. Sound propagation near magnetic phase transitions. // J.Phys.Chem.Solids.- 1970.- 31.- P.1741 - 1778.
2. Tani K., Mori H. Ultrasonic attenuation near the magnetic critical point. // Progr.Theor.Phys.- 1968.- 39,№ 4.- P.876-890.
3. Kawasaki K. Ultrasonic attenuation and phase transitions. // Proc. conf. Internal friction and ultrasonic attenuation in solids.- Tokyo: University of Tokyo Press, 1977.- P.29 - 36.
4. Long M., Wazzan A.R., and Stern K. Magneto-Elastic Interactions in Gadolinium. // Phys. Rev.1969.- 178.- P.775-780.
5. Salamon M.B.,and Simons D.S. Evidence for a Second Magnetic Phase Transition in Gadolinium.// Phys. Rev. B7, - 1973. P.229.
6. Ландау Л.Д., Халатников И.М. Об аномальном поглощении звука вблизи точек фазового перехода второго рода.// ДАН СССР.- 1954.- 96,№ 3.- С.469 - 475.

Влияние анизотропии поверхностного сцепления на фазовые переходы в ферронематиках

Д.В.Балдин, А.Н.Захлевных

Пермский государственный университет, Пермь, Россия

e-mail: baldin@zmuperm.ru

В классической работе Брошар и де Жена [1], положившей начало теории ферронематиков (ФН), сцепление магнитных частиц с жидкокристаллической матрицей предполагалось абсолютно жестким. В реальных ФН это не так, и позднее в работе [2] был предложен потенциал мягкого поверхностного сцепления, позволяющий рассматривать поля директора \mathbf{n} и намагниченности \mathbf{m} как независимые переменные

$$F_{anch} = \frac{Wf}{d} (\mathbf{nm})^2. \quad (1)$$

Здесь W представляет собой анизотропную часть энергии поверхностного натяжения, называемую энергией сцепления, f – объемная доля магнитных частиц в суспензии, d – диаметр частиц. При $W > 0$ выражение (1) отвечает гомеотропному сцеплению частиц с матрицей, при котором в отсутствие внешних полей $\mathbf{m} \perp \mathbf{n}$.

С феноменологической точки зрения (1) является аналогом известного в физике жидких кристаллов (ЖК) потенциала Рапини, описывающего взаимодействия ЖК с ограничивающими поверхностями. Известно, что в случае гомеотропного сцепления в сильном поле потенциал Рапини недостаточно хорош и может быть обобщен путем учета следующего члена разложения по $(\mathbf{nm})^2$. Нами для описания взаимодействия ЖК и внедренных в него магнитных частиц предложен потенциал

$$F_{anch} = \frac{Wf}{d} (\mathbf{nm})^2 \left[1 - \zeta (\mathbf{nm})^2 \right], \quad (2)$$

где ζ – дополнительный параметр поверхностной анизотропии четвертого порядка; в случае $\zeta = 0$ потенциал (2) сводится к (1). Модификационный параметр ζ может принимать как положительные, так и отрицательные значения.

В неограниченном ФН в отсутствие поля \mathbf{H} директор \mathbf{n} и единичный вектор намагниченности \mathbf{m} являются пространственно однородными и $\mathbf{m} \perp \mathbf{n}$ вследствие $W > 0$. Выберем плоскость векторов \mathbf{n} и \mathbf{m} в качестве плоскости (x, y) . Приложенное магнитное поле $\mathbf{H} = (0, H, 0)$ вызывает искажение исходного состояния ФН, ориентируя магнитные частицы вдоль \mathbf{H} , но вследствие $\chi_a > 0$ директор \mathbf{n} тоже стремится уста-

новиться параллельно \mathbf{H} . Из-за гомеотропных условий сцепления частиц с директором два указанных ориентационных механизма конкурируют, стремясь повернуть ориентационную структуру ФН в противоположных направлениях. Опуская несущественную для неограниченного ФН плотность энергии неоднородности поля директора, запишем объемную плотность свободной энергии ФН

$$F = -\frac{1}{2} \chi_a (\mathbf{nH})^2 - M_s f \mathbf{mH} + \frac{W}{d} f (mn)^2 \left[1 - \zeta (mn)^2 \right]. \quad (5)$$

Здесь χ_a – анизотропия диамагнитной восприимчивости, M_s – намагниченность насыщения материала магнитных частиц, \mathbf{m} – единичный вектор намагниченности $\mathbf{M} = M_s f \mathbf{m}$ ферронематика.

Под действием поля $\mathbf{H} = (0, H, 0)$ исходная ориентационная структура ФН искажается и векторы \mathbf{n} и \mathbf{m} можно искать в виде

$$\mathbf{n} = (\cos \varphi, \sin \varphi, 0), \quad \mathbf{m} = (-\sin \psi, \cos \psi, 0). \quad (6)$$

Таким образом, угол между направлениями \mathbf{n} и \mathbf{m} меняется под действием внешнего поля \mathbf{H} вследствие конечной энергии сцепления W .

Выбирая в качестве единицы напряженности поля величину $H_0 = M_s f / \chi_a$, представляющую собой характерное поле [3] смены режима упорядочения от дипольного к квадрупольному, так что $H = H_0 h$, где h – безразмерная напряженность поля, получаем

$$F = \chi_a H_0^2 \left\{ -\frac{1}{2} h^2 \sin^2 \varphi - h \cos \psi + \sigma \sin^2 (\varphi - \psi) \left[1 - \zeta \sin^2 (\varphi - \psi) \right] \right\}. \quad (8)$$

Здесь введено обозначение $\sigma = W \chi_a / (M_s^2 f d)$ для безразмерной энергии сцепления магнитных частиц с ЖК-матрицей. Будем полагать $\sigma > 0$, так что в отсутствие магнитного поля директор ориентируется перпендикулярно главным осям частиц $\mathbf{m} \perp \mathbf{n}$, обеспечивая гомеотропные условия сцепления.

Минимизация свободной энергии (8) по φ и ψ дает условия равновесия ФН:

$$\partial F / \partial \varphi = \partial F / \partial \psi = 0. \quad (9)$$

Подставляя в (9) явный вид свободной энергии (8), находим

$$h \sin 2\varphi = 2 \sin \psi, \quad (10)$$

$$h \sin \psi = \sigma (1 - \zeta) \sin 2(\varphi - \psi) - \frac{\sigma \zeta}{2} \sin 4(\varphi - \psi). \quad (11)$$

Система уравнений ориентационного равновесия (10), (11) имеет следующие решения, отвечающие однородным ферронематическим фазам.

Фаза I, в которой $\varphi = \psi = 0$, т.е. $\mathbf{n} = (1, 0, 0)$, $\mathbf{m} = (0, 1, 0)$, характеризуется гомеотропным сцеплением магнитных частиц с директором, так

как в ней частицы ориентированы по полю $\mathbf{H} = (0, H, 0)$, директор ортогонален полю. *Гомеотропная ФН фаза I* устойчива при $h \leq h_{\perp}$, где

$$h_{\perp} = -\sigma + \sqrt{\sigma^2 + 2\sigma}. \quad (14)$$

Фаза II, в которой $\varphi = \varphi_0(h, \sigma, \zeta)$, $\psi = \psi_0(h, \sigma, \zeta)$ – т. н. *угловая фаза ФН*. Здесь φ_0 и ψ_0 – углы ориентации директора и намагниченности, значения которых зависят от напряженности поля и материальных параметров ФН и определяются нетривиальными решениями уравнений (10), (11). Фаза II устойчива в диапазоне полей $h_{\perp} \leq h \leq h_{\parallel}$, где

$$h_{\parallel} = \sigma(1 - 2\zeta) + \sqrt{\sigma^2(1 - 2\zeta)^2 + 2\sigma(1 - 2\zeta)}. \quad (17)$$

Фаза III, в которой $\varphi = \pi/2$, $\psi = 0$, т.е. $\mathbf{n} = (0, 1, 0)$, $\mathbf{m} = (0, 1, 0)$. В этой фазе условия сцепления магнитных частиц с директором являются планарными, так как и директор, и магнитные частицы ориентированы по полю $\mathbf{H} = (0, H, 0)$. Эта *планарная ФН фаза III* термодинамически устойчива при $h \geq h_{\parallel}$.

При $\zeta = 0$ (см. [7]), в слабых полях ($h \leq h_{\perp}$) устойчиво ФН состояние I, в котором $\mathbf{m} \parallel \mathbf{H} \perp \mathbf{n}$, т.е. состояние с гомеотропными условиями сцепления магнитных частиц с матрицей. Иными словами, любое сколь угодно слабое поле ориентирует ФН таким образом, что вектор намагниченности \mathbf{m} поворачивается в направлении поля. В этой фазе упорядочение ФН осуществляется дипольным механизмом. При достижении полем h порогового значения h_{\perp} это состояние сменяется ФН фазой II, в которой векторы \mathbf{H} , \mathbf{m} и \mathbf{n} компланарны, а углы $0 < \psi_0, \varphi_0 < \pi/2$ ориентации намагниченности и директора относительно поля \mathbf{H} определяются выражениями (10), (11) и являются функциями материальных параметров ФН и напряженности поля. В фазе II при увеличении напряженности поля функция $\varphi_0(h)$ монотонно возрастает от нуля при $h = h_{\perp}$ до $\pi/2$ при $h = h_{\parallel}$, в то время как угол $\psi_0(h)$, начиная с $h = h_{\perp}$, увеличивается, достигая максимума при $h = (2\sigma)^{1/2}$, а затем уменьшается до нуля при $h = h_{\parallel}$. Таким образом, ФН состояние II является результатом конкуренции дипольного (при котором $\mathbf{m} \parallel \mathbf{H}$) и квадрупольного ($\mathbf{n} \parallel \mathbf{H}$) упорядочения. В этой ФН фазе происходит изменение условий сцепления магнитных частиц с матрицей от гомеотропных к планарным, т.е. директор поворачивается по направлению поля вследствие $\chi_a > 0$ и конечной энергии сцепления σ . При $h = h_{\parallel}$ состояние II сменяется состоянием III, в котором $\mathbf{m} \parallel \mathbf{n} \parallel \mathbf{H}$, т.е. в фазе III квадрупольный механизм проявляет себя в полной мере, наряду с дипольным. Поле h_{\parallel} имеет

смысл так называемого *поля насыщения* [3]. Заметим, что оба описанных выше перехода являются переходами второго рода (роль параметра порядка при переходах играет величина $\sin^2 \varphi_0$).

При значениях $\zeta > 0$ потенциал F_{anch} становится более пологим и с ростом ζ появляется возможность перехода между угловой и планарной ФН фазами по типу фазового перехода первого рода. Это показано на рис. 1 и 2 для значений $\sigma = 0.25$, $\zeta = 0.4$ ($h_{\perp} = 0.5$, $h_{\parallel} = 0.370$, параметры перехода первого рода $h_c = 0.555$, $\varphi_c = 0.605$, $\psi_c = 0.263$).

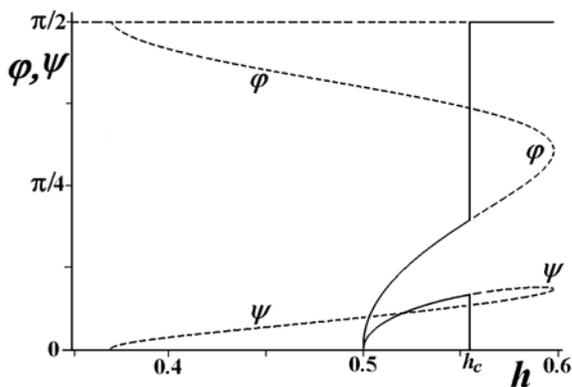


Рис. 1

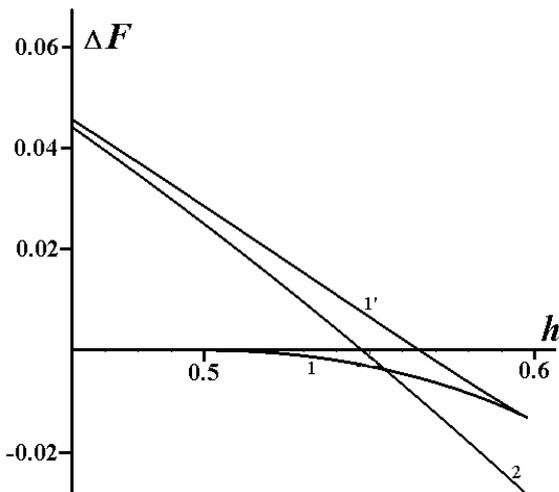


Рис. 2

образным изменением угла поворота директора от значения $\varphi = \varphi_c = 0.605$ до $\pi/2$ и угла ориентации намагниченности от $\psi = \psi_c = 0.263$ до нуля.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов PE-009-0 CRDF и E02-3.2-261 Минобразования и науки РФ.

1. F.Brochard, P.G. de Gennes, J. de Physique **31**, 691 (1970).
2. S.V.Burylov, Y.L.Raikher, Phys. Rev. E **50**, 358 (1994).
3. A.N.Zakhlevnykh, J. Magn. and Magn. Mater. **269**, 238 (2004).

На рис. 1 показаны углы ориентации директора φ и намагниченности ψ , на рис. 2 – свободные энергии гомеотропной (ось абсцисс), угловой (кривые 1 и 1') и планарной (кривая 2) фаз ФН как функции напряженности магнитного поля h . Свободная энергия гомеотропной фазы выбрана за начало отсчета свободной энергии. Поскольку устойчивая фаза обладает меньшей свободной энергией, то из рис. 2 видно, что при $h \leq h_{\perp} = 0.5$ устойчива гомеотропная фаза, для которой $\varphi = \psi = 0$, т. е. $\mathbf{n} \perp \mathbf{m} \parallel \mathbf{H}$. При $h_{\perp} < h \leq h_c = 0.555$ устойчива угловая фаза ($\varphi \neq 0$, $\psi \neq 0$), а при $h > h_c$ – планарная фаза ($\varphi = \pi/2$, $\psi = 0$, т. е. $\mathbf{n} \parallel \mathbf{m} \parallel \mathbf{H}$). В точке $h = h_c$ происходит переход первого рода между угловой и планарной фазами, сопровождаемый скачкообразным изменением угла поворота директора от значения $\varphi = \varphi_c = 0.605$ до $\pi/2$ и угла ориентации намагниченности от $\psi = \psi_c = 0.263$ до нуля.

Киральные фазовые переходы в геликоидальных магнетиках и слоистых треугольных антиферромагнетиках: ренормгрупповой подход в старших приближениях

К.Б.Варнашёв

*Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: kvarnash@kv8100.spb.edu*

Исследование критического поведения трёхмерных фрустрированных спиновых систем с неколлинеарным порядком, к числу которых, в частности, относятся геликоидальные магнетики (ГМ: Ho , Dy и Tb) и слоистые треугольные антиферромагнетики (СТА: CsMnBr_3 или CsVCl_3), представляет собой актуальную научную задачу. Несмотря на большое количество информации, накопившейся в ходе проведённых в последние годы теоретических и экспериментальных исследований, критическое поведение указанных выше систем всё ещё остаётся неясным. Так различные теоретико-полевые подходы, основанные на методе ренормализационной группы (РГ), методы компьютерного моделирования на решётках (Monte Carlo simulations), а также данные физических экспериментов предсказывают разные сценарии критического поведения. Несмотря на то, что эксперименты указывают на непрерывные фазовые переходы, имеются существенные расхождения в значениях критических индексов, измеренных для различных материалов, принадлежащих, однако, одному классу универсальности. Таким образом, возникает резонный вопрос, а является ли вообще поведение гелимагнетиков и СТА универсальным [1].

Первые теоретико-полевые РГ исследования киральных фазовых переходов были начаты в работе Кавамуры [2]. В рамках двухпетлевого приближения метода ϵ разложений Вильсона-Фишера было предсказано, что ГМ и СТА испытывают в трёхмерном пространстве непрерывные фазовые переходы, контролируемые специфическим набором критических индексов [2]. Эти предсказания были подтверждены методом компьютерного моделирования на решётках [3]. Однако, выполненный позднее детальный анализ модели в рамках более высокого, трёхпетлевого, приближения опроверг предсказания "низших петель", и показал, что киральные упорядоченные состояния в ГМ и СТА могут возникать только за счёт переходов первого рода [4]. В пользу таких выводов говорят исследования, проведённые недавно методом

"точной" теоретико-полевой РГ [5] и методом моделирования РГ потоков на решётке [6].

В недавней работе Пелиссетто и Викари [7] было обнаружено, что учёт четырёх-, пяти- и шестипетлевых вкладов в уравнениях РГ киральной модели резко меняет ситуацию. На фазовой диаграмме РГ потоков для физически важных значений параметра порядка $N=2$ и $N=3$ возникает устойчивая киральная фиксированная точка, определяющая новый класс универсального поведения исследуемых систем, причём эта точка не связана "генетически" с устойчивым узлом, предсказанным Кавамурой. Позже было установлено, что устойчивая киральная фиксированная точка является фокусом [8]. Последнее, в частности, может объяснять имеющийся в литературе сильный разброс значений координат киральной фиксированной точки при компьютерном моделировании и значений эффективных критических индексов, известных из физических экспериментов; приближение к киральной фиксированной точке происходит по сложной фокусной траектории.

В настоящей работе мы исследуем более общую трёхзарядную теоретико-полевую модель фазовых переходов, которая, однако, включает в себя киральную модель, описывающую критические явления в трёхмерных ГМ и СТА. Флуктуационный гамильтониан модели выглядит [4]:

$$H = \int d^3x \left[\frac{1}{2} (m_0^2 \phi_i \phi_i^* + \partial_\mu \phi_i \partial_\mu \phi_i^*) + \frac{1}{4!} (u_0 \phi_i \phi_i^* \phi_j \phi_j^* + v_0 \phi_i \phi_i^* \phi_i^* \phi_i^* + w_0 \phi_i \phi_i^* \phi_j^* \phi_j^*) \right], \quad (1)$$

где поле ϕ_i – комплексный векторный параметр порядка ($i=1, 2, \dots, N$) в трёхмерном пространстве, а $m_0^2 \sim T - T_c$. u_0 , v_0 и w_0 – затравочные константы связи, являющиеся количественными характеристиками изотропного, кубического и кирального взаимодействий в гамильтониане (1), соответственно.

В нашей работе количественная теория критического поведения модели (1) строится в рамках четырёхпетлевого приближения метода трёхмерной РГ [9]. Мы выводим четырёхпетлевые РГ разложения для β -функций и критических индексов при произвольных N . Используя обобщённую на трёхпараметрические ряды технику суммирования рядов Паде-Бореля-Леруа, мы вычисляем координаты всех нетривиальных фиксированных точек [в модели (1) их 7] и эффективные критические индексы. Устойчивость фиксированных точек модели определяется методом построения локальных фазовых потоков РГ уравнений в их непосредственной окрестности. Мы также вычисляем

значения нижней N_{c2} и верхней N_{c3} критических размерностей параметра порядка, задающих различные режимы критического поведения киральных фазовых переходов. Наконец, мы строим глобальный фазовый портрет РГ траекторий модели на трёхпараметрической фазовой диаграмме в трёхмерном пространстве.

Наши основные выводы сформулированы ниже.

1. На трёхмерной фазовой диаграмме РГ потоков нет абсолютно устойчивой фиксированной точки ни при каких значениях N , имеются лишь точки типа "седло-узел".
2. Для физически важного случая $N=2$ в плоскости u - w модели (1), имеющей отношение к киральным фазовым переходам, существует устойчивая фиксированная точка – киральная фиксированная точка – с координатами $u^*=1.689(5)$ и $w^*=-0.805(10)$. Поскольку эта фиксированная точка лежит в IV квадранте плоскости u - w , то непрерывные фазовые переходы в материалах с планарными спинами (ГМ) возможны лишь в тривиальные упорядоченные состояния, т. е. в синусоидальные линейно поляризованные фазы. Нетривиальные геликоидальные упорядоченные состояния, описываемые u - w киральной моделью при $u^*>0$ и $w^*>0$, могут достигаться только за счёт переходов I рода.
3. Для физически важного случая $N=3$ в плоскости u - w модели (1) не найдено никаких устойчивых решений уравнений РГ во всей области положительной определённости соответствующего затравочного гамильтониана. Имеется лишь гейзенберговская фиксированная точка, устойчивая на оси.

На этой стадии наши результаты согласуются качественно и количественно с предсказаниями низших (двух- и трёхпетлевых) приближений [4], а также с выводами, сделанными на основе метода точной РГ [5] и компьютерного моделирования [6]. Однако в рамках четырёхпетлевого приближения мы получаем существенно новые количественные предсказания [9] относительно критических размерностей параметра порядка по сравнению с данными трёхпетлевого анализа. Именно,

1. Нижняя критическая размерность параметра порядка оказывается равной $N_{c2} = 2.013(11)$, против трёхпетлевой оценки $N_{c2} = 2.03(1)$ [4].
2. Верхняя критическая размерность параметра порядка оказывается равной $N_{c3} = 6.5(15)$. Для сравнения, трёхпетлевое приближение [4] даёт оценку $N_{c3} = 3.91(1)$ в рамках трёхмерной

РГ и оценку $N_{c3} = 3.39$ в рамках метода ϵ разложений. При $N > N_{c3}$ на фазовой диаграмме РГ потоков существует устойчивая киральная фиксированная точка, определяющая новый класс универсального поведения упомянутых выше ГМ и СТА со специфическими критическими индексами.

Полученные нами численные оценки критических размерностей параметра порядка киральной u - w модели, отделяющих различные режимы критического поведения ГМ и СТА, хорошо согласуются с имеющимися данными компьютерного моделирования [6] и результатами, полученными в рамках существенно иных теоретических подходов [1,5], в том числе тех, которые используют степенные разложения РГ функций модели максимальной длины [7,8].

- [1] H.Kawamura, J. Phys.: Condens. Matter **10**, 4707 (1998); A.Pelissetto and E.Vicari, Phys. Rep. **368**, 549 (2002); B.Delamotte, D.Mouhanna, and M.Tissier, cond-mat/0309101.
- [2] H.Kawamura, Phys. Rev. B **38**, 4916 (1988).
- [3] H.Kawamura, J. Appl. Phys. **63**, 3086 (1988); H.T.Diep, Phys. Rev. B **39**, 397 (1989).
- [4] S.A.Antonenko and A.I.Sokolov, Phys. Rev. B **49**, 15901 (1994); S.A.Antonenko, A.I.Sokolov, and K.B.Varnashev, Phys. Lett. A **208**, 161 (1995).
- [5] M.Tissier, B.Delamotte, and D.Mouhanna, , Phys. Rev. Lett. **84**, 5208 (2000); Phys. Rev. B **67**, 134422 (2003).
- [6] M.Itakura, J. Phys. Soc. Jap. **72**, 74 (2003).
- [7] A.Pelissetto, P.Rossi, E.Vicari, Phys. Rev. B **63**, 140414 (2001).
- [8] P.Calabrese, E.V.Orlov, P.Parruccini, A.I.Sokolov, Phys. Rev. B **67**, 0244-13 (2003).
- [9] K.B.Varnashev, "Four-loop renormalization group functions of \square^4 -theory with $O(N)$ -symmetric, cubic, and "chiral" interactions in three dimensions". Preprint: SpbU-IP-00-12 (2000).

О спектрах микроволновых колебаний 0-градусной доменной границы в кубическом ферромагнетике

Р.М.Вахитов, Е.И.Сергеев

Башкирский государственный университет, Уфа, Россия

e-mail: VakhitovRM@bsu.bashedu.ru

До недавнего времени считалось, что в спектре спин-волновых возбуждений 180-градусной доменной границы (ДГ) одноосного ферромагнетика имеется три ветви: две низкочастотные голдстоуновские моды, отвечающие трансляционным колебаниям ДГ и одна высокочастотная мода Гилинского, соответствующая колебаниям магнитных моментов, локализованных вблизи ДГ с амплитудой, неограниченно убывающей по мере удаления от ее центра [1]. Однако, исследования, проведенные в [2-4], показали, что спектр собственных колебаний ДГ имеет более сложный вид и содержит ряд особенностей (наличие дополнительных высокочастотных ветвей, корневая особенность трансляционной моды и т.д.), которые существенно зависят как от вида анизотропии, так и от топологии ДГ.

В то же время, из анализа доменной структуры в кубических ферромагнетиках с наведенной одноосной анизотропией следует, что вблизи спин-переориентационного фазового перехода в области сосуществования магнитных фаз возникают решения уравнений Ландау-Лифшица, которым соответствуют 0-градусные ДГ. Они представляют собой магнитные неоднородности, разделяющие между собой области ферромагнетика с одинаковым направлением вектора намагниченности \mathbf{M} в доменах [5]. Как показывают расчеты 0-градусные ДГ локализуются в области дефектов и играют основную роль в процессах спиновой переориентации магнетика от одного состояния к другому [6]. В связи с этим представляет интерес исследование спектра микроволновых возбуждений 0-градусной ДГ в кубическом ферромагнетике с наведенной вдоль оси [111] одноосной анизотропией (пластина (111)) при наличии в нем дефектов. Полная энергия такого магнетика рассматривается с учетом обменного взаимодействия, диполь-дипольного взаимодействия, наличия комбинированной анизотропии, а также дефекта и будет иметь вид

$$E = \int_V (\varepsilon_{ex} + \varepsilon_a + \varepsilon_{d-d} + \varepsilon_{def}) dv, \quad (1)$$

$$\varepsilon_{ex} = A \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x_i} \right)^2, \quad \varepsilon_a = K_1 (m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) + K_u (\mathbf{m}\mathbf{n})^2,$$

$$\varepsilon_{d-d} = -\frac{M_s}{2} (\mathbf{m}\mathbf{H}^d) \quad (2)$$

Здесь M_s - намагниченность насыщения, A , K_u , K_I - константы обменного взаимодействия, одноосной и кубической анизотропии, соответственно, \mathbf{m} – единичный вектор намагниченности ($\mathbf{m}=\mathbf{M}/M_s$), \mathbf{n} – единичный вектор, направленный вдоль оси [111]. \mathbf{H}^d – размагничивающее поле, которое находится из уравнений магнитостатики

$$\operatorname{div}(\mathbf{H}^d + 4\pi\mathbf{M}) = 0, \operatorname{rot}\mathbf{H}^d = 0 \quad (3)$$

В качестве дефекта, стабилизирующего структуру 0-градусной ДГ, рассмотрено пластинчатое магнитное включение [6], представляющее область магнетика, на котором параметры материала имеют значения, отличные от таковых в матрице, то есть зависят от координаты в виде

$$R(y) = \begin{cases} R + \Delta R, & |y| \leq l/2 \\ R, & |y| > l/2 \end{cases} \quad (4)$$

где l -размер дефекта, $R = \{A, K_u, K_I\}$.

Спин-волновые возбуждения ДГ ферромагнетика описываются уравнениями магнитодинамики Ландау-Лифшица для вектора намагниченности

$$\frac{1}{\gamma} \dot{\mathbf{M}} = \mathbf{M} \times \frac{\delta E}{\delta \mathbf{M}} \quad (5)$$

и магнитостатики вида (3).

Для изучения малых отклонений магнитных моментов в ДГ от их равновесных значений, определяемых точным решением уравнений Ландау-Лифшица для статического случая, линеаризуем систему (5) с учетом (3). Для этого представим \mathbf{m} и \mathbf{H}^d в виде

$$\mathbf{m} = \mathbf{m}^0 + \mathbf{m}'_1, \quad |\mathbf{m}'_1| \ll 1, \quad \mathbf{H}^d = \frac{1}{M_s} \nabla \psi. \quad (6)$$

здесь ψ - магнитостатический потенциал, а \mathbf{m}^0 характеризует распределение намагниченности в 0-градусной ДГ (типа Блоха) в отсутствие возмущений, которое в сферических координатах θ и φ определяется выражениями[5, 6]

$$\operatorname{tg}\theta_0(y) = \frac{1}{\operatorname{ach}(by/\Delta_0) - c}, \quad \varphi = 0, \pi. \quad (7)$$

где θ и φ – полярный и азимутальный углы вектора \mathbf{m}^0 , $\Delta_0 = \sqrt{A/K_u}$, a , b , c – вариационные параметры.

Задача нахождения спектра колебаний ДГ может быть сформулирована следующим образом: в трехмерном пространстве с координатами (η_x, η_z, ω) , где $\boldsymbol{\eta}$ – определяет направление распространения колебаний, а ω – частоту, необходимо найти множество точек, в которых система уравнений (3) и (5) имеет решение, убывающее при удалении от плоскости ДГ.

В длинноволновом приближении для случая малых значений фактора качества Q ($Q=K_u/2\pi M_s$) удается получить аналитический вид решения дисперсионного соотношения, который определяется выражением

$$\omega = \frac{\sqrt{\eta}}{a\sqrt{Q}[(1+Q)[Q + \sin^2 \vartheta]^2]^{1/4}} \left| \cos \vartheta \left(1 - \frac{\sqrt{a} + \sqrt{c}}{(c^2 + 2ca + a^2 + 1)^{1/4}} \right) \right| \quad (8)$$

здесь ϑ - угол, характеризующий направление распространения возбуждений в плоскости ДГ; $\eta_x = \eta \sin \vartheta$, $\eta_z = \eta \cos \vartheta$.

Из анализа полученного выражения следует, что при критических значениях $\kappa=K_l/K_u$, равных $\kappa=4/3$ и $\kappa=3/2$ спектр колебаний имеет особенности. При $\kappa=4/3$ величина частоты собственных колебаний ДГ стремится к нулю, что является одним из признаков того, что при переходе через критическое значение $\kappa=4/3$ в образце имеет место фазовый переход. Физически равенство нулю частоты собственных колебаний при некотором значении κ означает стремление к нулю «коэффициента жесткости» магнитной системы, то есть имеет место в точке перехода полное ее «смягчение».

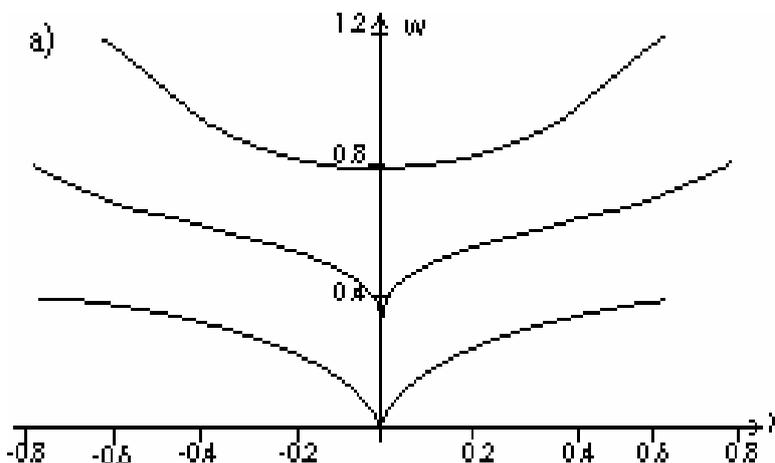
Численное исследование задачи проводилось в два этапа. Прежде всего определялись равновесные значения параметров статического солитона, путем решения вариационной задачи по минимизации полной энергии E . В качестве пробной функции брался закон изменения намагниченности в 0-градусной ДГ в виде (7). На втором этапе решалась система из трех дифференциальных уравнений, полученная при линеаризации уравнений (3) и (5) методом, разработанным в [2].

Результаты численного исследования спектров 0-градусных ДГ показывают, что они существенно отличаются от свойств ДГ иной топологии, описанных в ряде работ [1-4]. Это связано с особой топологией 0-градусной ДГ, то есть с симметрией ее функции распределения магнитных моментов в переходном слое. На рис. а) и б) показана эволюция спектра микроволновых колебаний 0- градусной ДГ при изменении параметра κ : $\kappa=0,5$ (а), $\kappa=4$ (б); здесь $\Delta A = 0,5A$,

$$\Delta K_1 = 0,5K_1,$$

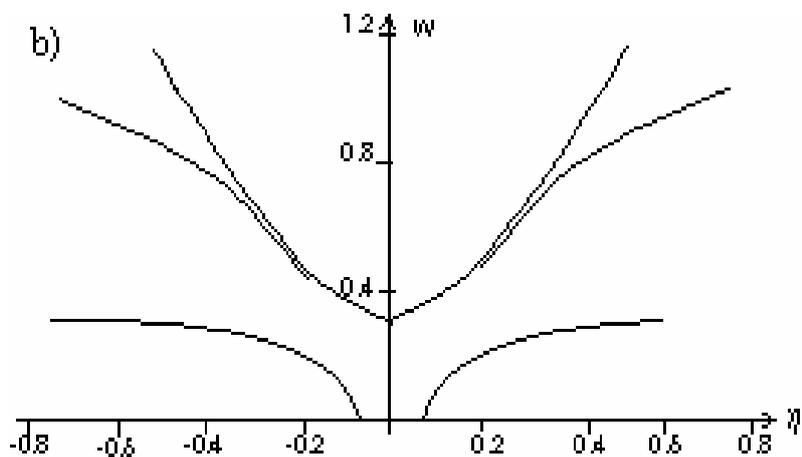
$$\Delta K_u = -K_u, \quad l=4, \\ Q=1.$$

Из полученных результатов видно, что спектры возбуждений 0-градусной ДГ являются симметричными



относительно частотной оси, в то время, как в случае 180-градусной ДГ ветвь Гилинского является асимметричной [1-4]. Кроме того, при исследовании зависимости вида спектра от значения параметра k было обнаружено явление возникновения области частот, в которой запрещены колебания 0-градусной ДГ, локализованные на ее поверхности и возможны только объемные спиновые волны, что связано с потерей устойчивости 0-градусной ДГ при увеличении k .

Кроме того, исследована зависимость спектра микроволновых колебаний 0-градусной ДГ от значения фактора качества Q образца



и линейных размеров дефекта. Отмечено, что изменение величины фактора качества сказывается в основном лишь на положении границы сплошного спектра, при увеличении же параметра k , начиная с некоторого предельного значения, которое зависит от величины энергии дефекта, наблюдается "раздвигание" ветвей спектра, соответствующих ветвям Голдстоуна и Гилинского, и соответственно возникновение неустойчивости 0° ДГ относительно микроволновых возбуждений с малым значением волнового числа.

- [1]. И.А.Гилинский, ЖЭТФ, **68**,.1032. (1975).
- [2]. А.В.Михайлов, И.А.Шимохин, ЖЭТФ, **97**, 1966, (1990)
- [3]. А.М.Алексеев, Х.Детч, Н.Е.Кулагин, А.Ф.Попков, В.Т.Сыногач, ЖТФ, **69**, 6, 55, (1998).
- [4]. А.М.Алексеев, А.Ф.Попков, А.И.Попов, ФТТ, **41**, 12, 2183 (1999).
- [5]. Р.М. Вахитов, Р.М. Сабитов, М.М. Фарзтдинов, ФТТ, **27**, 66 1852 (1985).
- [6]. Р.М.Вахитов, ФР.Юмагузин, ФТТ, **43**, 65, (2001).

Ориентационные переходы в бистабильных ферронематических ячейках

О.Р.Семёнова, А.Н.Захлевных

Пермский государственный университет, Пермь, Россия

e-mail: semenova_ok@rambler.ru

В работе рассматриваются индуцированные магнитным полем ориентационные переходы в бистабильной ячейке ферронематика.

Пусть на верхней ограничивающей ячейку поверхности создано абсолютно жесткое гомеотропное сцепление директора, а на другой допускается бистабильная ориентация директора, при которой на этой бистабильной поверхности возможна как планарная ориентация директора, так гомеотропная.

Выберем ось z перпендикулярно плоскости слоя, так что $z = 0$ соответствует нижней границе, а $z = L$ – верхней границе слоя. Внешнее магнитное поле направим вдоль оси z : $\mathbf{H} = (0, 0, H)$. Устойчивые конфигурации поля директора отвечают минимуму полной свободной энергии

$$F = \int_V F_V dV + \int_\Sigma F_S d\Sigma, \quad (1)$$

представляющей собой сумму объемного и поверхностного вкладов. Объемная плотность свободной энергии ферронематика, помещенного в однородное магнитное поле, имеет вид

$$F_V = \frac{1}{2} [K_{11}(\text{div} \mathbf{n})^2 + K_{22}(\mathbf{n} \text{ rot } \mathbf{n})^2 + K_{33}(\mathbf{n} \times \text{rot } \mathbf{n})^2] - \frac{1}{2} \sigma |\chi_a| (\mathbf{nH})^2 - M_s f_0 \mathbf{mH} + \frac{W_p}{d} f_0 (\mathbf{mn})^2. \quad (2)$$

Здесь K_{ii} – константы Франка ориентационной упругости жидкого кристалла, χ_a – анизотропия магнитной восприимчивости ($\sigma = 1$ для $\chi_a > 0$ и $\sigma = -1$ для $\chi_a < 0$), M_s – намагниченность насыщения материала магнитных частиц, f_0 – средняя концентрация магнитных частиц в суспензии, \mathbf{m} – единичный вектор намагниченности $\mathbf{M} = M_s f_0 \mathbf{m}$ ферронематика, d – диаметр частицы. Предполагается, что параметр, представляющий собой анизотропную часть энергии поверхностного натяжения и называемый энергией сцепления магнитных частиц с нематической матрицей $W_p > 0$. Это отвечает мягкому гомеотропному сцеплению

магнитных частиц с нематической матрицей, при котором в отсутствие внешних полей $\mathbf{m} \perp \mathbf{n}$.

Пусть на верхней границе ($z = L$) слоя сцепление директора предполагается абсолютно жестким, т.е. $\varphi(z)|_{z=L} = \pi/2$. На нижней границе слоя имеется двукратное вырождение по ориентациям, описываемое потенциалом вида

$$F_S = 4W_0 \left[1 - (\mathbf{n} \mathbf{e}_x)^2 \right] \left[1 - (\mathbf{n} \mathbf{e}_z)^2 \right], \quad (3)$$

здесь $W_0 > 0$ – поверхностная плотность энергии сцепления, являющаяся мерой глубины минимумов (3); $\mathbf{e}_x = (1, 0, 0)$ и $\mathbf{e}_z = (0, 0, 1)$ – единичные векторы двух осей легкого ориентирования.

Компоненты \mathbf{n} и \mathbf{m} представим в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{n} &= (\cos \varphi(z), 0, \sin \varphi(z)), \\ \mathbf{m} &= (-\sin \psi(z), 0, \cos \psi(z))' \end{aligned} \quad (4)$$

где $\varphi(z)$ – угол ориентации директора относительно ограничивающей поверхности ячейки, $\psi(z)$ – угол ориентации намагниченности относительно поля \mathbf{H} .

Выберем в качестве единицы длины толщину ячейки L , тогда величина $\tilde{z} = z/L$ будет безразмерной координатой. Определим безразмерные материальные параметры $k \equiv K_{11}/K_{33}$, $w_0 = W_0 L / K_{33}$, $w_p \equiv L^2 f_0 W_p / (K_{33} d)$, $\xi = M_S f_0 L / \sqrt{K_{33} |\chi_a|}$ и безразмерную напряженность магнитного поля $h = LH(|\chi_a| / K_{33})^{1/2}$.

Уравнения ориентационного равновесия находятся из условий минимума полной свободной энергии (1):

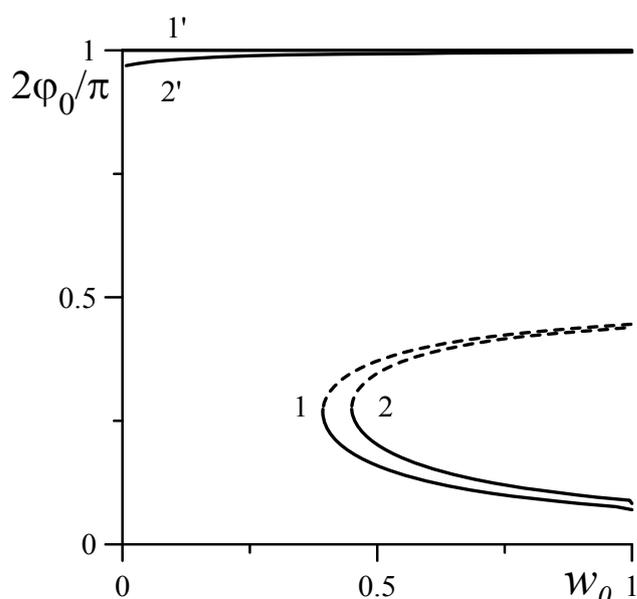
$$\tilde{z} = \int_{\varphi_0}^{\varphi(\tilde{z})} A^{-1/2}(\varphi, \psi(\varphi)) d\varphi, \quad \int_{\varphi_0}^{\pi/2} A^{-1/2}(\varphi, \psi(\varphi)) d\varphi = 1, \quad (5)$$

$$(k \cos^2 \varphi_0 + \sin^2 \varphi_0) A^{1/2}(\varphi_0, \psi(\varphi_0)) = 2w_0 \sin 4\varphi_0,$$

$$\xi h \sin \psi = w_p \sin 2(\varphi - \psi),$$

где $A(\varphi, \psi(\varphi)) = \frac{C - h^2 \sin^2 \varphi - 2\xi h \cos \psi + 2w_p \sin^2(\varphi - \psi)}{k \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi}$ и $\varphi_0 = \varphi(0)$.

На рисунке изображены зависимости $\varphi_0(w_0)$ для ферронематика с положительной анизотропией диамагнитной восприимчивости в случае слабого гомеотропного сцепления магнитных частиц с нематической матрицей $w_p = 0,1$ и $\xi = 0,5$. Расчет сделан для $k = 2/3$, что отвечает ферронематику на основе нематика E7. Кривые 1 и 2 соответствуют гибридной фазе, а кривые 1' и 2' – гомеотропной фазе. Кривые 1 и 1' соответствуют $h = 0$ [1], кривые 2 и 2' соответствуют $h = 0,3$. В зависимости от величины энергии поверхностного сцепления w_0 система уравнений (5) имеет одно или несколько решений. Штриховой кривой показаны решения, отвечающие термодинамически неустойчивым состояниям. При включении поля магнитные частицы стремятся повернуться вдоль поля и соответственно будут искажать поле директора. Как видно из рисунка, при увеличении поля происходит искажение гомеотропной фазы: при слабой энергии сцепления угол $\varphi_0 \rightarrow \pi/2$.



ответствуют $h = 0$ [1], кривые 2 и 2' соответствуют $h = 0,3$. В зависимости от величины энергии поверхностного сцепления w_0 система уравнений (5) имеет одно или несколько решений. Штриховой кривой показаны решения, отвечающие термодинамически неустойчивым состояниям. При включении поля магнитные частицы стремятся повернуться вдоль поля и соответственно будут искажать поле директора. Как видно из рисунка, при увеличении поля происходит искажение гомеотропной фазы: при слабой энергии сцепления угол $\varphi_0 \rightarrow \pi/2$.

гомеотропной фазы: при слабой энергии сцепления угол $\varphi_0 \rightarrow \pi/2$.

Для $\xi = 0,5$ взаимодействия между внешним полем и директором являются определяющими, они будут стремиться ориентировать директор вдоль поля и, тем самым, дестабилизировать гибридную фазу. По этой причине с увеличением поля кривая $\varphi_0(w_0)$ для гомеотропно-планарной фазы смещается вправо, что соответствует увеличению φ_0 для заданного значения энергии сцепления w_0 . С ростом поля соответствующее решение перестает существовать при заданном w_0 , что и вызывает переход первого рода в гомеотропную фазу (роль параметра порядка играет величина $\sin^2 \varphi_0$).

Работа выполнена при частичной поддержке грантов PE-009-0 CRDF и E02-3.2-261 Министерства образования и науки РФ.

[1] А.Н.Захлевных, С.В.Ефремов. В кн. "Физика фазовых переходов", Махачкала, 2003, с.51 – 54.

Гигантский магнитокалорический эффект в сплавах Ni-Mn-Ga

И.В.Борисенко¹, В.В.Коледов¹, В.Г.Шавров¹,
А.Б.Батдалов², Ш.Б.Абдулвагидов², А.М.Алиев², А.Г.Гамзатов²

¹ *Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия*
e-mail: shavrov@mail.cplire.ru

² *Институт физики ДагНЦ РАН, Махачкала, Россия*

Идея создания твердотельного холодильника, работающего вблизи комнатной температуры весьма привлекательна для техники. Три фактора определяют интерес именно к твердотельным активным материалам: поиск материалов для компактных и обеспечивающих максимальное удельное изменение энтропии конструкций; экологичность, то есть отсутствие в их составе ядовитых веществ и фреонов (фторсодержащих насыщенных углеводородов), которые при массовом применении, как предполагают, могут оказать фатальное разрушающее воздействие на окружающую среду; технологичность, в частности, присущие твердотельным устройствам долговечность, дешевизна в производстве и эксплуатации.

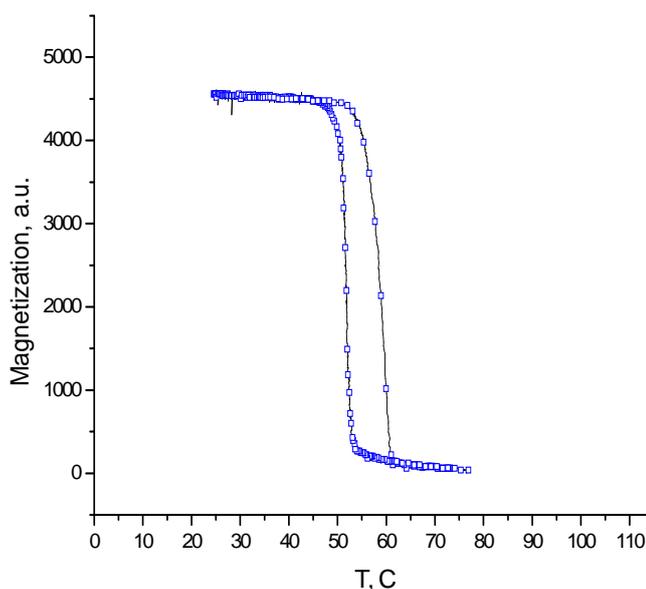
Представляет интерес не только традиционное охлаждающее устройство, но и так называемый тепловой насос. Это, по существу, тот же холодильник, но применяемый для нагрева (например, обогрева помещения). Находясь в контакте с холодной окружающей средой, тепловой насос передает тепло от нее нагреваемому помещению и сообщает помещению большее количество тепла, чем затрачивает механической работы. Термодинамическое устройство, как известно, ограничено принципиально по своей эффективности формулой Карно. Реальный холодильник (тепловой насос) вследствие потерь энергии и необратимости термодинамических процессов, естественно, имеет параметры эффективности ниже (принято называть соответствующий безразмерный коэффициент эффективностью Карно). Так тепловой насос, имеющий эффективность Карно 80% и работающий при комнатной температуре, если температура окружающей среды равна -30 С, смог бы подавать в помещение примерно в 4 раз больше тепла, чем затрачивать механической работы.

Для создания твердотельных тепловых машин, работающих вблизи комнатной температуры, используют ферромагнетики, например, металлический гадолиний. Гадолиний испытывает переход парамагнетик – ферромагнетик при $T_C=294$ К. Сопутствующий ему скачок намагниченности M обеспечивает сильное изменение внутренней энергии как раз вблизи точки Кюри. Измерения дают для изменения

энтропии (на единицу массы) гадолиния значения $\Delta S = 6 \pm 2$ Дж/кг К в полях $H = 5$ Тл. Большой интерес к проблеме технологии твердотельных холодильников стимулировал множество материаловедческих и физических работ по исследованию и целенаправленному синтезу соединений и сплавов различных металлов и неметаллов с целью поиска оптимальных композиций (см., например, обзор [1] и указанную в нем литературу). Максимальные значения изменения энтропии наблюдается в сплаве $Gd(SiGe)$, и достигают $\Delta S = 18 \pm 4$ Дж/кг К в поле $H = 5$ Тл. Такой сильный (получивший название «гигантского») МКЭ есть следствие сопутствующего магнитному переходу структурного превращения в этих сплавах.

Таким образом, гигантский МКЭ можно отнести к эффектам взаимодействия подсистем твердого тела. Магнитное поле за счет магнитоупругого взаимодействия вызывает не только сильное изменение энтропии магнитной подсистемы, но и структурное превращение в материале, которое имеет свою скрытую энтропию. Результирующее превращение имеет характер перехода первого рода из высокотемпературной аустенитной парамагнитной фазы в низкотемпературную мартенситную ферромагнитную фазу. Оно получило название «магнитоструктурного» перехода. Рабочую температуру (точку перехода) в указанных семействах можно изменять в широких пределах подбором композиции материала. Исследования гигантского МКЭ при слиянии магнитного и структурного переходов в сплавах Гейслера вблизи области составов $Ni_{2.19}Mn_{0.81}Ga$ начаты почти одновременно и независимо авторами доклада [2] и в [3].

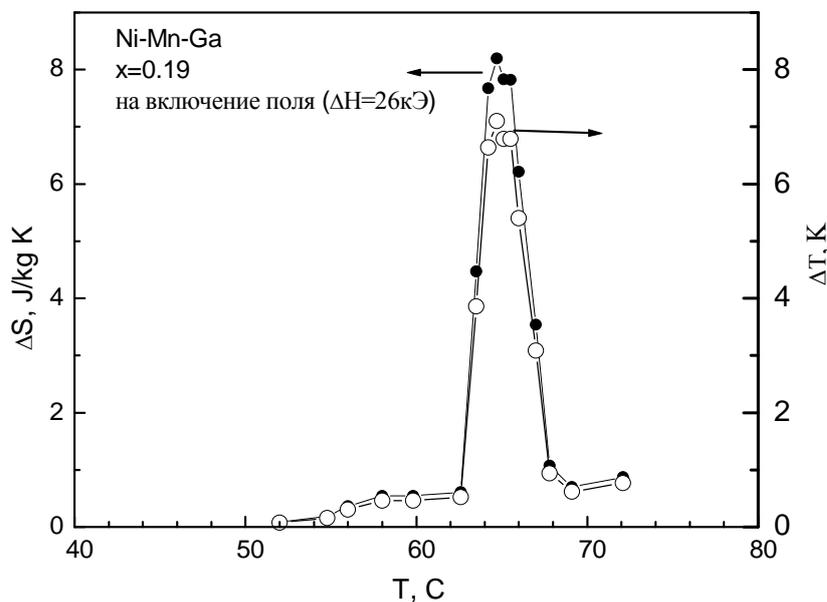
По предварительным данным $\Delta S = 25 \pm 8$ Дж/(кг К) в поле $H = 2$ Тл. Следует отметить, что для столь сильного эффекта эти измерения нуждаются в повторении с применением более точных и более адекватных экспериментальных методов. Дело в том, что в настоящее время в большинстве экспериментальных работ для количественного измерения МКЭ применяется метод, основанный на измерении намагниченности образца в зависимости от температуры и поля



$M(H, T)$ с последующим применением соотношения Максвелла, связывающего изменение намагниченности в образце с величиной МКЭ - $\Delta S(T, \Delta H)$. Строго это соотношение применимо только для непрерывно дифференцируемых функций состояния и не может быть применено для фазовых переходов I-го рода. Кроме того, как правило, точность определения магнитоиндуцированного изменения энтропии, которое имеет характер острого пика по температуре вблизи точки перехода, при таком методе измерения принципиально невелика. Дело в том, что положение температурного пика эффекта зависит от величины поля и при проведении измерений в адиабатическом режиме изменение положения пика легко может превысить его ширину в полях порядка единиц Тесла. (Относительная погрешность, в результате, не лучше десятков процентов).

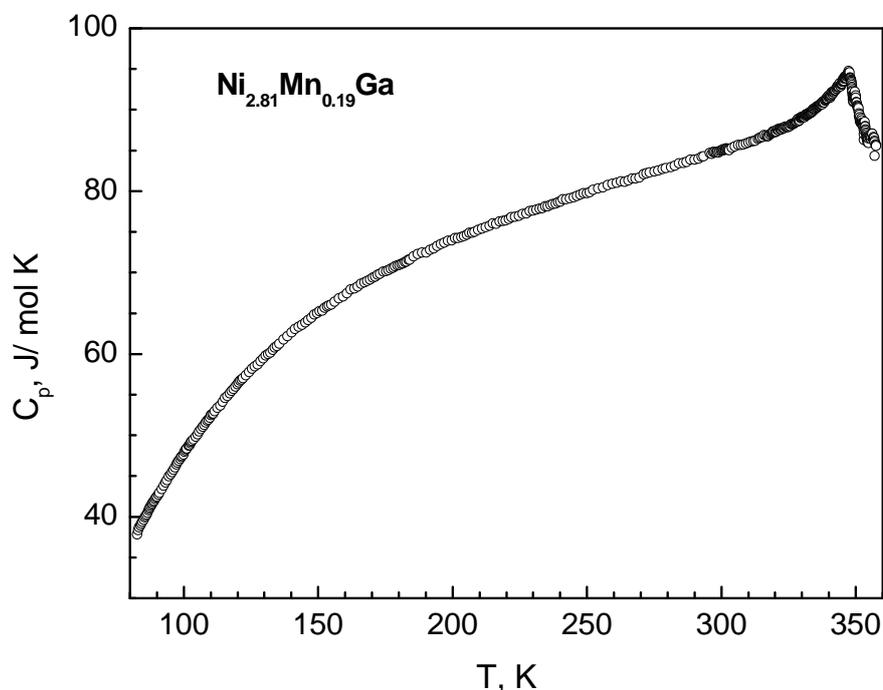
В настоящей работе используется метод прецизионного прямого измерения МКЭ в квазиизотермическом режиме, специально предназначенного для исследований в окрестности фазовых переходов в образцах с большими значениями МКЭ, происходящим в очень узкой области температур, менее 1 К. Для уменьшения сдвига температуры при изменении внешнего магнитного поля образец был приклеен к медной подложке, с массой, в несколько раз превышающей массу образца. Измерения выполнялись на включение магнитного поля, при этом каждый раз образец нагревался до температур на 10-20 К выше T_c для снятия остаточных явлений.

Образцы сплавов $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ для экспериментов были получены методом дуговой плавки [3]. Измерение зависимости намагниченности образцов от температуры показало, что в интервале $0.19 < x < 0.27$ эта зависимость имеет характерный для магнитоструктурного фазового перехода гистерезисный вид (см. рисунок, на котором показана температурная зависимость намагниченности для образца



$\text{Ni}_{2.19}\text{Mn}_{0.81}\text{Ga}$).

Изменение температуры образца вычислялось, используя экспериментальные значения ΔT системы "образец+медная подложка", данные по теплоемкости образца (рис.2) и известные значения



теплоемкости меди. На третьем рисунке приведены результаты исследования магнитокалорического эффекта - температурные зависимости изменения температуры ΔT и энтропии ΔS образца вблизи температуры фазового перехода при изменении поля на 26 кЭ. ΔS было вычислено из данных по ΔT и теплоемкости образца в поле по формуле

$$\Delta S_H = \frac{C_{p,H}}{T} \Delta T.$$

Полученные данные свидетельствуют о гигантской величине МКЭ, наблюдаемого в данном составе. Эта величина близка к рекордным значениям МКЭ, встречающимся в литературе [2,4].

Работа поддержана грантами РФФИ 03-02-17443, 04-02-81058, 03-02-39006, 02-02-17895, ведущей научной школой (НШ-2253.2003.2), Минобразования 202.01.01.054.

- [1] V.K.Pecharsky, K.A.Gschnrider // JMMM **200**, P.44 (1999).
- [2] L.Pareti, M.Solzi, F.Albertini et al. // Eur. Phys. J. B **32**, P.303-307 (2003).
- [3] A.Aliev, B.Batdalov et al. // JMMM **272-276**, P.2040. (2004)
- [4] H. Feng-xia, S. Bao-gen, et al. // Phys.Rev.B **64**, P.132412 (2001).

Связанные колебания в двухподрешеточных антиферромагнетиках в области фазовых переходов

И.В.Бычков, В.Д.Бучельников, Д.М.Долгушин

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

e-mail: bychkov@csu.ru

Теоретическому и экспериментальному исследованию спектра колебаний антиферромагнетиков (АФМ) посвящено большое число работ (см. например [1] и ссылки в ней). В работе [2] теоретически исследован спектр связанных спиновых и упругих колебаний в двухподрешеточном АФМ при учете продольной восприимчивости и релаксации в магнитной подсистеме. Показано, что спектр спиновых колебаний в отсутствие магнитоупругой (МУ) связи в области точек ориентационных фазовых переходов (ОФП) и в слабом магнитном поле состоит из четырех релаксационных и одной слабозатухающей прецессионных ветвей. Мягкой модой в точке перехода является одна из релаксационных ветвей, соответствующая поперечной релаксации намагниченности АФМ. В сильном поле в спектре спиновых волн может появиться еще одна слабозатухающая прецессионная ветвь. При учете МУ взаимодействия спектр связанных колебаний состоит из двух активационных (прецессионной и релаксационной) и двух безактивационных (квазиупругих) ветвей. Релаксационная мода, которая в отсутствие магнитоупругой связи была бы мягкой, становится активационной с величиной щели, определяемой МУ взаимодействием. Мягкой модой вблизи ориентационных фазовых переходов является квазиупругая мода, которая при большой величине параметра релаксации в магнитной подсистеме, может стать нераспространяющейся. В работах [3, 4] проводились экспериментальные и теоретические исследования спинового спектра АФМ при учете анизотропии гиромагнитного отношения (g -фактора). В [3] показано, что анизотропия g -фактора существенно влияет на активацию спиновой квазиферромагнитной ветви, и если анизотропия g -фактора отсутствует, то в точке ОФП данная ветвь становится мягкой. Как следует из исследований проведенных в предыдущих главах, на спектр колебаний существенное влияние оказывает кроме МУ взаимодействия и электромагнитно (ЭМ)- спиновое взаимодействие.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния МУ и ЭМ-спиновых взаимодействий, анизотропии g -фактора, продольной магнитной восприимчивости и релаксации намагниченностей подрешеток на спектр связанных колебаний в двухподрешеточном АФМ со слабым ферромагнетизмом.

Обычно описание статических и динамических свойств двухподрешеточных АФМ проводится при учете условия постоянства и равенства друг другу модулей намагниченностей подрешеток

$$\vec{M}_1^2 = \vec{M}_2^2 = \vec{M}_0^2 = const, \text{ или } \vec{M}\vec{L} = 0, \vec{M}^2 + \vec{L}^2 = 4\vec{M}_0^2, \quad (1)$$

где \vec{M}_i - намагниченность i - подрешетки, $\vec{M} = \vec{M}_1 + \vec{M}_2$, $\vec{L} = \vec{M}_1 - \vec{M}_2$ - векторы ферро- и антиферромагнетизма. Учет условия (1) эквивалентно обращению в нуль продольной магнитной восприимчивости χ_{\parallel} , что справедливо только при абсолютном нуле температуры, однако имеются магнетики у которых $\chi_{\parallel}(T=0) \neq 0$ [3, 4]. В предположении (1) динамика АФМ описывается уравнениями Ландау - Лифшица только при изотропном g-факторе, что справедливо не для всех АФМ [4]. Таким образом, для описания статики и динамики АФМ в общем случае следует отказаться от условий (1) и учесть анизотропию гиромангнитного отношения. Также, для более общего теоретического описания динамики АФМ необходимо учесть: взаимодействие Дзялошинского, релаксацию в магнитной подсистеме, взаимодействие между магнитной и упругой подсистемами и колебания электромагнитного поля.

Плотность свободной энергии двухподрешеточного АФМ со слабым ферромагнетизмом и изотропией по упругим и МУ свойствам возьмем из [2].

Для упрощения задачи мы предполагаем, что АФМ является изотропным по упругим, МУ и диэлектрическим свойствам и ограничимся рассмотрением АФМ со слабым ферромагнетизмом, находящегося во внешнем магнитном поле $\vec{H} \parallel \vec{x}$ и в фазе $\vec{M} \parallel \vec{x}, \vec{L} \parallel \vec{z}$.

Основное состояние АФМ в данной фазе определяется из условий минимума плотности свободной энергии. Равновесные значения векторов ферромагнетизма M_0 , антиферромагнетизма L_0 и тензора деформаций определяются выражениями

$$M_0 = \chi_{\perp}(H + H_d), \quad L_0(A + \tilde{B}L_0^2 + D'M_0^2 + \beta_1) = -dM_0, \quad U_{ik}^{(0)} = -\frac{b}{4\mu} L_i L_k + \frac{b\lambda L^2}{4\mu(3\lambda + 2\mu)} \delta_{ik}.$$

Условия устойчивости данной фазы определяются из неравенств

$$\chi_{\perp}^{-1} = a + D'L_0^2 > 0, \quad \chi_{\parallel}^{-1} = \chi_{\perp}^{-1} + DL_0^2 > 0, \quad (\beta_3 - \beta_1)L_0 + H(\eta H + H_d)/H_E \geq 0, \\ (\beta_2 - \beta_1)L_0 + H_d(H + H_d)/H_E \geq 0, \quad \left(2\tilde{B}L_0^3 + \frac{H_d(H + H_d)}{H_E}\right)H_E - \left(2D'L_0^3 \frac{(H + H_d)}{H_E} - H_d\right)^2 \leq 0.$$

Здесь введены следующие обозначения $H_d = -dL_0$,
 $H_E = L_0 \chi_{\perp}^{-1}$, $\tilde{B} = B - \frac{b^2}{2\mu} \frac{\lambda + \mu}{3\lambda + 2\mu}$, $\eta = 1 - \chi_{\parallel} / \chi_{\perp}$.

Из условий устойчивости, приравнивая их нулю, можно получить выражения для полей фазовых переходов

$$H_{1,2} = -\frac{H_d}{2\eta} \pm \left[\left(\frac{H_d}{2\eta} \right)^2 - \frac{(\beta_3 - \beta_1)L_0 H_E}{\eta} \right]^{1/2}, \quad H = -H_d - \frac{(\beta_2 - \beta_1)L_0 H_E}{H_d}, \quad (2)$$

в приближении $D'L_0^3 / H_E \ll 1$

$$H = \frac{H_d H_E^2}{8D'^2 L_0^6} + \left[\left(\frac{H_d H_E^2}{8D'^2 L_0^6} \right)^2 + \frac{\tilde{B} H_E^3}{2D'^2 L_0^3} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Поле перехода H_I (2) соответствует фазовому переходу I – рода с переориентацией вектора \vec{L} с оси z на ось x, как видно, учет продольной восприимчивости приводит к увеличению величины поля данного перехода. Второе выражение в (2) определяет поле фазового перехода I – рода из данной фазы в фазу $\vec{M} \parallel \vec{x}$, $\vec{L} \parallel \vec{y}$, формула (3) соответствует полю фазового перехода II– рода - схлопыванию подрешеток («спин-флип»).

Для описания динамики АФМ воспользуемся связанной системой уравнений теории упругости, Ландау - Лифшица с учетом диссипации в магнитной подсистеме и анизотропии гиромагнитного отношения и уравнений Максвелла [2, 3], а также откажемся от условий постоянства и равенства намагниченностей подрешеток (1). Для получения спектра колебаний АФМ, решение системы уравнений будем искать методом малых колебаний. Рассмотрим только случай распространения волн вдоль оси \vec{z} (волновой вектор $\vec{k} \parallel \vec{z}$). Проводя линеаризацию получим, что полная система связанных уравнений распадается на две подсистемы с различными типами колебаний. Соответственно получаем два дисперсионных уравнения.

Колебания $m_y, m_z, l_x, u_x, h_z, h_y$ описывают взаимодействие квази-ферромагнитной (КФ) моды колебаний АФМ с упругой поперечной модой поляризации x. Колебания $m_x, l_y, l_z, u_y, u_z, h_x$ описывает взаимодействие квазиантиферромагнитной (КАФ) моды колебаний как с упругой продольной модой u_z , так и с упругой поперечной модой поляризации x.

Из дисперсионного уравнения можно сразу определить величину активации КФ моды колебаний

$$\omega_A^2 = \mu_{\perp} \left[\xi_2^2 \omega_{sk}^2 + \xi_1^2 \frac{\omega_L}{\omega_E} (\omega_H + \omega_d)^2 + \frac{\chi_{\parallel}}{\chi_{\perp}} \left[\xi_2 \omega_H + (\omega_H + \omega_d) (\xi_1 - \xi_2) \frac{\chi_{\perp}}{\chi_{\parallel}} \right]^2 \right]$$

В случае реализации ОФП I – рода H_I , $\omega_{sk}^2 = \omega_E \omega_{me}$ и выражение для активации изменяется. Здесь ξ_1, ξ_2 – безразмерные компоненты тензора g ; $\chi_{\perp}, \chi_{\parallel}$ – поперечная и продольная восприимчивости, $\mu_{\perp} = 1 + 4\pi\chi_{\perp}$, $\omega_L = 4\pi g L_0$, $\omega_H = gH$, ω_d – частота Дзялошинского, ω_E – обменная частота, ω_{me} – частота МУ щели. Видно, что в величину активации аддитивно входят все учтенные вклады. При ОФП первый член в квадратных скобках показывает роль МУ взаимодействия, второй учитывает ЭМС взаимодействие и взаимодействие Дзялошинского и наконец третий член – продольную восприимчивость. Активация КАФ ветви при фазовых переходах определяется МУ взаимодействием и анизотропией g - фактора. В работе также получены решения дисперсионных уравнений в длинноволновом приближении. Анализ решений дисперсионных уравнений показывает, что анизотропия g - фактора, продольная восприимчивость, взаимодействие Дзялошинского, МУ и ЭМ – спиновое взаимодействия в случае слабого затухания в магнитной подсистеме особенно влияют на колебания КФ моды, что проявляется в аддитивных вкладах в ее активацию. На колебания КАФ моды оказывают влияние лишь МУ взаимодействие и анизотропия g - фактора. В случае незначительной релаксации все колебания являются слабозатухающими. Учет продольной восприимчивости и релаксации также приводит к появлению релаксационных колебаний в магнитной подсистеме. В случае большой величины релаксационных членов все квазиспиновые колебания становятся сильнозатухающими, а распространяющимися являются только волны, которые слабо взаимодействуют с магнитной подсистемой – это квазиэлектромагнитные и квазиупругие, но вдали от точек ОФП. В случае распространения волн вдоль вектора АФМ мягкой модой становится квазиупругая поперечная ветвь колебаний, только в точке ОФП I рода с переориентацией $L_z \rightarrow L_y$.

В работе также получен тензор магнитной восприимчивости при учете всех перечисленных факторов и определены его компоненты в статическом пределе.

Работа выполнена при поддержке гранта президента РФ для молодых докторов наук № МД-1579.2004.2.

- [1] В.Д. Бучельников, Н.К. Даньшин и др., УФН **169**, 1049 (1999).
- [2] В.Д. Бучельников, В.Г. Шавров, ЖЭТФ **106**, 1756 (1994).
- [3] А.М. Балбашов, А.Г. Березин и др., ЖЭТФ **93**, 302 (1987).
- [4] А.А. Мухин, А.С. Прохоров, ФТТ **34**, 3323 (1992).

АВТОРСКИЙ СПИСОК

	С		Исхаков, М.Э.	56
Calabrese P.		68	К	
	Н		Калабрезе П.	65
Handstein A.		41	Камилов И.К.	45, 53
	М		Каракишев С.Д.	60
Muller K.-H.		41	Коледов В.В.	11, 102
	Р		Королев А.В.	11
Parruccini P.		68	Котов Л.Н.	22
	С		Коуров Н.И.	11
Sokolov A.I.		68	Красноперов Е.П.	50
	А		Куроедов Ю.Д.	50
Абдулвагидов Ш.Б.		102	М	
Абуев Я.К.		53	Магомедгаджиев Х.И.	84
Алиев А.М.		102	Медведкин Г.А.	80
Альбертини Ф.		11	Моллаев А.Ю.	60
Асадуллин Ф.Ф.		22	Мудров А.И.	33
	Б		Мулюков Х.Я.	11
Балдин Д.В.		87	Мурлиева Ж.Х.	56
Батдалов А.Б.		102	Муртазаев А.К.	26, 45
Бессегини С.		11	Н	
Борзов Е.Д.		56	Никитин С.А.	41
Борисенко И.В.		102	О	
Борич М.А.		48	Овчинников В.В.	60
Бутаев А.С.		11	Орлов Е.В.	65, 72
Бучельников В.Д.		29, 106	П	
Бычков И.В.		29, 106	Палчаев Д.К.	56
	В		Панкратов Н.Ю.	41
Варнашѐв К.Б.		33, 91	Парети Л.	11
Вахитов Р.М.		37, 95	Паскуале М.	11
Вербецкий В.Н.		41	Пахнин Д.В.	65
Власов В.С.		22	Попов В.В.	80
Вяткин В.С.		50	Прудников В.В.	19
	Г		Прудников П.В.	19
Гаджимагомедов С.А.		56	Пушин В.Г.	11
Газеева Е.В.		64	Р	
Гамзатов А.Г.		102	Райхер Ю.Л.	61
Гершенкрой В.Л.		50	Рашидханов А.М.	45
Гречишкин Р.М.		11	Ризаева М.Д.	64
	Д		Ряхова О.Г.	37
Дибиргаджиев И.Г.		53	С	
Долгушин Д.М.		106	Сабурова Р.В.	64
Дорофеев Г.Л.		50	Саламова А.А.	41
	З		Семѐнова О.Р.	99
Захлевных А.Н.		87, 99	Сергеев Е.И.	95
	И		Скоков К.П.	41
Ибаев Ж.Г.		45	Смагин В.В.	48
Имашев Р.Н.		11	Соколов А.И.	65, 72
			Степанов В.И.	61

Танкеев А.П.	<i>Т</i>	48	Шавров В.Г.	<i>Ш</i>	11, 102
Уздин В.М.	<i>У</i>	26	Шакуров Д.Р.		15
Хизриев К.Ш.	<i>Х</i>	26	Шамсутдинов М.А.		15
Цуриков Д.Е.	<i>Ц</i>	22	Шарипов И.З.		11
Чугунова Г.П.	<i>Ч</i>	64		<i>Щ</i>	
			Щеглов В.И.		76
				<i>Э</i>	
			Эфрос Б.М.		60

.....Для заметок.....