



## 7-Физика конденсированных сред, магнитных явлений

Авдеев Сергей Фёдорович, магистрант  
Воронежский Государственный Технический Университет, физико-технический  
**Магниторезистивный эффект гранулированных нанокмполитов**  
Научный руководитель: Стогней О.В., к. ф.-м. н, доцент, ВГТУ каф.ФТТ  
Адрес: 394026 Воронеж, Московский проспект,14  
E-Mail: Kalinin@ns1.vstu.ac.ru стр. 442

Азаматов Шамиль Альбертович, 4 курс  
БашГУ, физический  
**Численное моделирование прохождения 1800 доменной границы в редкоземельном ортоферрите через область с неоднородными параметрами магнитной анизотропии**  
Научный руководитель: Екомасов Е. Г., к. ф.-м. н, докторант, БашГУ  
Адрес: 450015, г.Уфа ул. К. Маркса д.40 кв.150  
Телефон: (3472)50-05-77  
E-Mail: AzamatovSA@mail.ru стр. 444

Алексеев Андрей Александрович, 4 курс  
Пермский государственный технический университет, Электротехнический  
**Диссипативные структуры в тонких слоях магнитной жидкости**  
Научный руководитель: Пшеничников Александр Федорович, д. ф.-м. н, зав. лаб. динамики диспесных систем, Институт механики сплошных сред УрО РАН  
Адрес: г. Пермь ул. Королева 1. 614013  
Телефон: (2422) 39-16-03  
E-Mail: BASS@icmm.ru стр. 445

Антоненков Олег Владимирович, аспирант  
Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, физико-технический  
**Магнитоэлектрический эффект в двухслойных композиционных феррит-пьезоэлектрических материалах в области ферромагнитного резонанса**  
Научный руководитель: Филиппов Дмитрий Александрович, к. ф.-м. н, зам. проректора по научной работе НовГУ им.Ярослав, Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого  
Адрес: 173027, Великий Новгород, ул. Большая Санкт-Петербургская,41  
Телефон: (8162) 22-72-22  
E-Mail: olegkin@list.ru стр. 446

Блошкин Алексей Александрович, 4 курс  
Новосибирский государственный университет, физический  
**Проводимость массива квантовых точек Ge/Si в магнитном поле**  
Научный руководитель: Якимов Андрей Иннокентиевич, д. ф.-м. н, ведущий научный сотрудник, Институт физики полупроводников СОРАН  
Адрес: 630090 г. Новосибирск, ул. Пирогова 18 к 522  
E-Mail: bloshkin@mail.ru стр. 448

Богданов Виктор Андреевич, 4 курс  
Сыктывкарский государственный университет, физический  
**Релаксационные свойства ферритов при больших амплитудах переменного поля**  
Научный руководитель: Власов Владимир Сергеевич, , ассистент, Сыктывкарский государственный университет  
Адрес: 167009 г. Сыктывкар ул. Банбана 5-25  
E-Mail: virox\_des@rambler.ru стр. 450

Брянский Николай Валерьевич, аспирант  
Иркутский Государственный Университет, физический  
**Экспериментальное исследование электронакопительных свойств глино-водного композита**

Научный руководитель: Мецик Михаил Степанович, д. ф.-м. н, профессор, Иркутский Государственный Университет

Адрес: 664003 Иркутск, б. Гагарина 20

Телефон: (3952)24-32-71

E-Mail: tridigron@yandex.ru стр. 717

Власов Владимир Сергеевич, ассистент

Сыктывкарский Государственный Университет, физический

**Особенности нелинейной динамики магнитной и упругой подсистем малых частиц**

Научный руководитель: Котов Леонид Нафанаилович, д. ф.-м. н, профессор, Сыктывкарский Госуниверситет

Адрес: 167000 г. Сыктывкар ул. Орджоникидзе 10-9

Телефон: (8212)43-67-29

E-Mail: vlasovv78@mail.ru стр. 453

Воронцова Анна Анатольевна, аспирант

Санкт-Петербургский государственный университет, физический

**Микроструктура водных растворов неорганических кислот по данным методов ЯМР релаксации и квантовой химии**

Адрес: 198504 г. Пьёрдворец, ул. Ботаническая, 642 ком. 69.2

Телефон: (812)428-43-62

E-Mail: voron@esr.phys.spbu.ru стр. 454

Герасименко Юлия Владимировна, 5 курс

Воронежский государственный университет, физический

**Низкотемпературная релаксация фотовозбужденного хлорида серебра.**

Научный руководитель: Ключев Виктор Григорьевич, д. ф.-м. н, профессор кафедры оптики и спектроскопии, Воронежский государственный университет

Адрес: 394027 г. Воронеж, ул. 9 Января, д. 217, кв. 71

Телефон: (0732)79-29-53

E-Mail: vgklyuev@phys.vsu.ru стр. 561

Гладких Дмитрий Владимирович, аспирант

Ставропольский государственный университет, физико-математический

**Процессы структурирования и магнитная восприимчивость магнитных жидкостей повышенной вязкости**

Научный руководитель: Диканский Юрий Иванович, д. ф.-м. н, профессор, Ставропольский государственный университет, кафедра общей физики

Адрес: 355009 г. Ставрополь, ул. Пушкина 1.

Телефон: (8652) 35-33-48

E-Mail: genphys@pm.stavsu.ru стр. 454

Горнов Олег Александрович, аспирант

УрГПУ, физический

**Исследование магнитных свойств некоторых соединений Al3-РЗМ**

Научный руководитель: Сидоров, д. ф.-м. н, профессор, кафедра общей физики и естествознания УрГПУ

Адрес: 620034 ул. Опалихинская ул.27 кв.221

Телефон: (3432)45-04-82

E-Mail: gornov@002.ru стр. 456

Гребенева Анастасия Игоревна, м. н. с.

Нижегородский государственный университет, физический

**Нестационарное взаимодействие высокоспиновых молекул или ионов редкоземельных металлов с акустической волной и переменным магнитным полем**

Научный руководитель: Вугальтер Г.А., д. ф.-м. н, профессор, ННГУ

Адрес: Н.Новгород, пр. Гагарина, д.23, к.3

Телефон: (8312)65-97-59

E-Mail: gai@nifti.unn.ru стр. 458

Грушичев Антон Геннадьевич, аспирант  
Тверской Государственный Университет, физико-технический  
**Исследование области гомогенности тетрагональной фазы со структурой ThMn12 в системах R-Fe-Ti, R=Y, Gd**  
Научный руководитель: Пастушенков Юрий Григорьевич, д. ф.-м. н, Проректор, ТвГУ  
Адрес: 170002 г.Тверь Спортивный пер д 11 корп Г ком 407  
E-Mail: Anton.Grushichev@tversu.ru стр. 460

Демидов Андрей Александрович, аспирант  
Брянский государственный технический университет, ФТЭМ  
**Влияние сверхтонкого взаимодействия на спонтанное и индуцированное магнитным полем упорядочения в синглетных системах: HoBa2Cu3O7-x (0<x<1)**  
Научный руководитель: Колмакова Наталья Павловна, д. ф.-м. н, профессор, Брянский государственный технический университет  
Адрес: 241035 г. Брянск, ул. Харьковская, дом 10, к 35  
E-Mail: demandr@yandex.ru стр. 462

Донец Алексей Валерьевич, аспирант  
Санкт-Петербургский государственный университет, физический  
**Гипотеза о механизме терморегуляции живых существ.**  
Научный руководитель: Чижик Владимир Иванович, д. ф.-м. н, профессор, СПбГУ  
Адрес: 197110, Санкт--Петербург, наб.Мартынова, д.12, кв.59  
Телефон: (812) 235-33-59  
E-Mail: aldonets@mail.ru стр. 813

Закирян Артур Робертович, 2 курс  
Ставропольский государственный университет, физико-математический  
**К вопросу о влиянии объемного заряда на электрокинетические свойства магнитной жидкости**  
Научный руководитель: Диканский Юрий Иванович, д. ф.-м. н, профессор, Ставропольский государственный университет  
Адрес: 355017, г. Ставрополь, ул. Ленина 233  
Телефон: (8652) 23-00-41  
E-Mail: zakinyan@mail.ru стр. 464

Казаков Дмитрий Витальевич, аспирант  
Сыктывкарский Государственный Университет, физический  
**Исследование структурных характеристик приповерхностных слоев кристалла методом стоячих рентгеновских волн**  
Научный руководитель: Пунегов В.И., д. ф.-м. н, ,  
Адрес: 167023 Республика Коми, г. Сыктывкар, ул. Коммунистическая, д.73, кв.16  
E-Mail: kazakovdv@syktsu.ru стр. 180

Калаев Владимир Александрович, аспирант  
Воронежский Государственный Технический Университет, физико-Технический  
**Высокочастотные магнитные свойства гранулированных нанокompозитов металл-диэлектрик**  
Научный руководитель: Калинин Юрий Егорович, д. ф.-м. н, профессор, Зав. кафедрой ФТТ  
Адрес: 394026 Воронеж Московский проспект 14  
Телефон: (0732)46-66-47  
E-Mail: kalinin@ns1.vstu.ac.ru стр. 467

Калимгулов Айрат Ринатович, аспирант  
Башкирский Государственный Университет, Химико-технологический  
**Влияние винтовых супердислокаций на температурно-частотные характеристики кварцевых резонаторов**  
Научный руководитель: Чувывров Александр Николаевич, д. ф.-м. н, проф., зав. кафедрой  
Адрес: 450077, а/я7607  
Телефон: (3472)52-50-31  
E-Mail: airat@nekto.ru стр. 184

Калинин Евгений Николаевич, аспирант  
Пензенский государственный университет, Естественно-научный  
**Влияние диэлектрического окружения на спектр примесного магнитопоглощения квантовых нитей**

Научный руководитель: Кривчик Владимир Дмитриевич, д. ф.-м. н, Зав. кафедры `Физика`, Пензенский государственный университет

Адрес: 440031, Пенза, Чкалова ул., кор. 1, ком. 35

Телефон: (8412) 70-86-72

E-Mail: pfysics@diamond.stup.ac.ru стр. 469

Калядин Антон Юрьевич, 6 курс  
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический

**О критических индексах для фазового перехода `суперпарамагнетик -- парамагнетик`**

Научный руководитель: Николаев Владимир Иванович, д. ф.-м. н, Профессор, физический МГУ

Адрес: 127287

Телефон: (095) 285-31-14

E-Mail: Anton\_ka@bk.ru стр. 470

Китань Сергей Андреевич, м. н. с.

НТЦ ИАПУ ДВО РАН, лаб. технологии металл-полупроводниковых систем

**Исследование морфологии пленок хрома, кобальта и силицида хрома на Si(111)**

Научный руководитель: Плюснин Николай Иннокентьевич, д. ф.-м. н, зав. лаб., НТЦ ИАПУ ДВО РАН

Адрес: 690011, ул. Никифорова дом 10 кв. 160

Телефон: (4232) 29-91-13

E-Mail: kitan@iacp.dvo.ru стр. 473

Куликова Наталья Николаевна, аспирант

Кубанский государственный университет, физико-технический

**Воздействие магнитного поля на водные системы**

Адрес: 350063, г. Краснодар, пер. Подгорный, 8, кв.1

E-Mail: kulikova\_nata@hotmail.ru стр. 475

Кухарь Егор Иванович, 5 курс

Волгоградский государственный педагогический университет, физический

**Магнетопоглощение звука квантовой нитью с параболическим потенциалом конфайнмента**

Научный руководитель: Крючков С.В., д. ф.-м. н, заведующий кафедрой, Волгоградский государственный педагогический университет

Адрес: 400064, г. Волгоград, ул. Рихарда Зорге, 51-141

Телефон: (8442)73-19-90

E-Mail: sed@fizmat.vspu.ru стр. 476

Лахтина Екатерина Владимировна, аспирант

Институт механики сплошных сред (ИМСС) УрО РАН, лаборатория динамики дисперсных систем

**О роли межчастичных взаимодействий в формировании намагниченности ферроколлоидов**

Научный руководитель: Александр Федорович Пшеничников, д. ф.-м. н, заведующий лабораторией, профессор, Институт механики сплошных сред (ИМСС) УрО РАН

Адрес: 614013, г. Пермь, ул. ак. Королева, 1

E-Mail: laek@icmm.ru стр. 478

Магомедов Магомед Алиевич, научный сотрудник

Институт физики ДНЦ РАН,

**Исследование статических критических свойств моделей реальных магнитных материалов методами вычислительной физики стр. 480,**

**Термодинамические свойства низкоразмерных квантовых спиновых систем стр. 482,**

**Исследование XY – модели на квадратной решетке квантовым методом Монте-Карло стр. 484,**

Адрес: 367003, Дагестан, Махачкала, ул. М. Ярагского, 94

E-Mail: magomedov\_ma@iwt.ru стр. 480,

Мазуренко Владимир Владимирович, аспирант  
ГОУ ВПО УГТУ-УПИ, физико-технический

**Параметры обменного взаимодействия в низкоразмерном квантовом магнетике Na<sub>2</sub>V<sub>3</sub>O<sub>7</sub>**

Научный руководитель: Анисимов Владимир Ильич, д. ф.-м. н, заведующий лабораторией оптики металлов, Институт физики металлов УрО РАН

Адрес: 620002 Екатеринбург, ул. Мира 19 кафедра теоретической физики и прикладной математики

Телефон: (3432) 78-38-86

E-Mail: mazurenko@optics.imp.uran.ru стр. 487

Майорова Татьяна Львовна, 6 курс

Воронежский госуниверситет, физический

**Люминесцентные и фотоэлектрические свойства полликристаллических пленок сульфида кадмия.**

Научный руководитель: Ключев Виктор Григорьевич, д. ф.-м. н, профессор кафедры оптики и спектроскопии, Воронежский государственный университет

Адрес: 394068 ул. Хользунова, 50, к.46

Телефон: (0732)20-83-94

E-Mail: mtl084@yandex.ru стр. 596

Марко Антон Александрович, аспирант

Пензенский государственный университет, Естественно-научный

**Квантово-размерный эффект Зеемана в квантовых нитях с D<sub>2</sub>(-) - центрами**

Научный руководитель: Кривчик Владимир Дмитриевич, д. ф.-м. н, Зав. кафедры `Физика`, Пензенский государственный университет

Адрес: 440031, Пенза, Тамбовская ул., д. 20, кв. 65

Телефон: (8412) 79-13-01

E-Mail: physics@diamond.stup.ac.ru стр. 488

Махнев Виталий Борисович, 4 курс

Пермь, ПГТУ, Электротехнический

**Монте-Карло моделирование межчастичных взаимодействий в концентрированных магнитных жидкостях**

Научный руководитель: Пшеничников А. Ф., д. ф.-м. н, Заведующий лабораторией, ИМСС УрО РАН

Адрес: г. Пермь, ул. Королева, д. 1, почт. инд. 614013

Телефон: (3422)34-80-02

E-Mail: makvitalik@yandex.ru стр. 490

Молева Наталья Александровна, 5 курс

Воронежский государственный университет, физический

**Рекомбинационное взаимодействие центров люминесценции в хлориде серебра**

Научный руководитель: Ключев Виктор Григорьевич, д. ф.-м. н, профессор кафедры оптики и спектроскопии, Воронежский государственный университет

Адрес: 394053 г. Воронеж ул. Жукова д. 22 кв. 76

Телефон: (0732)74-08-44

E-Mail: aadm@mail.ru стр. 598

Никифоров Игорь Сергеевич, аспирант

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, физико-технический

**Резонансный магнитоэлектрический эффект в борате железа**

Научный руководитель: Филиппов Дмитрий Александрович, к. ф.-м. н, зам. проректора по научной работе НовГУ им.Ярослав, НовГУ им.Ярослава Мудрого

Адрес: 173008, Великий Новгород, ул.Щусева, д.11, кв.88

Телефон: (8162)22-72-22

E-Mail: fdma@novsu.ac.ru стр. 492

Николаева Елена Владимировна, 4 курс

Сыктывкарский Государственный Университет, физический

**Интерполяция функции, описывающей магнитные спектры ферритов**

Научный руководитель: Котов Леонид Нафанаилович, д. ф.-м. н, профессор, Сыктывкарский Государственный Университет  
Адрес: 167026, г. Сыктывкар, Школьный переулок 15-24  
E-Mail: nikelen@list.ru стр. 493

Новосёлов Евгений Анатольевич, 5 курс  
Тульский Государственный Университет, Естественно-научный  
**Усовершенствование модели ионной имплантации азота в поликристаллические металлы**  
Научный руководитель: Любимов Виктор Васильевич, доктор технических наук, профессор, зав. каф. физико-Химические Процессы и Технологии, Тульский Государственный Университет  
Адрес: 300600, пр. Ленина, 92, ТулГУ  
Телефон: (0872) 33-24-42  
E-Mail: abandoned@rambler.ru стр. 1250

Новосёлов Евгений Анатольевич, 5 курс  
Тульский Государственный Университет, Естественно-научный  
**Пробег ионов азота в чистых поликристаллических металлах при низкоэнергетической имплантации**  
Научный руководитель: Любимов Виктор Васильевич, доктор технических наук, профессор, зав. каф. физико-Химические Процессы и Технологии, Тульский Государственный Университет  
Адрес: 300600, пр. Ленина, 92, ТулГУ  
Телефон: (0872) 33-24-42  
E-Mail: abandoned@rambler.ru стр. 1248

Носов Леонид Сергеевич, аспирант  
Сыктывкарский государственный университет, физический  
**Воздействие сильного переменного поля на ансамбль независимых произ-вольно ориентированных однодоменных частиц**  
Научный руководитель: Котов Леонид Нафанаилович, д. ф.-м. н, зав. каф., Сыктывкарский государственный университет  
Адрес: 167000, Респ. Коми, г. Сыктывкар, ул. Пушкина, д. 7/2, кв. 22  
Телефон: (8212) 20-02-80  
E-Mail: lamama@mail.ru стр. 495

Павлова Мария Сергеевна, 6 курс  
Санкт-Петербургский государственный университет, физический  
**Особенности квадрупольной релаксации и расчёты констант квадрупольной связи в растворах электролитов.**  
Научный руководитель: Чижик Владимир Иванович, д. ф.-м. н, профессор, заведующий кафедрой, Санкт-Петербургский государственный университет, НИИ Физики им. Фока  
Адрес: г. Санкт-Петербург, Дунайский пр., д.38, к.1, кв. 111  
Телефон: (812)261-67-84  
E-Mail: MariaPavlova@mail.ru стр. 497

Паневин Александр Александрович, 4 курс  
Новгородский государственный университет, физико-технический  
**Магнитоэлектрический эффект в гомогенных феррит-пьезоэлектрических композитах в области электромеханического резонанса**  
Научный руководитель: Филиппов Дмитрий Александрович, к. ф.-м. н, зам. проректора по НР, Новгородский государственный университет  
Адрес: 173003 В. Новгород, Б. Санкт-Петербургская, 41  
Телефон: (8162) 22-72-22  
E-Mail: fdma@novsu.ac.ru стр. 499

Панкратов Николай Юрьевич, аспирант  
Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, физический  
**Влияние кобальта на магнитные фазовые переходы в соединениях Er(Fe,Co)11Ti**

Научный руководитель: Никитин Сергей Александрович, д. ф.-м. н, проф., МГУ им. М.В.Ломоносова, физический  
Адрес: 199992, Москва, Ленинские горы, МГУ им. М.В.Ломоносова, физический, кафедра ОФиМС  
Телефон: (095)939-49-02  
E-Mail: nik\_p2000@mail.ru стр. 501

Прохорова Ирина Викторовна, 5 курс  
Красноярский Государственный Университет, физический  
**Нелинейный магнитный резонанс в кристалле (CH<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>CuBr<sub>4</sub>**  
Научный руководитель: Патрин Геннадий Семенович, Академик РАН, Профессор, Красноярский Государственный Университет  
Адрес: 662978 Красноярский край, г. Железногорск, Ленинградский пр. 101-59  
E-Mail: irvipro@yandex.ru стр. 503

Радченко Григорий Сергеевич, аспирант  
Ростовский Государственный Университет, физический  
**Эффективные физические константы и спектроскопия неупорядоченных сегнетоактивных систем**  
Научный руководитель: Турик Анатолий Васильевич, д. ф.-м. н, профессор, заведующий кафедрой, Ростовский Государственный Университет  
Адрес: 344091 г. Ростов-на-Дону пр. Коммунистический 34/3 кв. 61  
Телефон: (8632) 22-08-85  
E-Mail: grig1980@mail.ru стр. 505

Разумов Алексей Викторович, аспирант  
Пензенский государственный университет, Естественно-научный  
**Энергетический спектр электрона в поле одномерной полимерной молекулы в продольном магнитном поле**  
Научный руководитель: Кревчик Владимир Дмитриевич, д. ф.-м. н, Зав. кафедры `Физика`, Пензенский государственный университет  
Адрес: 442100, Пензенская обл., Пачелмский р-н, р. п. Пачелма, ул. Луначарского, д. 6  
E-Mail: physics@diamond.stup.ac.ru стр. 507

Род Ирина Андреевна,  
МГУ им. М.В.Ломоносова, физический  
**О магнетокалорическом эффекте в системе наночастиц**  
Научный руководитель: Николаев Владимир Иванович, д. ф.-м. н, профессор, МГУ, физический ф-т  
Адрес: 119234, Москва, Воробьевы горы, ГЗ МГУ, сектор В, комн. 807  
Телефон: (095) 939-16-66  
E-Mail: rod\_i@mail.ru стр. 508

Романов Николай Геннадьевич, 4 курс  
Воронежский Государственный Технический Университет, физико-технический  
**Низкочастотные упругие и неупругие свойства манганита La<sub>2</sub>/3Sr<sub>1</sub>/3MnO<sub>3</sub> в окрестности температуры Кюри**  
Научный руководитель: Иванов Олег Николаевич, доктор наук, ведущий научный сотрудник, Воронежский Государственный Технический Университет  
Адрес: 394007 г. Воронеж ул. Ленинский проспект 115/19  
Телефон: (0732) 27-51-66  
E-Mail: nikolay83@list.ru стр. 510

Самардак Александр Сергеевич, ассистент  
Дальневосточный государственный университет, информационных технологий  
**Экстраординарное магнитосопротивление нанокристаллических Co/Cu/Co пленок**  
Адрес: 690950, Владивосток, Суханова, д.8, ИФИТ ДВГУ, кафедра ФОТИС  
Телефон: (4232) 58-02-86  
E-Mail: sas@lemoi.phys.dvgu.ru стр. 512

Сангаджиева Гиляна Андреевна, аспирант  
Российский Государственный Педагогический Университет им.А.И. Герцена, Физика  
**Магнитопольевая зависимость коэффициента Холла в кристаллах полуметаллов со сложной структурой зон при различных соотношениях концентраций и подвижностей носителей заряда.**  
Научный руководитель: Грабов Владимир Минович, д. ф.-м. н, профессор, Российский Государственный Педагогический Университет им.А.И.Герцена  
Адрес: 192007, г.Санкт-Петербург, проспект Лиговский д.275, ком.418  
E-Mail: sangadjieva@mail.ru стр. 514

Сдобняков Николай Юрьевич, старший преподаватель, к.ф.-м.н.  
Тверской государственной университет, физико-технический  
**Об условиях механической стабильности наночастиц и нанокomпозиционных материалов**  
Научный руководитель: Самсонов Владимир Михайлович, д. ф.-м. н, заведующий кафедрой, Тверской государственной университет  
Адрес: 170024 Тверь 50 лет Октября 3-1-107  
Телефон: (0822) 44-91-77  
E-Mail: p001713@tversu.ru стр. 516

Сидорова Екатерина Витяльевна, 5 курс  
Тверской государственной университет, физико-технический  
**Размерная зависимость поверхностного натяжения нанокapпель инертных газов и металлических расплавов в широком температурном интервале**  
Научный руководитель: Сдобняков Николай Юрьевич, к. ф.-м. н, ассистент, Тверской государственной университет  
Адрес: 170024 Тверь 50 лет Октября 3-1-107  
Телефон: (0822) 44-91-77  
E-Mail: p001713@tversu.ru стр. 518

Соболев Андрей Николаевич, 6 курс  
Южно-Уральский Государственный Университет, физический  
**Определение электропроводности жидких металлов методом рекурсии**  
Научный руководитель: Мирзоев Александр Аминулаевич, д. ф.-м. н, старший научный сотрудник, кафедра ОТФ ЮУрГУ  
Адрес: 454080, Челябинск, пр. Ленина, 76, ауд. 249  
Телефон: (3512) 65-47-13  
E-Mail: andrey@physics.susu.ac.ru стр. 520

Третьякова Ольга Павловна, аспирант  
МГУ им. М.В.Ломоносова, физический  
**О полевом фазовом переходе в системе суперпарамагнитных частиц**  
Научный руководитель: Николаев Владимир Иванович, д. ф.-м. н, профессор, МГУ, физический ф-т  
Адрес: 119234, Москва, Воробьевы горы, ГЗ МГУ, сектор В, комн. 821  
Телефон: (095) 939-16-66  
E-Mail: op\_tretyakova@mail.ru стр. 521

Хохолков Алексей Георгиевич, аспирант  
Тверской Государственной Университет, физико-технический  
**Исследование интерметаллических соединений РЗМ и Fe методами оптической металлографии и термического магнитного анализа**  
Научный руководитель: Пастушенков Юрий Григорьевич, д. ф.-м. н, Проректор, ТвГУ  
Адрес: 170002 г.Тверь ул.Коминтерна д.43, кв.287  
E-Mail: s011912@tversu.ru стр. 523

Шабардин Руслан Сергеевич, научный сотрудник  
Томский Политехнический Университет, Проблемная Научно Исследовательская Лаборатория  
**Исследование дефектности ферритовой керамики при помощи измерения температурного хода начальной магнитной проницаемости**  
Научный руководитель: Суржиков Анатолий Петрович, д. ф.-м. н, ,

Адрес: 634034, Томск, пр.Ленина 30  
E-Mail: Shabardin@tpu.ru стр. 525

Шабардина Наталия Валерьевна, аспирант  
Томский политехнический университет, Электротехнический институт  
**Синтез литиевого феррита в пучке ускоренных электронов**  
Научный руководитель: Суржиков Анатолий Петрович, д. ф.-м. н, директор, Электротехнический университет ТПУ  
Адрес: 634050 г.Томск пр.Ленина, 50  
E-Mail: Pronota@tpu.ru стр. 1237

Ялалов Марсель Миндиярович, 6 курс  
Южно-Уральский Государственный Университет, физический  
**Природа энергии смещения системы Fe-Cr и влияние на нее малых примесей переходных металлов: первопринципное компьютерное моделирование**  
Научный руководитель: Мирзоев Александр Аминулаевич, д. ф.-м. н, профессор, Южно-Уральский Государственный Университет  
Адрес: 454080, г. Челябинск, пр. Ленина, 76, гл. корп. ЮУрГУ, кафедра ОТФ  
Телефон: (3512) 65-47-13  
E-Mail: marsel@physics.susu.ac.ru стр. 527

## Положительный магниторезистивный эффект в гранулированных нанокompозитах Co-Al<sub>2</sub>O<sub>n</sub>

*Авдеев Сергей Федорович*

*Ситников Александр Викторович, Копытин Михаил Николаевич*

*Воронежский Государственный Технический Университет*

*Стогней Олег Владимирович, к.ф.-м.н*

*[michaelkopitin@mail.ru](mailto:michaelkopitin@mail.ru)*

Проведено исследование магниторезистивного эффекта в тонкопленочных образцах (4-8 мкм) гранулированных композиционных материалов Co-Al<sub>2</sub>O<sub>n</sub> при комнатной температуре. Объекты исследования были полученные методом ионно-лучевого распыления составных мишеней (кобальтовая основа с навесками из Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>). Для обеспечения стехиометричности состава диэлектрической фазы осаждение композитов осуществлялось в смешанной атмосфере (в аргон добавлялся кислород). Были получены и исследованы композиты в широком интервале соотношений диэлектрической и металлической фаз, включающем в себя как порог перколяции, так и концентрационные области до и после него.

Установлено, что в широкой области составов, расположенных до порога перколяции, нанокompозиты проявляют гигантское отрицательное магнитосопротивление, достигающее 6,5 % в поле 10 кЭ. Характерно, что данная величина магнитосопротивления практически не зависит от доли металлической фазы в этой области составов. При приближении к порогу перколяции в композитах наряду с «классическим» - отрицательным магнитосопротивлением возникает положительное магнитосопротивление. Положительное магнитосопротивление проявляется в том, что при приложении внешнего магнитного поля, электрическое сопротивление образца возрастает (в отличие от «классического» отрицательного магнитосопротивления) с выходом на максимум. Максимальное значение положительного магнитосопротивления достигает 1,45 % (см. рис.1).

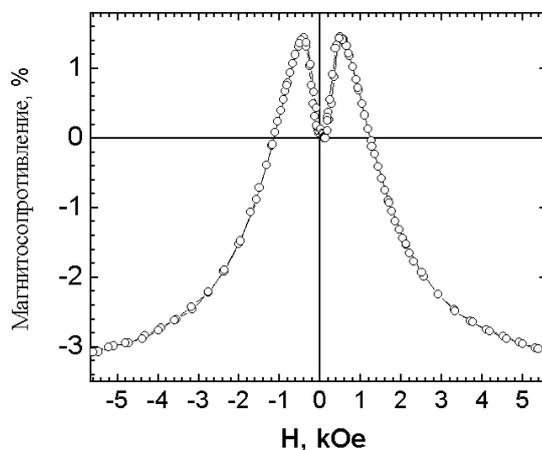


рис.1

При дальнейшем увеличении магнитного поля происходит уменьшение магнитосопротивления, т.е. начинает доминировать механизм, обуславливающий реализацию отрицательного магнитосопротивления. Значение магнитного поля, соответствующего максимальной величине электросопротивления композита (максимуму положительного магнитосопротивления), монотонно увеличивается с увеличением доли металлической фазы, достигая 1000 Э при максимальном содержании кобальта. При переходе к композитам, расположенным за порогом перколяции, величина магнитосопротивления, как положительного, так и отрицательного, уменьшаются до нулевых значений, что связано с изменением механизма электропереноса. Следует подчеркнуть, что раздвоение максимума магнитосопротивления не является следствием наличия коэрцитивности у композитов. В противном случае наблюдался бы обычный гистерезис магнитосопротивления, совпадающий с магнитным гистерезисом. Однако даже при максимальном содержании кобальта (т.е. за порогом перколяции) коэрцитивная сила композитов не превышает 80 Э, что на порядок меньше, чем величина раздвоения пиков магнитосопротивления.

Известно, что магнитосопротивление гранулированных нанокомпозитов обусловлено спин-зависимым туннелированием поляризованных электронов между ферромагнитными гранулами. Вероятность такого туннелирования зависит от взаимной ориентации магнитных моментов гранул - максимальна при параллельной ориентации и минимальна при антипараллельной. Иными словами, если вектор поляризации электронов не коллинеарен вектору намагничивания соседней гранулы – вероятность туннелирования в такую гранулу снижается. Исходя из этого, мы полагаем, что причина положительного магнитосопротивления в композитах  $\text{Co-Al}_2\text{O}_n$  обусловлена формированием на поверхности металлических гранул оболочки из оксида кобальта. Наличие оксида кобальта, проявляющего антиферромагнитные свойства, приводит к тому, что объем гранулы и её поверхность перемагничиваются при разных полях. Рост электросопротивления при увеличении магнитного поля соответствует процессу переориентации магнитных моментов гранул, таким образом, что магнитный момент объема гранулы следует за внешним полем, в то время как оболочка остается неперемагниченной. Поэтому, при некотором значении магнитного поля реализуется ситуация предельной разориентации магнитных моментов объема гранулы и ее поверхностного слоя. Такое состояние соответствует минимальной вероятности туннелирования и, соответственно, максимальному значению сопротивления. Дальнейшее увеличение магнитного поля уменьшает степень разориентирования магнитных моментов, приводя, тем самым, к уменьшению электросопротивления композитов (рис. 1).

# Численное моделирование прохождения $180^\circ$ доменной границы в редкоземельном ортоферрите через область с неоднородными параметрами магнитной анизотропии

*Азаматов Шамиль Альбертович*

*Башкирский Государственный Университет*

*Екомасов Евгений Григорьевич, к.ф-м.н*

*[AzamatovSA@mail.ru](mailto:AzamatovSA@mail.ru)*

Как известно, проблема теоретического описания динамики доменных границ (ДГ) в редкоземельных ортоферритах (РЗО) – это проблема решения системы связанных нелинейных дифференциальных уравнений второго порядка [1]. Причем, аналитических методов для их решения в общем случае пока не найдено. С другой стороны, имеются работы по исследованию динамики ДГ магнетиков с помощью численных методов [2]. В тоже время имеются экспериментальные работы по наблюдению динамически движущейся ДГ в РЗО (см. напр.[3]). В данной работе с помощью численных методов, изучалось влияния неоднородностей параметров материала (например, константы магнитной анизотропии) на нелинейную динамику ДГ.

Из уравнения Ландау-Лифшица описывающего динамику ДГ, используя известное приближение  $|\vec{m}| \ll |\vec{l}|$ , (где  $\vec{m}$  – вектор ферромагнетизма,  $\vec{l}$  – вектор антиферромагнетизма)[1], можно получить безразмерное уравнение движения в угловых переменных вектора  $\vec{l} = \vec{l}(\cos\theta, \sin\theta\sin\varphi, \sin\theta\cos\varphi)$  при отсутствии выхода намагниченности из плоскости разворота ДГ ( $\varphi=0$ ):

$$\Delta U - \ddot{U} - f(x)\sin U = 2\frac{H_d H_z}{H_K H_E} + 2\alpha\sqrt{\frac{H_E}{H_K}} \dot{U} \quad (1)$$

где  $U=2\theta$ ,  $x=x/\delta_0$ ,  $t=t/\left(\frac{\delta_0}{c}\right)$ ,  $c$  – предельная скорость ДГ,  $\alpha$  – релаксационная константа (коэффициент затухания),  $\delta_0$  – ширина ДГ,  $H_z$  – внешнее магнитное поле,  $H_E, H_d, H_K$  – константы зависящие от параметров материала ( $H_E \sim 10^6$  эрс,  $H_d \sim 10^5$  эрс,  $H_K \sim 10^4$  эрс),  $f(x)$  – некоторая функция, определяющая распределение анизотропии в магнетике.

Рассмотрим бесконечный кристалл РЗО в низкотемпературной магнитной фазе  $G_x F_z$  с расположенной на ней неелевской ДГ  $\theta_0 = 2\arctg(e^x)$ . Для простоты ограничимся случаем  $f(x)$  в виде прямоугольной ямы:  $f(x) = \begin{cases} 1, & |x| > W/2 \\ d, & |x| \leq W/2 \end{cases}$ , где  $W$  – ширина и  $d$  – глубина “дефекта”

В работе была рассмотрена одномерная динамическая задача, когда  $\theta = \theta(x, t)$ . Найдены зависимости скорости движения и координаты центра ДГ от времени, величина минимальной скорости прохождения через область с неоднородной

анизотропией от параметров “дефекта”(рис 1,2). Изучены изменения структуры ДГ при движении через и колебаниях на неоднородной области.

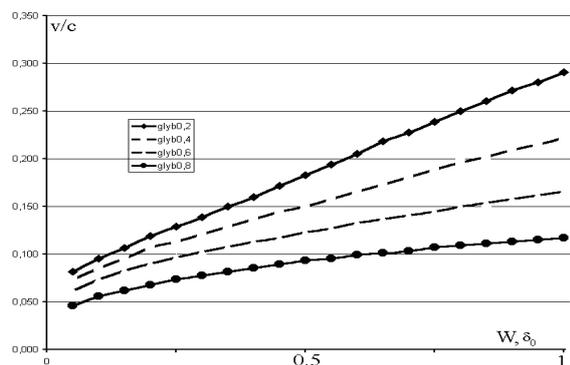


рис.1 Зависимость минимальной скорости прохождения через “дефект” от ширины  $W$  “дефекта” (коэф. затух.=0.001)

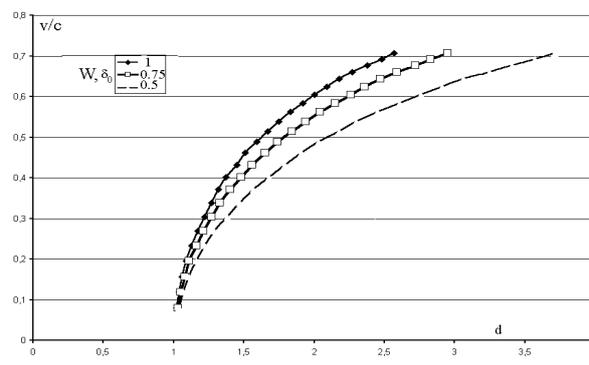


рис.2 Зависимость минимальной скорости прохождения через “дефект” от глубины  $d$  “дефекта” (коэф. затух.=0.001)

Из представленных графиков видно, что они имеют нелинейный характер. В результате численного исследования найдено, что прохождение ДГ через область неоднородной константы магнитной анизотропии сопровождается сложной динамической перестройкой ДГ и излучением ею, повидимому, спиновых волн. Связав минимальную скорость для преодоления дефекта с коэрцитивной силой магнетика можно использовать динамику ДГ, как зонд для изучения неоднородностей материала. Также были исследованы случаи, динамики ДГ при прохождении через треугольный и параболический дефект.

Список публикаций:

- [1]. М.М. Фарзудинов, М.А. Шамсутдинов, А.А. Халфина, ФТТ, **21**, 5, 1522 (1979).
- [2]. D.I. Paul, SSP, Vol. 12 (1979).
- [3]. М.В. Четкин, Ю.Н. Курбатова, ФТТ, **43**, 8, 1503 (2001).

## Диссипативные структуры в тонких слоях магнитной жидкости

*Алексеев Андрей Александрович*

*Пермский государственный технический университет*

*Пшеничников Александр Федорович*

*[BASS@icmm.ru](mailto:BASS@icmm.ru)*

Недавно в работах [1, 2] сообщалось о наблюдении дифракционной картины при пропускании луча лазера через тонкий слой магнитной жидкости (МЖ). Авторы утверждают, что к возникновению дифракции приводит концентрационная неоднородность МЖ, но физические обоснования этого эффекта указываются разные. В работе [1] причиной возникновения неоднородности концентрации является *термоконвективное* движение, а в работе [2] – *термодиффузионный* эффект Соре.

В данной работе проведено экспериментальное исследование дифракции лазерного луча при пропускании его через тонкий горизонтальный слой МЖ, помещенный в однородное магнитное поле, ориентированное по нормали к плоскости слоя.

В широком диапазоне параметров задачи получено семейство оптических картин. Обнаружена смена дифракционной картины (от концентрических колец до многоугольников) в зависимости от величины приложенного магнитного поля и толщины слоя МЖ.

Проведены количественные оценки безразмерных параметров, отвечающих за конвективный и термодиффузионный механизмы концентрационного распределения, который происходит в системе. Показано, что в тонких слоях ( $<10$  мкм) за концентрационную неоднородность отвечает термодиффузионный эффект Соре, а в относительно толстых ( $>100$  мкм) – термоконвективное движение.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда гражданских исследований и развития для стран СНГ (Civilian Research & Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union), грант PE-009-0.

Список публикаций:

[1] W. Luo and T. Du, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 82, 4134 (1999).

[2] B. Hoffmann, W. Kühler, M. Krekhova, *J. Chem. Phys.*, Vol. 118, 3237 (2003).

## **Магнитоэлектрический эффект в двухслойных композиционных феррит-пьезоэлектрических материалах в области ферромагнитного резонанса**

*Антоненков Олег Владимирович*

*Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого*

*Филиппов Дмитрий Александрович, к.ф.-м.н*

*[olegkin@list.ru](mailto:olegkin@list.ru)*

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект в области ферромагнитного резонанса заключается в сдвиге резонансной линии под действием электрического поля. Его возникновение в композитах связано с механическим взаимодействием ферритовой и пьезоэлектрической подсистем. При приложении электрического поля вследствие пьезоэффекта в пьезоэлектрической фазе возникают механические напряжения, которые передаются в магнитную компоненту и за счет магнитострикции происходит изменение магнитного момента, в результате чего наблюдается сдвиг резонансной линии. В данной работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование сдвига линии в композитах.

В качестве модели рассмотрен двухслойный феррит-пьезоэлектрический образец в форме диска радиуса  $R$ , состоящий из феррита толщиной  ${}^m h$  и пьезоэлектрика толщиной  ${}^p h$ . Будем считать диск тонким, т.е.  ${}^m h, {}^p h \ll R$ . На нижней и верхней поверхности образца нанесены тонкие металлические контакты, толщину которых считаем пренебрежимо малой. Пусть слой пьезоэлектрика поляризован по нормали к плоскостям контактов (ось  $Z$ ). Постоянное (подмагничивающее) и переменное магнитные поля направлены по нормали к плоскости контактов.

Так как поверхности диска свободные, то, следовательно, нормальные составляющие тензора механических напряжений на них равны нулю. Для тонкого диска можно считать, что компонента тензора напряжений  $T_{zz}$  равна нулю не только на поверхности, но и во всем объеме. Кроме того, верхняя и нижняя поверхность диска

представляют собой эквипотенциальные поверхности, поэтому отличной от нуля будет только  $z$ -проекция вектора напряженности электрического поля. С учетом этого уравнения для тензора деформаций магнитной и пьезоэлектрической фазы соответственно имеют вид:

$$\begin{aligned} {}^m S_1 &= s_{11} {}^m T_1 + s_{12} {}^m T_2, \\ {}^m S_2 &= s_{12} {}^m T_1 + s_{22} {}^m T_2, \\ {}^p S_1 &= s_{11} {}^p T_1 + s_{12} {}^p T_2 + d_{31} E_3, \\ {}^p S_2 &= s_{12} {}^p T_1 + s_{22} {}^p T_2 + d_{31} E_3. \end{aligned} \quad (1)$$

где  ${}^m s_{ij}$ ,  ${}^p s_{ij}$  – модули податливости магнитной и пьезоэлектрической фаз соответственно,  $d_{ij}$  – пьезоэлектрические модули,  $E_3$  –  $z$ -проекция вектора напряженности электрического поля.

На границе раздела феррит-пьезоэлектрик имеем следующие граничные условия:  ${}^m S_{rr} = \beta {}^p S_{rr}$ , где  $\beta = 0 \div 1$  – коэффициент связности фаз, учитывающий неидеальность контакта между фазами. Кроме того, при  $r = 0$  смещение  ${}^m u(r) = {}^p u(r) = 0$ . Из условия равновесия образца следует, что при  $r = R$   ${}^m T_{rr} {}^m h + {}^p T_{rr} {}^p h = 0$ . Выражая компоненты напряжений через компоненты деформаций и решая уравнение эластостатики с учетом граничных условий, для компонент тензора напряжений имеем следующие выражения:

$$\begin{aligned} {}^m T_{rr} &= \frac{\beta}{{}^m s_{11}(1-{}^m \nu) + \beta \gamma {}^p s_{11}(1-{}^p \nu)} d_{31} E_3, \\ {}^m T_{\theta\theta} &= \frac{\beta}{{}^m s_{11}(1-{}^m \nu) + \beta \gamma {}^p s_{11}(1-{}^p \nu)} d_{31} E_3, \end{aligned} \quad (2)$$

где  ${}^m \nu = - {}^m s_{12} / {}^m s_{11}$ ,  ${}^p \nu = - {}^p s_{12} / {}^p s_{11}$  – коэффициенты Пуассона магнитной и пьезоэлектрической фазы соответственно,  $\gamma = {}^m h / {}^p h$ .

Механические напряжения приводят к изменению намагниченности феррита, вследствие чего происходит сдвиг линии магнитного резонанса. В случае, когда магнитное и электрическое поля направлены вдоль оси поляризации пьезоэлектрика, сдвиг резонансной линии под действием электрического поля  $E$  равен:

$$\delta H_E = \frac{3\lambda_{100}(T_{rr} + T_{\theta\theta})}{M_0} = \frac{6\lambda_{100}\beta}{{}^m s_{11}(1-{}^m \nu) + \beta \gamma {}^p s_{11}(1-{}^p \nu)} \frac{d_{31} E}{M_0}, \quad (3)$$

где  $M_0$  – намагниченность насыщения магнитострикционного слоя.

Выражение (3) позволяет определить величину сдвига линии ФМР от параметров магнитной и пьезоэлектрической фаз, их процентного состава, коэффициента связности фаз и т.д. В частности, как следует из (3), сдвиг резонансной линии увеличивается при увеличении процентного содержания пьезоэлектрика в составе композита (при уменьшении параметра  $\gamma = {}^m h / {}^p h$ ).

На рис.1 приведена экспериментальная зависимость сдвига линии ФМР для образцов многослойного композиционного материала из 16 слоев  $Li_{0.4}Zn_{0.2}Fe_{2.4}O_4$  по 38

мкм и 15 слоев ЦТС переменной толщины. Величина эффекта увеличивается с увеличением толщины ЦТС слоев при постоянной толщине  $Li_{0.4}Zn_{0.2}Fe_{2.4}O_4$  слоев.

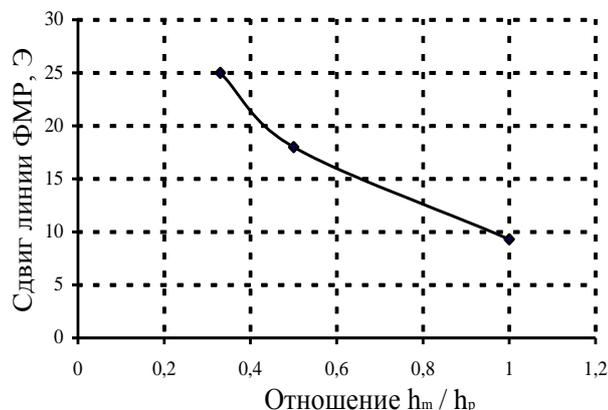


рис.1 - Зависимость сдвига линии ФМР от толщины ЦТС слоев при напряженности электрического поля 22 кВ/см для композита из 16 слоев  $Li_{0.4}Zn_{0.2}Fe_{2.4}O_4$  по 38 мкм и 15 слоев ЦТС

## Проводимость двумерного массива квантовых точек Ge/Si в магнитном поле

*Блошкин Алексей Александрович*

*Новосибирский государственный университет*

*Якимов Андрей Иннокентиевич, д. ф.-м. н*

*[bloshkin@mail.ru](mailto:bloshkin@mail.ru)*

Экспериментально исследованы температурная и магнитополевая зависимости проводимости, обусловленной прыжковым транспортом дырок вдоль двумерного массива квантовых точек (КТ) Ge/Si, сформированных методом молекулярно-лучевой эпитаксии в режиме роста по механизму Странского-Крастанова. Слой Ge толщиной 1 нм вводился внутрь 250 нм слоя Si на расстоянии 200 нм ниже поверхности. Исследования структуры с помощью высокоразрешающей электронной микроскопии показали, что средние размеры основания нанокластеров Ge в плоскости роста составляют 8 нм, высота  $\sim 2$  нм, слоевая плотность нанокластеров  $(4-5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Контролируемое заполнение островков Ge дырками осуществлялось введением  $\delta$ -легированного бором слоя Si на расстоянии 10 нм ниже слоя КТ. Концентрация бора в  $\delta$ -слое  $\approx 1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Проведенные расчеты на основании решения уравнения Пуассона и электронейтральности, а так же статистического распределения дырок по энергетическим состояниям показали, что в среднем каждая КТ содержала по 3 дырки. Две из них находились в основном состоянии, и одна в возбужденном.

Показано, что зависимость проводимости  $\sigma$  от температуры  $T$  при  $T > 5$  К подчиняется закону Эфроса-Шкловского с предэкспоненциальным множителем, не зависящем от температуры и равным  $e^2/h$ :

$$\sigma(T) = \frac{e^2}{h} \exp\left(-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{\frac{1}{2}}\right) \quad (1)$$

где  $T_0 = 100$  К,  $e$  - заряд электрона,  $h$  - постоянная Планка.

Такая температурная зависимость проводимости свидетельствует о наличии многочастичных кулоновских корреляций в прыжковом транспорте заряда. При понижении температуры зависимость  $\sigma$  от  $T$  усиливается, и при  $T < 5$  К происходит переход от закона Эфроса-Шкловского к закону Аррениуса :

$$\sigma(T) \propto \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \quad (2)$$

где  $E_a = 1$  meV,  $k$  - постоянная Больцмана.

Переход к закону Аррениуса при низких температурах означает, что вблизи уровня Ферми в полосе  $2E_a$  отсутствуют энергетические состояния дырок. Энергия активации проводимости линейно возрастает с увеличением магнитного поля и насыщается в полях более 4 Т.

Обнаружено, что магнитосопротивление является сильно анизотропным (рис. 1):

проводимость уменьшается, при ориентации магнитного поля перпендикулярно слою КТ и увеличивается в магнитном поле, вектор которого лежит в плоскости образца. Абсолютные величины магнитосопротивления различаются между собой на 2 порядка. Такая анизотропия магнитосопротивления свидетельствует о двумерном транспорте заряда вдоль слоев КТ. Магнитосопротивление при поперечной ориентации поля описывается выражениями (3) в слабых полях ( $H < 1-2$  Т) и (4) в более сильных полях.

$$\ln[R(H)/R(0)] \propto \frac{H^2}{B_0^2} \quad (3)$$

$$\ln[R(H)/R(0)] \propto \frac{H}{B_1} \quad (4)$$

Для объяснения полученных результатов была предложена модель, в основе которой лежит расщепление возбужденного состояния дырки в КТ вследствие эффекта Зеемана. На основе анализа полученных результатов получена величина фактора Ланде  $g = 2.1 \pm 0.3$ .

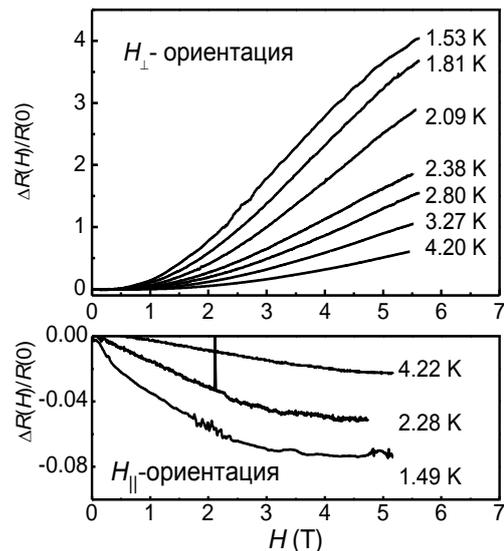


рис.1 Магнитосопротивление образца при поперечной и продольной ориентации магнитного поля.

## Релаксационные свойства ферритов при больших амплитудах переменного поля

Богданов Виктор Андреевич

Сыктывкарский Государственный Университет

Власов Владимир Сергеевич

[virox\\_des@rambler.ru](mailto:virox_des@rambler.ru)

Проводимые в настоящее время интенсивные исследования динамики намагниченности в феррримагнетиках ограниченных размеров (особенно в малых частицах и плёнках) стимулируются их уникальными свойствами и перспективами практического применения. В то же время изучению релаксационных процессов уделяется не достаточное внимание, хотя они во многих случаях являются определяющими в процессах динамического перемагничивания ферритов. В работе теоретически исследованы релаксационные процессы в ферритовых частицах, возникающие после действия на них импульсного радиочастотного магнитного поля различной амплитуды  $h$ . Для описания магнитных колебаний в частицах использовано уравнение Гильберта в декартовой системе координат. В работе рассматриваются намагниченные до насыщения ферритовые частицы, имеющие форму тонкой пластинки, с кубической симметрией и нормалью, совпадающей с кристаллографической осью [001]. Примем, что кристаллографическая ось [001] совпадает с осью  $z$ , а оси [100] и [010] совпадают с осями  $x$  и  $y$  соответственно. Внешнее постоянное поле  $\vec{H}_0$  направлено перпендикулярно переменному полю и плоскости пленки. В этом случае уравнение Гильберта записывается в следующем виде:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma[\vec{m} \times \vec{H}_{eff}] + \alpha \left[ \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} \right] \quad (1)$$

$$\begin{aligned} H_{eff x} &= -2m_x \{A_z m_y^2 + m_z^2 K_1^* + K_u^*\} + h_x(t), & H_{eff y} &= -2m_y \{A_x m_z^2 + m_x^2 K_1^* + K_u^*\}, \\ H_{eff z} &= -2m_z \{A_y m_x^2 + m_y^2 K_1^*\} + C, \end{aligned} \quad (2)$$

$$A_i = K_1^* + K_2^* m_i^2, \quad i = x, y, z, \quad C = H_0 - \sigma m_z,$$

где  $\vec{H}_{eff}$  - эффективное магнитное поле внутри частицы,  $\vec{m}$  - единичный вектор намагниченности,  $K_j^* = K_j / M_S$  ( $j=1,2,u$ ),  $K_1$ ,  $K_2$  - первая и вторая константы анизотропии,  $K_u$  - константа наведенной одноосной анизотропии,  $\sigma = 4\pi M_S$ ,  $M_S$  - намагниченность насыщения ферритового материала,  $h_x(t) = h_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0)$  - переменное поле, где  $h_0, \omega_0, \varphi_0$  - амплитуда, частота и начальная фаза переменного поля,  $\alpha$  - параметр диссипации колебаний намагниченности. Из одного векторного уравнения получим система из 3-х скалярных уравнений при проектировании его на оси  $x, y, z$ .

Численное решение системы уравнений находилось при помощи метода Рунге-Кутты 4-5 порядка. Значение  $\omega_0$  выбиралось равной частоте ферромагнитного резонанса (ФМР). При расчетах использовались параметры ферритового материала

частиц типа марганец-цинковой шпинели состава  $Mn_{0.42}Zn_{0.44}Fe_{2.145}O_4$  :  $M_S = 600 G$ ,  $K_1 = 4000 \text{ erg/cm}^3$ ,  $K_2 = -1000 \text{ erg/cm}^3$ ,  $K_u = -1000 \text{ erg/cm}^3$ .

В работе была численно исследована зависимость формы линии нелинейного ФМР и ее полуширины, которая определяет время релаксации магнитных колебаний, от амплитуды переменного поля. По итогам работы можно сделать ряд выводов.

При больших амплитудах переменного поля форма линии нелинейного ФМР становится нелоренцевой. Причем степень «нелоренцевости» возрастает при увеличении амплитуды  $h$ . Наблюдается не монотонный рост полуширины линии нелинейного ФМР от амплитуды поля  $h$ . Полуширина линии нелинейного ФМР в зависимости от амплитуды  $h$  растёт ступенчато (см. рис.1).

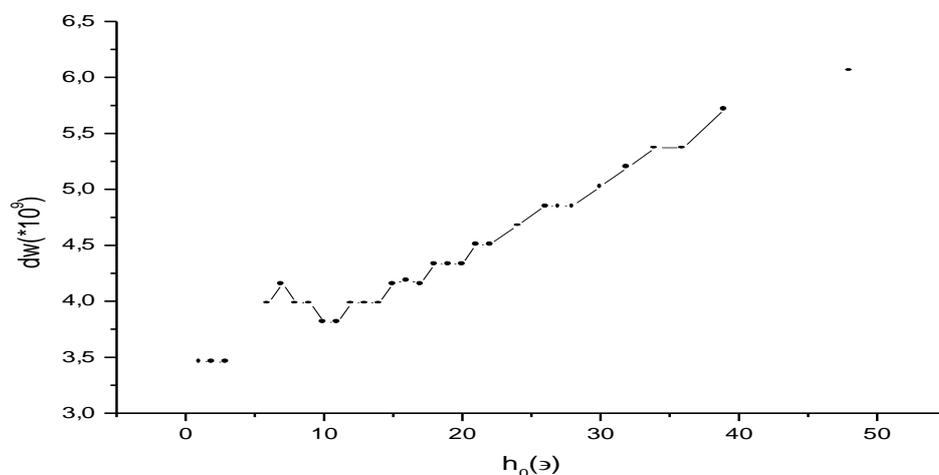


рис.1

При малых значениях амплитуды  $h$  (от 5 до 6 Э) наблюдается резкое увеличение полуширины линии нелинейного ФМР. При дальнейшем увеличении амплитуды переменного поля (до 10 Э) наблюдается резкое уменьшение полуширины линии нелинейного ФМР (рис.1). Такое поведение полуширины линии ФМР приведет к уменьшению времени релаксации при росте амплитуды переменного поля. Этот эффект является новым и он не описан еще в литературе.

## Особенности нелинейной динамики магнитной и упругой подсистем малых частиц

*Власов Владимир Сергеевич*

*Сыктывкарский Государственный Университет*

*Котов Леонид Нафанаилович, д.ф.-м.н*

*[vlasovv78@mail.ru](mailto:vlasovv78@mail.ru)*

В последнее время интенсивно стала исследоваться динамика нелинейных систем. Это связано с важностью и фундаментальностью задачи, большими практическими приложениями. Решение нелинейных задач поднимается на качественно другой уровень из-за использования мощной вычислительной техники. Одной из таких задач

является исследование нелинейной динамики намагниченности, в особенности образцах малых размеров.

В работе рассмотрена динамика нелинейных магнитоупругих колебаний в ферритовых частицах возбужденных радиоимпульсным магнитным полем и проведено численное исследование задачи возбуждения однородных колебаний намагниченности с учетом магнитоупругой связи, для материалов с потерями.

Рассмотрим намагниченную до насыщения ферритовую частицу, имеющую форму тонкого диска. Внешнее постоянное поле направим перпендикулярно плоскости частицы и вдоль кристаллографического направления  $[001]$ , совпадающего с осью  $OZ$ . Переменное поле направим вдоль оси  $OX$ . Исследуем поперечные упругие колебания как наиболее связанные с магнитной подсистемой, и учтём только одну компоненту вектора механического смещения.

Для исключения процессов параметрического распада необходимо возбуждать прецессию на частоте ферромагнитного резонанса (ФМР). Рассмотрим однородные колебания намагниченности, которые возбуждают упругие моды в частице. Нелинейные граничные условия на поверхности частицы учитываются непрерывностью механического напряжения. Для описания магнитоупругих колебаний частицы используем известную систему уравнений, состоящую из уравнения Гильберта, и уравнения для механического смещения. Усредняя уравнения по объёму частицы, получим бесконечномерную систему нелинейных дифференциальных уравнений.

Детальное рассмотрение нелинейной магнитоупругой динамики возможно путем численного анализа. Численное решение системы находилось при помощи метода Рунге-Кутты 4-5 порядка. При расчетах использовались параметры ферритового материала частиц типа марганец-цинковой шпинели состава  $Mn_{0.42}Zn_{0.44}Fe_{2.145}O_4$ .

Результаты вычислений для колебаний намагниченности в частице без учета магнитоупругой связи аналогичны [1]. Отметим особенности колебаний намагниченности при выполнении условий магнитоакустического резонанса (МАР) так и вдали от МАР. Пусть для частиц выполнено условие ФМР, а собственная акустическая частота колебаний находится вблизи частоты ФМР. В этом случае в начальном приближении можно рассмотреть возбуждение только 1-ой акустической моды. Вдали от акустического резонанса магнитоупругая связь является достаточно слабой и фактически не влияет на колебания намагниченности. С приближением акустической частоты колебаний к частоте ФМР, начинается заметное влияние магнитоупругой связи на колебания намагниченности. Амплитуда упругих колебаний начинает расти за счет уменьшения амплитуды магнитных колебаний. При выполнении условий МАР колебания намагниченности приобретают сильно релаксационный характер. Намагниченность в начале действия переменного поля ведет себя, так же, как и в случае «чистого» ФМР [1], а через определенное время, даже ещё при действии импульса поля, релаксирует в первоначальное положение, которое можно охарактеризовать временем релаксации намагниченности в первоначальное положение. Время нарастания упругих колебаний приближенно равно времени релаксации намагниченности в первоначальное положение. Время релаксации намагниченности в первоначальное положение немонотонным образом зависит от времени релаксации магнитной подсистемы, характеризуемое параметром диссипации  $\alpha$ . Минимальное значение времени релаксации в первоначальное положение наблюдается для

выбранных параметров материала при  $\alpha \approx 0,1$ . 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. При малых значениях  $\alpha$  колебания намагниченности более нелинейные, чем в случае средних  $\alpha$  ( $\alpha \approx 0,1$ ). При уменьшении  $\alpha$  высокочастотные колебания намагниченности очень малы. Наблюдается релаксация намагниченности на низких частотах, обратных времени переключения намагниченности (время выхода на максимальные значения при включении поля). В случае больших  $\alpha$  колебания намагниченности являются почти гармоническими. После выключения импульса переменного поля амплитуда колебаний намагниченности в некоторой степени возрастает (степень роста зависит от  $\alpha$ ) за счет обратного перехода энергии из упругой подсистемы в магнитную подсистему. Далее колебания намагниченности затухают с временем релаксации магнитоупругих колебаний.

Таким образом, в работе выявлены особенности поведения намагниченности и упругих колебаний частиц в режиме ФМР при различной эффективности магнитоупругой связи. Обнаружен сильно релаксационный характер поведения колебаний намагниченности при точном выполнении условий МАР.

Приведенные результаты могут значительно ускорить разработку акустических усилителей звука с электромагнитной накачкой, а также показывают механизмы диссипации энергии переменного поля в малых частицах.

Список публикаций:

[1]. А.М. Шутый, Д.И. Семенцов, ФТТ, **44**, 734 – 738 (2002).

## **Строение гидратных оболочек многоатомных ионов по данным методов ЯМР-релаксации и квантовой химии**

*Воронцова Анна Анатольевна*

*Санкт-Петербургский государственный университет*

*Чирик Владимир Иванович д.ф.м.н*

*[voron@esr.phys.spbu.ru](mailto:voron@esr.phys.spbu.ru)*

К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный и теоретический материал по структуре растворов электролитов и подвижности составляющих их частиц, однако однозначное решение проблемы не найдено до сих пор. Сравнение данных, полученных разными методами показывает, что, несмотря на качественное согласие результатов, существуют значительные расхождения в количественных оценках таких важных параметров как координационные числа и коэффициенты самодиффузии ионов, времена переориентации молекул растворителя и др. В данной работе исследуются многоатомные кислородсодержащие ионы методами ЯМР-релаксации и квантовой химии.

Процесс ядерной магнитной релаксации - это процесс установления вектора ядерной намагниченности к состоянию равновесия в статическом магнитном поле.

Изучая процесс ядерной магнитной релаксации можно судить о внутреннем строении вещества. В нашей лаборатории был разработан метод исследования микроструктуры электролита основанный на изучении зависимости скорости спин-решеточной релаксации от концентрации вещества при различных температурах. Целью представляемой работы является дальнейшее развитие метода для исследования микроструктуры гидратных оболочек многоатомных ионов. Были измерены концентрационные зависимости скорости спин-решеточной релаксации в водных растворах неорганических кислот при разных температурах.

Другой метод используемый в данной работе - это метод квантовой химии, который дает возможность расчета распределения электронной плотности внутри иона и, следовательно, его координационных центров.

К сожалению, результаты квантово-химического расчета зависят от выбора базиса, в котором производится квантово-химический расчет. В данной работе использовались различные базисы с добавлением диффузионных и поляризующих функций.

В данной работе были проведены расчеты ионов  $\text{NO}_3^-$ ,  $\text{CO}_3^{2-}$ ,  $\text{SO}_4^{2-}$ ,  $\text{PO}_4^{3-}$ ,  $\text{D}_3\text{O}^+$  и  $\text{H}_3\text{O}^+$  методами локализованных молекулярных орбиталей. Все квантово-химические расчеты проводились при помощи программы GAMESS.

Ранее сделано предположение, что количество центроидов электронной оболочки около атомов кислорода соответствует координационному числу этих ионов. На данном этапе это предположение подтвердилось для ионов  $\text{NO}_3^-$ ,  $\text{CO}_3^{2-}$ ,  $\text{D}_3\text{O}^+$  и  $\text{H}_3\text{O}^+$ . Полученные данные о распределении электронной плотности ионов планируется применить при создании потенциалов взаимодействия ион - молекула растворителя в методе молекулярной динамики.

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 01-03-32768-а, 03-03-06509мас), Минобразования России (№ УР 01.01.070, Е02-5.0-83 и А03-2.9-518).

## **Процессы структурирования и магнитная восприимчивость магнитных жидкостей повышенной вязкости**

*Гладких Дмитрий Владимирович*

*Ставропольский Государственный Университет*

*Диканский Юрий Иванович*

*[Genphys@pm.stavsu.ru](mailto:Genphys@pm.stavsu.ru)*

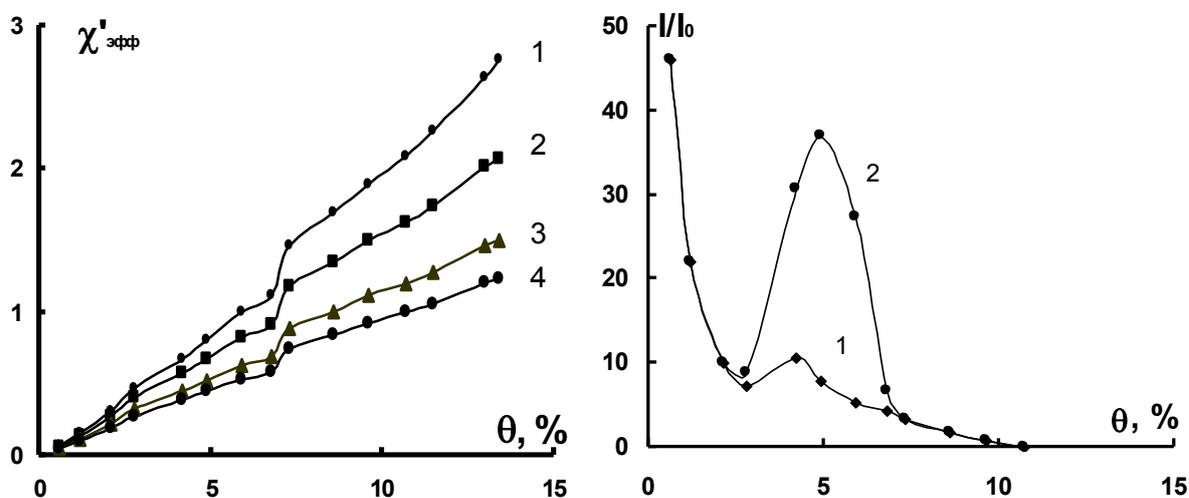
Магнитные жидкости (МЖ) – коллоидные растворы ферро- и ферримагнетиков в жидких средах к настоящему времени считаются достаточно хорошо изученными. Наиболее распространенными и в большей степени исследованными являются магнитные жидкости на основе керосина. Однако наибольшее применение получили жидкости на более вязких основах: минеральных маслах и кремнийорганических средах. Эффекты взаимодействия частиц в таких МЖ, их структурные свойства остаются до настоящего времени мало изученными. Настоящая работа посвящена исследованию магнитной восприимчивости и структуры магнитной жидкости на основе вакуумного масла.

В качестве исходного образца была использована магнитная жидкость с магнетитовыми частицами на основе вакуумного масла с объемной концентрацией дисперсной фазы  $\theta = 13,4\%$ . Из исходного образца путем разбавления жидкостью-носителем был получен концентрационный ряд магнитных жидкостей, состоящий из 14 образцов, концентрация самого разбавленного из которых составляла  $\theta = 0,6\%$ . Магнитная восприимчивость определялась по изменению индуктивности соленоида при внесении в него образца. Измерение индуктивности соленоида осуществлялось с помощью измерителя иммитанса LCR-817, погрешность определения эффективного значения магнитной восприимчивости  $\chi'_{эфф}$  не превышала 3%.

Оказалось, что концентрационная зависимость магнитной восприимчивости претерпевает “скачок” в области концентраций  $\sim 7\%$  (рис.1, кривая 1), при этом при концентрациях меньших и больших 7% характер зависимости  $\chi'_{эфф}(\theta)$  близок к линейному. Тщательное исследование начального участка концентрационной зависимости  $\chi$  не выявило его отклонения от линейности; после “скачка” угловой коэффициент зависимости изменяется.

Также оказалось, что воздействие внешнего постоянного магнитного поля приводит к уменьшению относительной величины “скачка”, вплоть до исчезновения при достаточно большой напряженности поля (рис.1, кривые: 1 –  $H = 0$ ; 2 –  $H = 2.15$  кА/м; 3 –  $H = 4.3$  кА/м; 4 –  $H = 5.8$  кА/м).

Наблюдения в оптический микроскоп показали, что при концентрациях, соответствующих 7%, в магнитной жидкости начинается процесс



структурообразования. Причем наибольшее число агрегатов наблюдается в образцах с концентрацией дисперсной фазы  $\sim 4-5\%$ . Подтверждением этому могут служить результаты исследования светорассеяния тонкими слоями образцов. На рисунке 2 представлена зависимость относительной величины интенсивности рассеянного света от концентрации, при этом кривая 1 получена без магнитного поля, а кривая 2 - при воздействии магнитного поля, направленного вдоль плоскости слоя магнитной жидкости, напряженностью  $H = 4.6$  кА/м. Как видно из рисунка в образцах с концентрациями  $\sim 4-5\%$  наблюдается увеличение изотропного и максимум анизотропного светорассеяния.

По-видимому, при разбавлении магнитной жидкости за счет возникающего дефицита ПАВ, образуются агрегаты, возможно с частично замкнутыми магнитными моментами однодоменных дисперсных частиц. В результате этого процесса и происходит “скачок” зависимости  $\chi'_{эфф}(\theta)$ . Наличие таких агрегатов может быть также причиной линейности начального участка концентрационной зависимости. Под действием внешнего постоянного магнитного поля происходит объединение агрегатов в цепочки, которые выстраиваются по полю, что приводит к появлению анизотропного светорассеяния, наблюдающегося в эксперименте.

Таким образом, процессы структурирования, наблюдающиеся в исследованной магнитной жидкости, могут приводить к особенностям ее магнитных свойств, связанных с межчастичным взаимодействием дисперсных частиц.

## **Исследование магнитных свойств интерметаллида $\text{Ce}_3\text{Al}_{11}$ .**

*Горнов Олег Александрович,*

*Быков Виктор Анатольевич*

*Уральский Государственный Педагогический Университет*

*Сидоров Валерий Евгеньевич, д. ф.-м. н*

*[gornov@002.ru](mailto:gornov@002.ru)*

В последние годы богатые алюминием интерметаллиды системы Al-Ce вызывают неизменный интерес у исследователей. В частности, соединения  $\text{Al}_3\text{Ce}$  и  $\text{Al}_2\text{Ce}$  рассматриваются как тяжелые фермионы, для которых в области низких температур наблюдается эффект Кондо и связанные с ним особенности протекания фазовых переходов второго рода. Что касается соединения  $\text{Al}_{11}\text{Ce}_3$ , то для него считается установленным существование ферромагнитного упорядочения в интервале 3.2 – 6.2 К

Интерметаллид был приготовлен в вакуумоиндукционной печи из чистых компонентов при температуре 1913 К. По результатам рентгенофазового анализа было установлено, что образцы в основном однородны, но не исключено присутствие второй мелкодисперсной не идентифицируемой фазы. Измерения магнитной восприимчивости проводились по методу Фарадея в тиглях из окиси бериллия. Рабочая ячейка предварительно вакуумировалась до давления  $1 \cdot 10^{-4}$  мм. рт. ст., а затем заполнялась гелием до давления 1,1 атмосферы. Исследуемый интервал по температуре 20-1873 К, полю 0,2-1,2 Тл. Температурный шаг не превышал 30 градусов, с выдержкой 4-7 минут на каждой температуре. Результаты исследований представлены на рис. 1. Установлено, что: на участке от 300 до 900 К наблюдается значительное уменьшение восприимчивости с отрицательной кривизной; выше 900 К и до плавления восприимчивость слабо зависит от температуры; при плавлении наблюдается рост восприимчивости вплоть до 1900 К; кривая охлаждения полностью воспроизводит кривую нагрева. Детальный анализ политермы  $\chi(T)$  показал, что представленные данные хорошо согласуются с диаграммой состояния сплавов системы Al-Ce. Так температура 913 К (выше нее восприимчивость становится слабо зависящей от температуры) соответствует точке эвтектики со стороны алюминия, около 1273 К (небольшой скачок восприимчивости вниз) - полиморфному превращению в соединении  $\text{Al}_{11}\text{Ce}_3$  (переходу от орторомбической к тетрагональной структуре), вблизи  $T = 1408$  К (скачок восприимчивости вверх) - распаду интерметаллида  $\text{Al}_3\text{Ce}$  на

Al<sub>11</sub>Ce<sub>3</sub> и Al<sub>2</sub>Ce, температура T = 1753 К (выше этой температуры восприимчивость начинает расти) - плавлению Al<sub>2</sub>Ce. При температуре плавления интерметаллида Al<sub>11</sub>Ce<sub>3</sub> (T = 1508 К) никаких существенных особенностей на кривой χ(T) не обнаружено. Обработка экспериментальных данных показала, что политермы χ(T) второго образца хорошо описываются обобщенным законом Кюри-Вейсса:

$$\chi_p = \chi_0 + \frac{C}{T - \Theta} \quad (1),$$

где C – постоянная Кюри, Θ – парамагнитная температура Кюри, χ<sub>0</sub> – температурно-независимый вклад в магнитную восприимчивость, обусловленный электронами проводимости. Аппроксимация экспериментальных данных методом наименьших квадратов с использованием пакета MATHCAD 2001 Pro., дала следующие значения: C = 7,2\*10<sup>-4</sup> см<sup>3</sup>\*K/г, Θ = 190 К, χ<sub>0</sub> = 1,88\*10<sup>-6</sup> см<sup>3</sup>/г. Эффективный магнитный момент, приходящийся на атом бинарного соединения, связан с постоянной Кюри соотношением

$$\mu_{эфф} = \left\{ \frac{3kC}{N_A \mu_B^2} \frac{M_1(100 - x_2) + M_2 x_2}{100} \right\}^{1/2} \quad (2).$$

где k – постоянная Больцмана, N<sub>A</sub> – число Авогадро, M<sub>1,2</sub> – молярные массы первого и второго компонентов, x<sub>2</sub> – концентрация второго компонента. Так как восприимчивость чистого алюминия не превышала 25% от общей во всем исследованном интервале температур, то в дальнейшем мы предполагали, что магнитные свойства интерметаллида Al<sub>11</sub>Ce<sub>3</sub> обусловлены, преимущественно, магнитными моментами, приходящимися на атомы церия. Расчеты дали следующее значение для эффективного магнитного момента – μ<sub>эфф</sub> = 0,9 μ<sub>B</sub>.

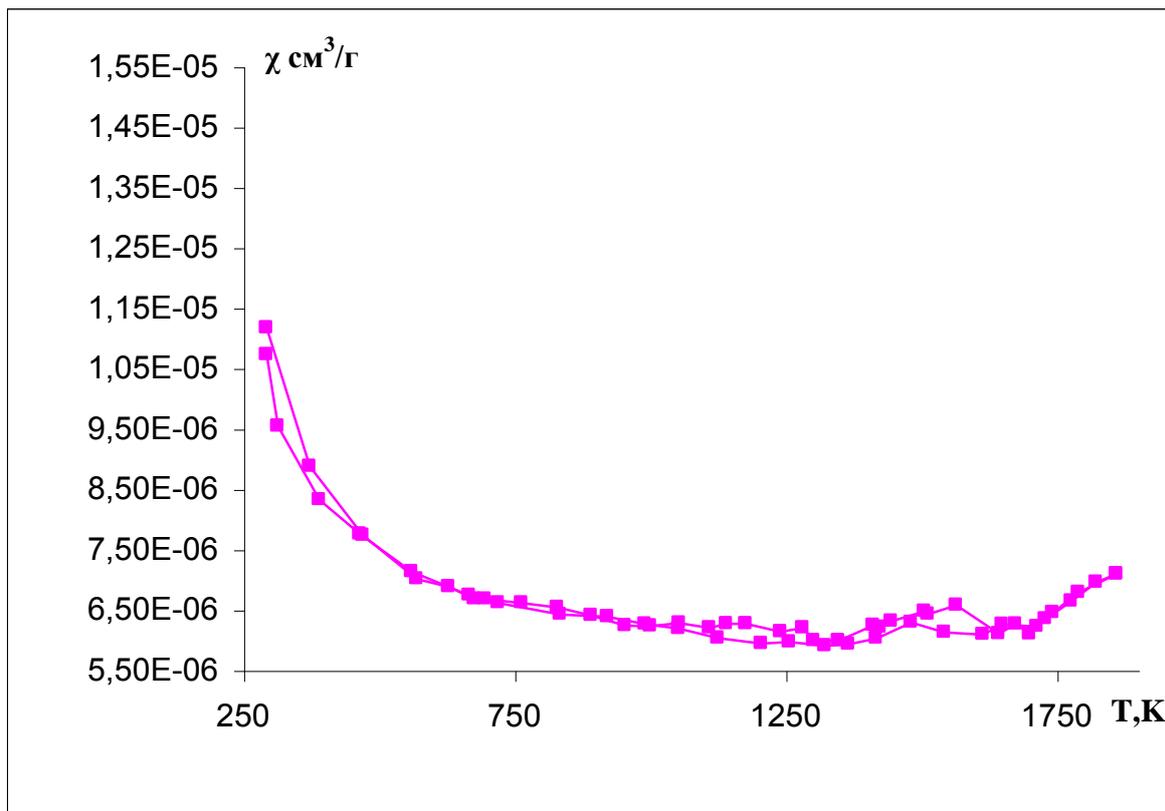


рис. 1

**Нестационарное взаимодействие высокоспиновых молекул или ионов  
редкоземельных металлов с акустической волной и переменным  
магнитным полем**

*Гребенева Анастасия Игоревна*

*Вугальтер Григорий Абрамович*

*Токман Иосиф Давидович*

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского*

*Вугальтер Григорий Абрамович, д.ф.-м.н*

*[gai@nifti.unn.ru](mailto:gai@nifti.unn.ru)*

В последнее время технология активно осваивает мир нанометровых структур. В области магнитных наноструктур имеется много интересных квантовых эффектов. Молекулы с большим спином и ионы редкоземельных металлов проявляют квантовые магнитные свойства и привлекают большое внимание. Взаимодействие с переменными магнитными полями вызывает особый интерес, поскольку дает информацию о спектре и временах релаксации магнитных молекул. Другой полезный инструмент исследования магнитных молекул и ионов редкоземельных металлов – их взаимодействие с акустическими волнами.

Цель работы состояла в изучении нестационарного поведения высокоспиновой молекулы (или иона редкоземельного металла), взаимодействующей с переменным магнитным полем и акустической волной одновременно. Предполагаем, что уровни

энергии молекулы образуют дублеты, которые появляются в результате расщепления каждого уровня из-за поперечной анизотропии и постоянного магнитного поля, перпендикулярного к легкой оси анизотропии молекулы. Переменное магнитное поле перпендикулярно к легкой оси анизотропии и резонансно для переходов между нижними состояниями основного и первого возбужденного дублетов. Акустическая волна слабая, ее частота намного меньше, чем частота магнитного поля. Покажем, что молекула может поглощать энергию акустической волны или излучать энергию в зависимости от частоты этой волны. Гамильтониан молекулы:

$$\hat{H} = -D\hat{S}_z^2 + \hat{H}_{tr} - g\mu_B\hat{S}_x(H_0 + H \sin \omega t) + \hat{H}_{me}, \quad (1)$$

где  $z$  – легкая ось анизотропии,  $\hat{S}_x$ ,  $\hat{S}_y$ ,  $\hat{S}_z$  – проекции оператора спина,  $\hat{H}_{tr}$  – оператор энергии поперечной анизотропии,  $D$ ,  $g$ ,  $\mu_B$  – постоянная продольной анизотропии, фактор Ланде и магнетон Бора, соответственно.  $H_0$  – постоянное магнитное поле (мы выбрали ось  $x$  совпадающей с направлением этого поля).  $H$ ,  $\omega$  – амплитуда и угловая частота переменного магнитного поля.  $\hat{H}_{me}$  – энергия магнитоупругого взаимодействия магнитной молекулы (иона) с акустической волной, распространяющейся вдоль оси  $z$  и поляризованной по оси  $x$ .

Будем рассматривать магнитную молекулу при нулевой температуре в течение времени, которое намного короче, чем время релаксации. Поэтому можно использовать уравнение Шредингера и рассматривать только два нижних дублета. Поскольку амплитуда акустической волны очень мала, можно искать решение уравнения Шредингера в форме:

$$\psi(t) \cong \sum_{k=0}^3 [C_k^{(0)}(t) + C_k^{(1)}(t)] \varphi_k \exp(-i\varepsilon_k t / \hbar), \quad (2)$$

где  $C_k^{(0)}(t)$  ( $k=0,1,2,3$ ) – зависящие от времени коэффициенты в отсутствие акустической волны,  $C_k^{(1)}(t)$  – поправка первого порядка, обусловленная акустической волной,  $\varphi_k$  – волновая функция стационарного состояния молекулы с энергией  $\varepsilon_k$  (в отсутствие переменных полей),  $\hbar$  – постоянная Планка.

В работе аналитически найдена волновая функция (2), после чего получено выражение для мощности, поглощаемой молекулой из-за взаимодействия с акустической волной:

$$P_{\omega_a = \Omega_r \pm \omega_{10}} \cong \pm [1/(8\hbar v^2)] (\Omega_r \pm \omega_{10})^3 \times F^2 |\{\hat{S}_x, \hat{S}_z\}_{10}|^2 |u_0|^2 t, \quad (3)$$

где  $v$  – скорость акустической волны,  $F$  – коэффициент магнитоупругой связи ( $F \sim D$ ),  $\omega_{10} = (\varepsilon_1 - \varepsilon_0) / \hbar$  – частота перехода между основным состоянием и первым возбужденным состоянием,  $\Omega_R$  – частота Раби,  $\{\hat{S}_x, \hat{S}_z\}_{10}$  – матричный элемент антикоммутатора,  $u_0$  – амплитуда акустической волны. Из уравнения (3) видно, что мощность  $P_{\omega_a} < 0$  при частоте  $\omega_a = \Omega_R - \omega_{10}$ , поэтому на этой частоте молекула излучает энергию. Выражение (3) и аналогичное для  $\omega_a = \Omega_R - \omega_{32}$ , где  $\omega_{32} = (\varepsilon_3 - \varepsilon_2) / \hbar$ , описывают стимулированное поглощение и излучение акустической волны.

В своих выводах мы пользовались резонансной теорией возмущений, которая справедлива при условии

$$\omega_{20} \gg \Omega_R \gg \omega_{32}. \quad (4)$$

Чтобы выяснить условия наблюдения обсуждаемого эффекта, были проведены компьютерные расчеты для наиболее подходящего вещества – стекла, легированного диспрозием. Были найдены зависимости частот перехода от амплитуды переменного магнитного поля и собственные векторы гамильтониана, которые позволили оценить ограничения на амплитуду переменного поля. Так, при  $H_0=4\text{кЭ}$   $\omega_{10}=1.9\cdot 10^8\text{с}^{-1}$ ,  $\omega_{20}=2.0\cdot 10^{12}\text{с}^{-1}$ ,  $\omega_{32}=8.69\cdot 10^9\text{с}^{-1}$ . Тогда из неравенства (4) следует  $1.2\cdot 10^3\text{Э} \ll H \ll 2.7\cdot 10^5\text{Э}$ . Если мы ограничиваем наше рассмотрение случаем резонансного взаимодействия молекул (ионов) с акустическими волнами только на частотах  $\omega_a=\Omega_R\pm\omega_{10}$ , то мы можем заменить правую часть выражения (4) на  $\omega_{10}$ . Как следствие этого, оценку  $H \gg 1.2\cdot 10^3\text{Э}$  для стекла, легированного диспрозием, можно заменить на более приемлемую  $H \gg 27\text{Э}$ .

Таким образом, изучен нестационарный процесс взаимодействия магнитных молекул с акустическими волнами в присутствии постоянного и сравнительно сильного переменного магнитных полей. Показано, что под действием магнитного поля молекулы могут резонансно не только поглощать энергию акустической волны, но и испускать энергию на частоте акустической волны. Резонансное взаимодействие происходит на частоте, сдвинутой от естественной частоты перехода молекулы на частоту Раби, значение которой зависит от амплитуды переменного магнитного поля.

## **Исследование области гомогенности тетрагональной фазы со структурой ThMn12 в системах R-Fe-Ti, R=Y, Gd**

*Грушичев Антон Геннадьевич*

*Скоков Константин Петрович*

*Хохолков Алексей Георгиевич*

*Логинов Евгений Сергеевич*

*Тверской Государственный Университет*

*Пастушенков Александр Григорьевич, д.ф.-м.н*

*Anton. Grushichev@tversu.ru*

В последние годы большой интерес исследователей привлекает соединения со структурой  $\text{Nd}_3(\text{Fe,Ti})_{29}$ , которое по данным работ [1] имеет моноклинную структуру  $A2/m$ , а по данным работ [2] структуру, принадлежащую к пространственной группе  $P2_1/C$ . В данной работе представлены результаты исследования фазового состава серии сплавов R-Fe-Ti где R=Y,Gd в широком интервале концентраций. Исследования проводились методами рентгеноструктурного анализа, оптической металлографии и термомагнитного магнитного фазового анализа. По литературным данным, это соединение не встречается в виде  $\text{R}_3\text{Fe}_{29}$ , но при введении небольшого количества Ti или другого 3-d элемента из начала ряда структуру  $\text{Nd}_3(\text{Fe,Ti})_{29}$  удается стабилизировать. Была синтезирована серия сплавов  $\text{Y}_3\text{Fe}_{29-x}\text{Ti}_x$  ( $x=0..5$ ). Анализ микроструктуры данных сплавов методами оптической металлографии показал наличие двух ферромагнитных фаз. Одна из этих фаз имеет доменную структуру, характерную для материалов с анизотропией «легкая плоскость». По данным

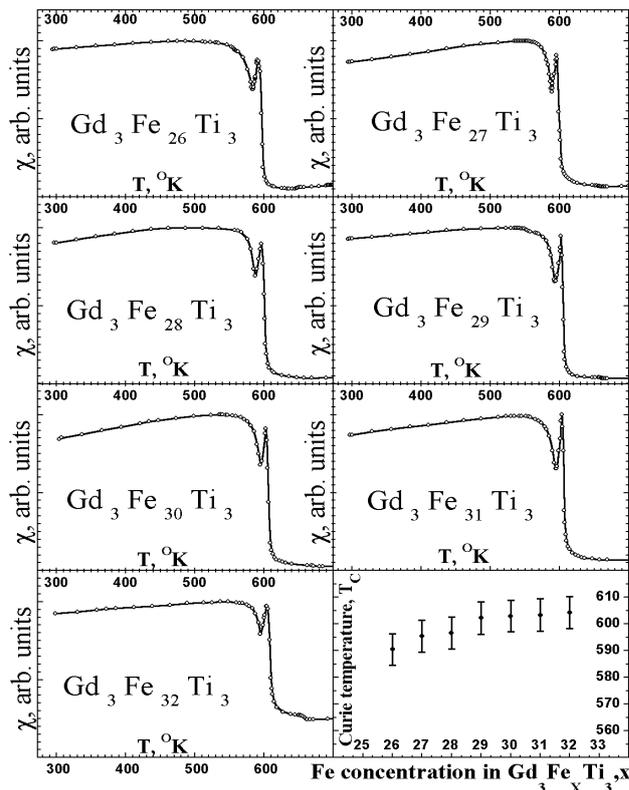


рис.1. Температурные зависимости  $\chi$  и концентрационные зависимости  $T_c$

рентгеноструктурного анализа она была идентифицирована как фаза со структурой  $2:17$ . Наибольшее содержание (более 95%) второй (магнитоодноосной) фазы получено при  $x=3$ . Аналогичная ситуация наблюдается при замене Y на Gd.

На (рис.1) представлены зависимости дифференциальной магнитной восприимчивости  $\chi$  от температуры для семи образцов и зависимость температуры Кюри от концентрации железа в исходной шихте. На основании полученных данных можно судить о том, что изучаемые составы однофазны, об этом свидетельствует наличие только одного максимума на каждой температурной зависимости. Было выявлено, что с увеличением количества железа в образце температура Кюри монотонно возрастает от 595 К до 607 К.

Для данной стехиометрии были выращены монокристаллы для структурного анализа и магнитных измерений. Как видно из (рис.2) кристалл обладает тетрагональной симметрией. Методом рентгеноструктурного анализа основная фаза была идентифицирована как фаза со структурой ThMn<sub>12</sub>. Для определения области гомогенности, была синтезирована серия  $Y_3Fe_xTi_3$  ( $x=24, 25...33$ ). Металлографический анализ серии показал, что объемное содержание фаз меняется в сторону увеличения плоскостной фазы как в сторону обогащенной железом, так и в обедненную. В граничных точках оно составляет ~ 15%.

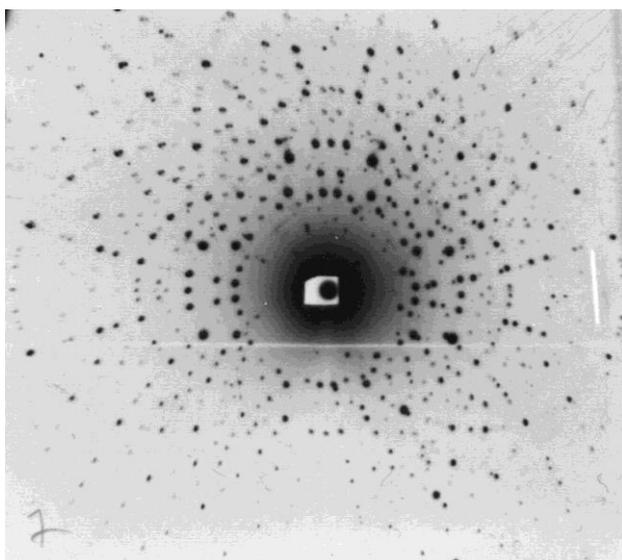


Рис.3 Лауэграмма монокристалла  $Gd_3Fe_{26}Ti_3$  снятая для случая, когда первичный пучок параллелен оси c

Как показывают проведенные раньше исследования [3] по сравнению магнитных свойств монокристаллов TbFe<sub>11</sub>Ti и TbFe<sub>10</sub>Ti, имеющих тетрагональную структуру ThMn<sub>12</sub>, при незначительном отличии температур Кюри этих соединений температура спин-переориентационного перехода увеличивается с 325 К для TbFe<sub>11</sub>Ti до 550 К для TbFe<sub>10</sub>Ti.

То, что температура Кюри изменяется очень слабо, свидетельствует о слабом изменении

обменного взаимодействия внутри 3d-подрешетки. Так как с уменьшением концентрации железа резко изменяется тип магнитной анизотропии, можно говорить о сильном изменении межподрешеточного взаимодействия. Таким образом, меняя концентрацию железа можно подробно изучать межподрешеточные взаимодействия и типы магнитного упорядочения в ферримагнетиках.

Как показывают проведённые исследования, в системах R-Fe-Ti где R=Gd, Y отсутствует моноклинная ферромагнитная фаза  $R_3Fe_{28}Ti_1$ . Так как данный факт приходит в противоречие с литературными данными зарубежных авторов, то для восстановления единого мнения о кристаллической структуре интерметаллических соединений  $R_3(FeTi)_{29}$  необходимо дальнейшее проведение комплексного исследования структурных свойств данной группы.

Работа выполнена при поддержке гранта Минобразования А03-29-256

Список публикаций:

- [1] *Formation and magnetic properties of  $Nd_3Fe_{29-x}Ti_x$  ( $x=1.3-2.0$ ) compounds* / B. Fuguan, J.L. Wang, N. Tang, W.A. Wang, G.N. Wu, F.M. Yang // *J. Alloys Compounds*. 2001. N.319. P.80-84.
- [2] *Magnetic anisotropy and magnetization processes in 3:29 and 1:12 Nd(FeTi)-based compounds* / L. Pareti, A. Paoluzi, F. Albertini, M.R. Ibarra, L. Morellon, P.A. Algarabel // *J. Appl. Phys.* V.76. N.11. 1994. P.7473-7477.
- [3] *Magnetic anisotropy of  $TbFe_{10}Ti$  compounds with tetragonal  $ThMn_{12}$ -type structure* / T.I. Ivanova, Yu.G. Pastushenkov, K.P. Skokov, I.V. Telegina, I.A. Tskhadadze. // *J. Alloys Compounds*. 1998. N.280. P.20-25.

**Влияние сверхтонкого взаимодействия на спонтанное и индуцированное магнитным полем упорядочение в синглетных системах:  $HoBa_2Cu_3O_{7-x}$  ( $0 \leq x \leq 1$ )**

*Демидов Андрей Александрович*

*Брянский государственный технический университет*

*Колмакова Наталья Павловна, профессор, д.ф-м.н*

*[demandr@yandex.ru](mailto:demandr@yandex.ru)*

В редкоземельных (РЗ) соединениях с некрамерсовскими ионами ( $Tb^{3+}$ ,  $Ho^{3+}$  и др.) в зависимости от симметрии окружения РЗ иона в кристаллической решетке основным состоянием мультиплета, расщепленного кристаллическим полем (КП), может быть синглетный уровень. Возможность спонтанного магнитного упорядочения при понижении температуры в таких системах зависит от величины обменного и дипольного взаимодействий и энергетической щели, отделяющей основной синглет от ближайших возбужденных состояний. В некоторых соединениях с известными параметрами обменного взаимодействия и величиной щели объяснить спонтанное магнитное упорядочение возможно только при учете сверхтонкого взаимодействия. Как было показано в наших работах [1], в соединениях  $HoBa_2Cu_3O_{7-x}$ , которые при  $x < 0.6$  являются ВТСП, магнитное поле, ориентированное определенным образом относительно кристаллографических осей, приводит к пересечению нижних энергетических уровней РЗ иона (кроссовер), которое при низких температурах сопровождается скачком на кривой намагничивания  $M(H)$ . Сравнительно слабые парные взаимодействия могут приводить к магнитному упорядочению вблизи кроссовера, где основное состояние оказывается вырожденным вследствие пересечения уровней. Данная работа посвящена исследованию влияния сверхтонкого

взаимодействия на фазовую диаграмму антиферромагнитного упорядочения, как индуцированного внешним магнитным полем, так и спонтанного, на примере семейства  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  с разной величиной дефицита по кислороду  $x$ .

Для расчета эффекта Зеемана, магнитных характеристик и фазовых диаграмм соединений  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  использовался гамильтониан  $H$ , включающий гамильтониан КП, записанный через эквивалентные операторы  $O_n^m$ , зеемановский член, гамильтониан обменного взаимодействия в приближении молекулярного поля и гамильтониан сверхтонкого взаимодействия.

$$H = \sum_{n,m} B_n^m O_n^m - g_J \mu_B \mathbf{H} \mathbf{J} + \sum_{i,j} [\lambda_{\perp} (M_{jx} \mathbf{J}_{ix} + M_{jy} \mathbf{J}_{iy}) + \lambda_z M_{jz} \mathbf{J}_{iz}] + A_J \mathbf{J} \mathbf{I}. \quad (1)$$

Здесь  $n=2, 4, 6$ ;  $m=0, 2, 4, 6$  - для орторомбической ( $x < 0.6$ ) и  $m=0, 2, 4$  - для тетрагональной ( $x > 0.6$ ) симметрии;  $g_J$  - фактор Ланде,  $\mathbf{J}$  - оператор углового момента РЗ иона;  $\mathbf{M}_j = g_J \mu_B \langle \mathbf{J}_j \rangle$  ( $i, j = 1, 2; j \neq i$ );  $\mathbf{I}$  - оператор ядерного спина. Параметры  $B_n^m$  для любых  $x$  известны из экспериментов по неупругому рассеянию нейтронов [2]; обменные константы  $\lambda$  могут быть найдены через значения  $T_N$ , которые варьируются от 0 К ( $x=1$ ) до 0.19 К ( $x=0$ );  $A_J \approx 0.027 \text{ см}^{-1}$  [3]. Магнитные характеристики вычислялись на основе спектра и волновых функций иона  $\text{Ho}^{3+}$ , которые рассчитывались путем численной диагонализации гамильтониана  $H$  для каждого значения  $H$  и  $T$  с решением соответствующих самосогласованных задач.

Наши расчеты в общем формализме на базе основного мультиплета для  $H=0$  подтвердили вывод работы [4], в которой расчеты были проведены в приближенной модели на двух нижних уровнях, о невозможности объяснения спонтанного упорядочения в  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  без учета сверхтонкого взаимодействия. При этом также были выявлены некоторые некорректности подхода, использованного в [4].

В поле  $H \parallel [001]$  вблизи  $H_c$ , которое варьируется от 4 Тл для  $x=0$  до 4.15 Тл для  $x=1$ , происходит пересечение основного синглета первым возбужденным энергетическим уровнем. Учет обменного взаимодействия приводит при достаточно низких  $T$  к появлению магнитного упорядочения в области кроссовера, которое сопровождается отклонением магнитных моментов от направления поля и появлением антипараллельных на соседних узлах составляющих магнитных моментов в плоскости (001).  $M_{\parallel}(H)$  и  $M_{\perp}(H)$  изображены на рис. 1 для  $T=1$  и 1.45 К в случае  $x=0$ . Эти зависимости получены без учета (непрерывные линии) и с учетом (штриховые линии) сверхтонкого взаимодействия. Видно, что учет сверхтонкого взаимодействия мало влияет на особенности поведения  $M_{\parallel}(H)$  и  $M_{\perp}(H)$ . На рис. 2 приведен эффект Зеемана (показаны два нижних уровня), рассчитанный без учета обменного и сверхтонкого взаимодействий (штриховые линии) и с учетом их (непрерывные линии). Обменное взаимодействие снимает вырождение в кроссовере, сверхтонкое взаимодействие приводит к расщеплению каждого из уровней на 8 компонент (для  $^{165}\text{Ho}$   $I=7/2$ ).

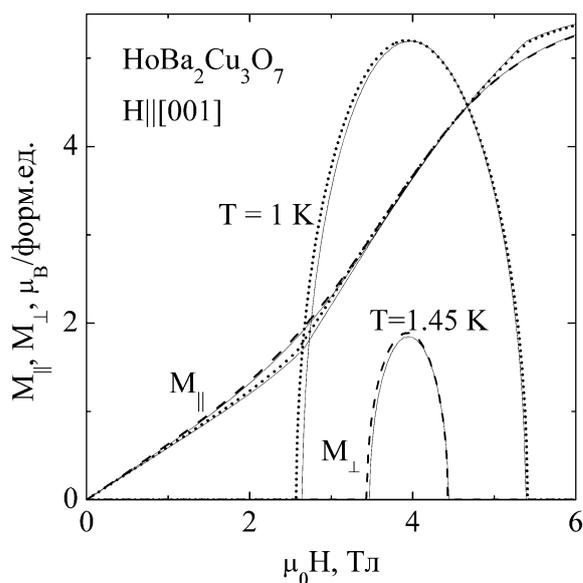


рис. 1

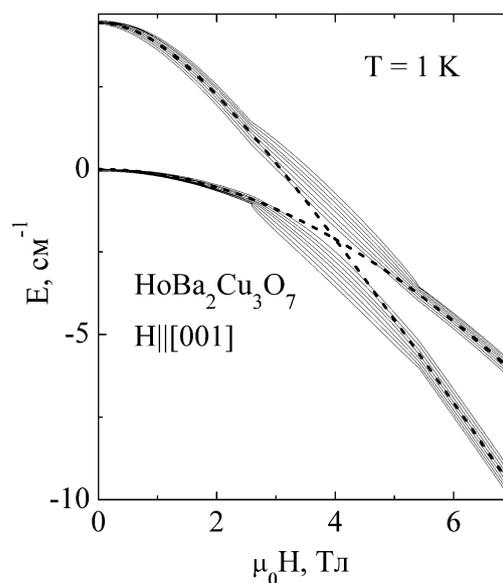


рис. 2

Общий вывод из проделанных нами расчетов магнитных характеристик соединений  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  состоит в том, что сверхтонкое взаимодействие слабо влияет на магнитное упорядочение в области кроссовера. Это кардинально отличается от ситуации со спонтанным упорядочением, появление которого невозможно объяснить без учета сверхтонкого взаимодействия.

Список публикаций:

- [1] А.А. Демидов, З.А. Казей, Н.П. Колмакова, Вестник МГУ №3 (2002) 53; JMMM 258-259 (2003) 590.
- [2] U. Staub, J. Mesot, M. Guillaume et al., Phys. Rev. B 50 (1994) 4068.
- [3] А. Абрагам, Б. Блини. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов, Изд. Мир, Москва, 1972, с. 335.
- [4] B. Roessli, P. Fischer, U. Staub et al. Europhys. Lett. 23 (1993) 511; J. Appl. Phys. 75 (1994) 6337.

## К вопросу о влиянии объёмного заряда на электропроводность магнитной жидкости

**Закинян Артур Робертович**

Смерек Юлия Леонтьевна

Ставропольский государственный университет

Диканский Юрий Иванович, д. ф-м. н

[zakinyan@mail.ru](mailto:zakinyan@mail.ru)

В работе экспериментально установлена нелинейная вольтамперная характеристика слоя магнитной жидкости. Показано, что причиной такой нелинейности является наличие объёмного заряда в слое магнитной жидкости вблизи электрода.

Основными причинами образования объёмного заряда в приэлектродном слое магнитной жидкости являются электрофорез и диффузия. Исследуется влияние объёмного заряда на напряженность и потенциал электрического поля. А также исследуется вопрос о влиянии объёмного заряда на проводимость слоя магнитной жидкости.

При наличии внешнего электрического поля возникает дрейф положительно заряженных частиц в сторону отрицательного электрода, а отрицательных - в сторону положительного электрода. Таким образом, у отрицательного электрода будет увеличиваться концентрация положительно заряженных частиц, а у положительного – отрицательно заряженных частиц. Изменение же концентрации частиц в приэлектродном слое вызовет их диффузию. Соответственно, у отрицательного электрода диффузионный ток положительно заряженных частиц будет отводить частицы с приэлектродного слоя. И, наоборот, диффузионный ток отрицательно заряженных частиц будет направлен в сторону отрицательного электрода. Таким образом, в приэлектродном слое произойдет разделение зарядов или, другими словами, образование объемного заряда.

Вблизи электродного слоя образуется объемный заряд, закон распределения которого имеет вид

$$\rho(x) = \rho_0 e^{-x/l_0}, \quad (1)$$

где  $l_0$  - параметр, характеризующий область локализации объемного заряда.

Отсюда, для напряженности поля, созданного объемным зарядом, получим

$$E_i = \frac{\rho_0 l_0}{\epsilon \epsilon_0} (1 - e^{-x/l_0}). \quad (2)$$

Или для напряженности результирующего поля получим

$$E = E_e - E_i = E_e - \frac{\rho_0 l_0}{\epsilon \epsilon_0} (1 - e^{-x/l_0}), \quad (3)$$

где  $E_e$  - напряженность внешнего поля.

Показано, что объемный заряд связан с напряженностью поля выражением

$$\rho_0 = e \frac{\epsilon \epsilon_0 E^2}{kT}. \quad (4)$$

На рис. 1 приведен график распределения плотности объемного заряда в приэлектродном слое, где по оси абсцисс отложено расстояние от электрода в нанометрах, а по оси ординат плотность объемного заряда в Кл/м<sup>3</sup>.

На рис. 2 приведен график распределения напряженности электрического поля в приэлектродном слое магнитной жидкости.

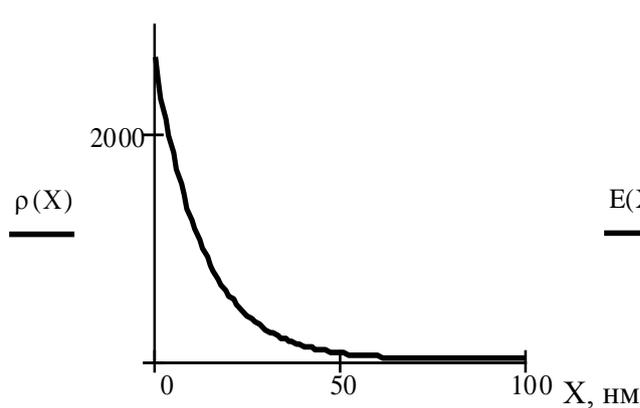


рис.1

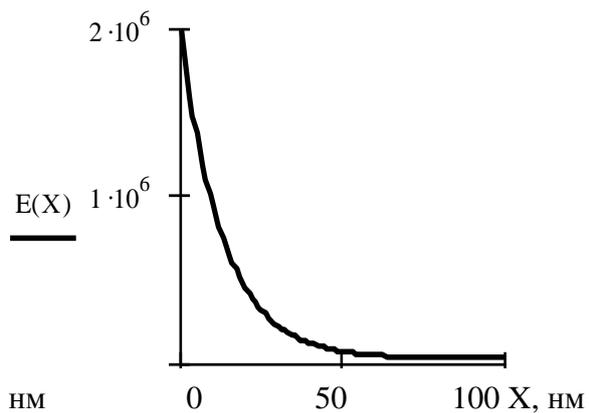


рис.2

Удельная проводимость линейно связана с объемным зарядом. Отсюда

$$\sigma = \sigma_0 e^{-x/l_0}, \quad (5)$$

где

$$\sigma_0 = \frac{eD}{kT} \rho_0 \quad (6)$$

– проводимость при  $x = 0$ ;  $D$  – коэффициент диффузии;  $e$  – элементарный заряд,  $k$  – постоянная Больцмана.

Или с учетом (4) получим

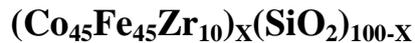
$$\sigma_0 = \left( \frac{eE}{kT} \right)^2 \varepsilon_0 D. \quad (7)$$

Из (7) следует, что проводимость магнитной жидкости есть нелинейная функция от напряженности электрического поля. Подставляя численные значения в (7) получим  $\sigma_0 = 3 \cdot 10^{-6}$  См/м.

Таким образом, в работе установлено, что объемный заряд создает поле, направленное противоположно внешнему полю. В результате, результирующее поле внутри магнитной жидкости уменьшается.

Показано, что удельная проводимость неоднородна в приэлектродном слое и уменьшается с удалением от электрода. Установлено, что удельная проводимость является квадратичной функцией напряженности электрического поля. Полученная теоретическая зависимость удовлетворительно описывает экспериментальные данные.

## Высокочастотные магнитные свойства нанокompозитов



*Калаев Владимир Александрович*

*Ситников Александр Викторович*

*Воронежский государственный технический университет*

*Калинин Юрий Егорович, д.ф.м. н*

*[kalinin@ns1.vstu.ac.ru](mailto:kalinin@ns1.vstu.ac.ru)*

Для магнитных материалов, применяемых в аппаратуре для записи и воспроизведения информации, наиболее важны их высокочастотные магнитные свойства. Гранулированные композиты металл - диэлектрик, обладая высоким удельным электрическим сопротивлением, имеют большие перспективы для широкого практического применения в области ВЧ и СВЧ частот. Применение в качестве ферромагнитных частиц аморфных магнитомягких сплавов позволяет еще более повысить магнитные характеристики композитов.

В настоящей работе исследовались действительная ( $\mu'$ ) и мнимая ( $\mu''$ ) части комплексной магнитной проницаемости композитов системы  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$  резонансным методом на частоте порядка 25 МГц. Образцы толщиной 5 - 15 мкм были получены методом ионно-лучевого распыления составной мишени сплава  $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$  с навесками из кварца на ситалловую подложку. При одновременном напылении металлического сплава и диэлектрика из составной мишени с переменным расстоянием между пластинами кварца в едином технологическом цикле формируется фрагментированная структура металлических аморфных гранул в диэлектрической матрице с широким и непрерывным спектром концентраций.

Исследования магнитных свойств композита  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$  показали, что в диапазоне концентраций от 30 до 35 ат.% величины  $\mu'$  (рис.1А кривая1) и  $\mu''$  (рис.1В кривая3) практически не изменяются. В этом диапазоне концентраций магнитным взаимодействием между гранулами можно пренебречь и магнитный момент гранул ориентируется вдоль оси легкого намагничивания случайным образом, а намагниченность образца в целом равна нулю. Такое состояние материала называется суперпарамагнитным. При дальнейшем увеличении концентрации металлической фазы в образце увеличивается число гранул, и уже при  $X=38$  ат. % начинают образовываться магнитные кластеры, представляющие собой конгломерат из нескольких гранул, что сопровождается увеличением  $\mu'$  и  $\mu''$ . При последующем повышении концентрации магнитные кластеры растут и при  $X=43$  ат. % металлической фазы в образце формируется бесконечный магнитный кластер, что сопровождается заметным увеличением  $\mu'$  (рис.1А кривая1) и спадом  $\mu''$  (рис.1В кривая3). Дальнейший рост концентрации металлической фазы сопровождается еще большим увеличением значений действительной части комплексной магнитной проницаемости и при  $X=56$  ат.%  $\mu'$  достигает максимума.

В результате изотермического отжига композита  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$  при  $T=400$  °С в течении 30 минут зависимости  $\mu'$  (рис.1А кривая2) и  $\mu''$  (рис.1В кривая4) существенно изменились: наблюдаемые максимумы на концентрационной зависимости сместились в сторону меньших концентраций металлической фазы. Наблюдаемые изменения связываются с изменением атомной и доменной структуры композита в процессе термообработки.

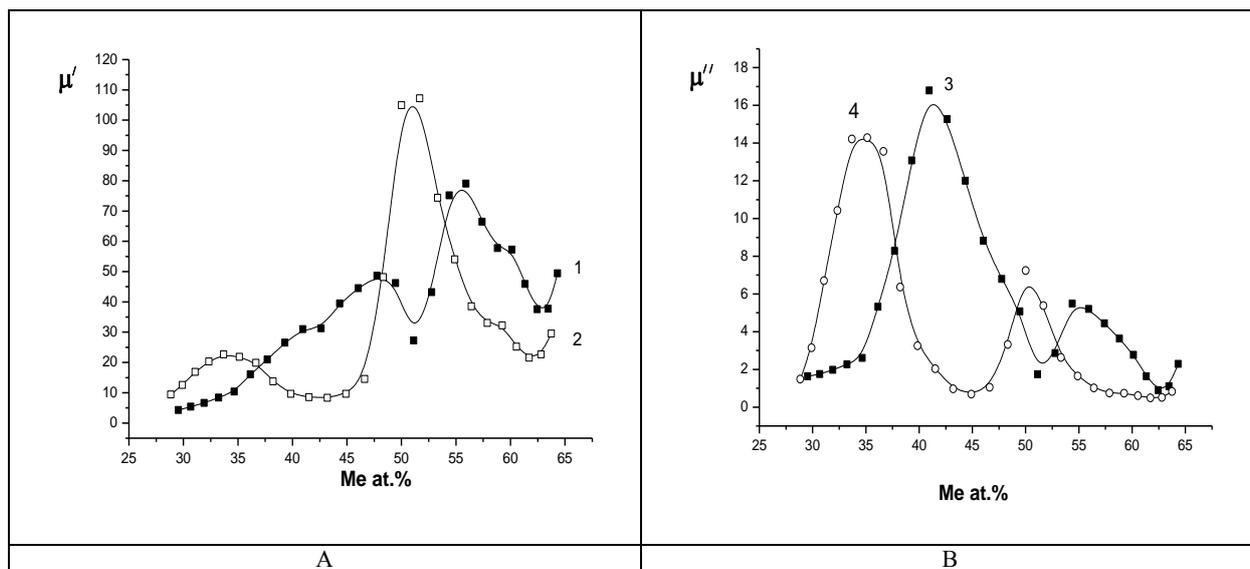


рис.1 - Зависимости действительной (А) и мнимой (В) части комплексной магнитной проницаемости нанокompозита  $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(SiO_2)_{100-x}$  от содержания металлической фазы на частоте 25МГц в исходном (кривые 1,3) и термообработанном (кривые 2,4) состоянии.

Исследования полевых зависимостей магнитных характеристик показали, что при ориентации высокочастотного измерительного и постоянного магнитного поля (Н) в плоскости пленки параллельно продольной оси образца величины  $\mu'$  и  $\mu''$  уменьшаются и в поле насыщения  $H_s \approx 150$  Э стремятся к единице. При ориентации высокочастотного измерительного поля параллельно продольной оси образца и перпендикулярно приложенному постоянному магнитному полю Н (как в плоскости, так и перпендикулярно плоскости) величина комплексной магнитной проницаемости в малых полях возрастает, достигая максимума, а затем уменьшается и в поле насыщения стремится к единице. Анализ экспериментальных результатов показал, что основным механизмом перемагничивания в композитах в исследуемом диапазоне частот является поворот векторов намагниченности.

По итогам работы можно сделать следующие выводы.

1. Композиты с содержанием металлической фазы  $X < 35$  ат.% находятся в суперпарамагнитном состоянии.

2. Величина действительной части комплексной магнитной проницаемости достигает максимального значения при концентрации металлической фазы 56 ат.% в исходном состоянии.

3. Изотермический отжиг композитов  $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(SiO_2)_{100-x}$  при  $T=400$  °С в течении 30 минут приводит к увеличению значений  $\mu'$  до 115 при  $X=50$  ат. %.

4. Ось легкого намагничивания совпадает с продольной осью образца у композитов после отжига с содержанием металлической фазы  $X > 40$  ат.%.

## Влияние диэлектрического окружения на спектр примесного магнитооптического поглощения квантовых нитей

*Калинин Евгений Николаевич*

*Пензенский Государственный Университет*

*Кревчик Владимир Дмитриевич, д.ф.-м.н*

*[physics@diamond.stup.ac.ru](mailto:physics@diamond.stup.ac.ru)*

Как известно [1], для полупроводниковых квантовых нитей (КН) исключительно важное значение имеет кулоновское взаимодействие носителей заряда включая экситоны и мелкие водородоподобные примесные центры. Поскольку параметры как экситонных, так и примесных состояний существенно зависят от диэлектрических свойств среды, окружающей КН [1], то простой вид потенциала взаимодействия в аналитической форме удаётся получить лишь в ряде предельных случаев. Задача об экситонах в КН с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$  в среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2$  была теоретически рассмотрена в работе [1] для случая  $\epsilon_1 \gg \epsilon_2$ . Было показано, что для КН, удовлетворяющих условиям  $a_0, a_d / (\alpha \ln \alpha)^2 \ll L$  ( $L$  – радиус КН,  $a_0$  и  $a_d$  – соответственно радиус экситона в массивном полупроводнике и эффективный боровский радиус электрона,  $\alpha = \epsilon_1/\epsilon_2$ ), эффективные радиусы основного и первых возбужденных связанных состояний попадают в область энергий, где потенциал изображения аппроксимируется треугольной ямой, что позволяет аналитически рассчитать энергетический спектр мелкого водородоподобного донора.

В настоящей работе в рамках указанного выше приближения, для случая, когда магнитная длина много меньше эффективного боровского радиуса, теоретически исследованы локальные примесные состояния мелкого водородоподобного донора в КН с параболическим потенциалом конфайнмента в продольном магнитном поле, а также примесное магнитопоглощение для случая поперечной по отношению к направлению магнитного поля поляризации света. Получено аналитическое выражение для коэффициента примесного магнитопоглощения планарной структуры в виде регулярной цепочки из туннельно несвязанных КН с учетом дисперсии их радиуса. Показано, что учёт дисперсии приводит к размытию дискретных линий в спектральной зависимости коэффициента поглощения (КП). На рисунке представлена спектральная зависимость коэффициента примесного магнитопоглощения света поперечной поляризации в структуре с КН на основе InSb ( $L = 35,8$  нм, амплитуда потенциала конфайнмента  $U_0 = 0,2$  эВ,  $\alpha = 3$ ). Кривая 1 соответствует величине магнитной индукции 15 Тл, а кривая 2 – 20 Тл. Из рисунка видно, что спектр примесного магнитопоглощения имеет дублетную структуру. Расстояние между пиками, составляющими дублет, равно  $\hbar\omega_B$ , т. е. определяется циклотронной частотой  $\omega_B$ . Дублеты располагаются периодически на кривой поглощения с периодом  $\hbar\Omega$ , где  $\Omega$  – гибридная частота ( $\Omega = \sqrt{4\omega_0^2 + \omega_B^2}$ ,  $\omega_0$  – характерная частота осциллятора). Проведено сравнение КП с КП рассчитанного для случая, когда  $\alpha = 1$  (т.е. без учёта влияния диэлектрического окружения КН), а также с КП при фотоионизации  $D^{(-)}$ -центров (мелкий нейтральный донор с присоединённым дополнительным электроном). Показано, что КП структуры с мелкими водородоподобными донорами в случае, когда  $\alpha > 1$ , почти на порядок больше КП для  $\alpha = 1$  и более, чем на шесть порядков превышает КП структуры с  $D^{(-)}$ -центрами. Таким образом в работе показано существенное

влияние диэлектрического окружения на величину и спектральную зависимость примесного магнитопоглощения структур с КН. При этом магнитное поле играет роль варьируемого параметра, посредством которого можно изменять эффективный геометрический размер системы, и соответственно управлять границей примесного поглощения света [2].

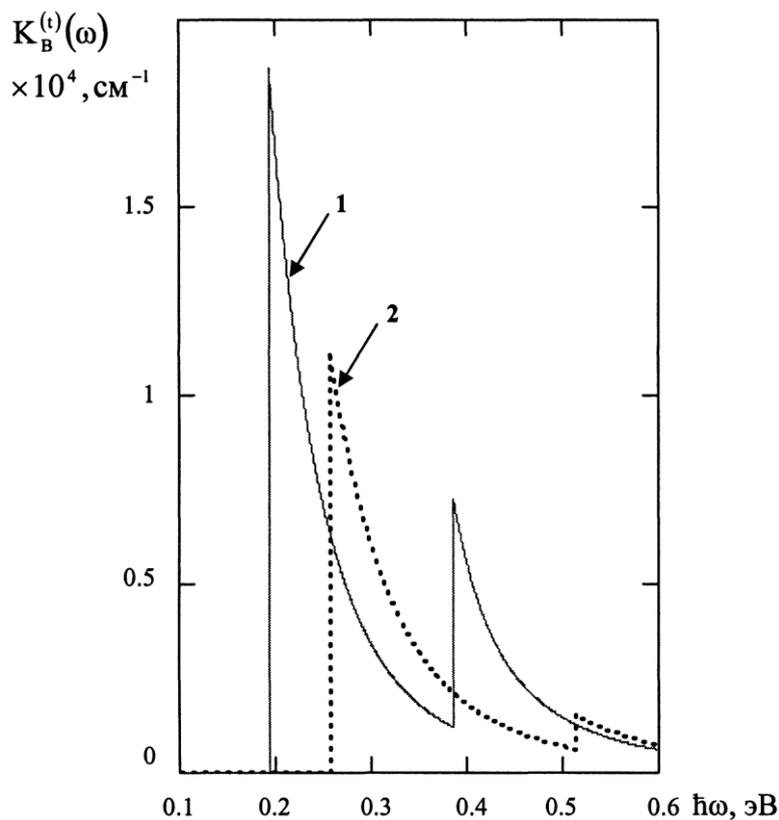


рис. 1.

Список публикаций:

[1] Бабиченко В. С., Келдыш Л. В., Силин А. П. ФТТ. 22, 4, 1238 (1980).

[2] Krevchik V.D., Grunin A.B., Aringazin A.K., Semenov M.B., Kalinin E.N., Mayorov V.G, Marko A.A., Yashin S.V.//Hadronic Journal, 26,1, p. 31-56(2003).

## О критических индексах для фазового перехода «суперпарамагнетизм – парамагнетизм»

**Калядин Антон Юрьевич**

*Николаев Владимир Иванович*

*Род Ирина Андреевна*

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова*

*Николаев Владимир Иванович, д.ф.-м.н*

*[Anton\\_ka@bk.ru](mailto:Anton_ka@bk.ru)*

Критическое поведение систем магнитных наночастиц вблизи точки Кюри изучалось сравнительно мало. Поэтому фазовый переход в системе наночастиц «суперпарамагнетизм – парамагнетизм» представляет несомненный интерес для

исследования. Отличительной его чертой является бóльшая «мягкость» по сравнению с фазовыми переходами второго рода (в классификации Эренфеста): вторые производные потенциала Гиббса непрерывны при переходе через точку Кюри в нулевом магнитном поле. Рассмотрение особенностей этого фазового перехода было проведено нами для системы одинаковых не взаимодействующих наночастиц вблизи изолированной точки на фазовой НТ-диаграмме – точки с «координатами»  $T = T_C$  и  $H = 0$ . В окрестности этой точки возможно изучение двух переходов – температурного («суперпарамагнетизм – парамагнетизм») и полевого («парамагнетизм – индуцированный суперпарамагнетизм»).

Попытка описания этих фазовых переходов как критических явлений была предпринята нами в рамках модели Ланжевена, дополненной теорией молекулярного поля. Такой способ описания критических свойств суперпарамагнетика основан на системе из двух уравнений, которая содержит две искомые величины (зависящие от температуры  $T$  и магнитного поля  $H$ ): величину «релаксирующей» намагниченности суперпарамагнитной частицы  $M/M_0$  и ее среднюю проекцию  $\sigma/M_0$  на направление внешнего магнитного поля. В роли параметров задачи выступают температура Кюри  $T_C$  и «номинальный» магнитный момент частицы  $\mu_0 = N\mu_B$  ( $\mu_B$  – магнетон Бора). По величине  $N$  можно судить о размерах частиц. При  $N = 500$  линейные размеры одной суперпарамагнитной частицы соответствуют примерно  $20 \text{ \AA}$ .

Решение упомянутой системы уравнений для различных  $T$  и  $H$  (рис. 1) находилось численными методами. По зависимостям  $\sigma(T,H)/M_0$  и  $M(T,H)/M_0$  ( $M_0$  – удельная намагниченность при абсолютном насыщении) рассчитывались температурно-полевые зависимости таких величин, как магнитная восприимчивость  $\chi_T$ , магнитная часть теплоемкости  $C_H$  и изменение магнитной части энтропии системы  $\Delta S$ , а также соответствующие им критические индексы – значения показателей степени термодинамических параметров, с которыми они входят в разложение различных физических величин вблизи критической точки.

О пригодности выбранной модели для описания критического поведения системы наночастиц можно судить по тому, что для  $N = 10^{12}$  (случай «массивной» частицы) были получены обычные для ферромагнетиков критические индексы (в традиционных обозначениях):  $\alpha' = 0$ ,  $\beta = 1/2$ ,  $\gamma' = 1$ ,  $\delta = 3$ ,  $\varphi = 0$ ,  $\psi = 2/3$ ,  $\zeta = 1$ . Для этих индексов выполняются известные неравенства Гриффитса, Рашбрука и Куперсмита, которые выводятся из общих термодинамических и статистических положений и потому справедливы для любой частной системы.

Что же касается случая наночастиц, то для него, как того и следовало ожидать, значения критических индексов оказываются совершенно иными:  $\alpha' = 1$ ,  $\beta = 1$ ,  $\gamma' = -1$ ,  $\delta = 1/3$ ,  $\varphi = 1/2$ ,  $\psi = 2$ ,  $\zeta = -1/3$ . Используемый нами метод численных расчетов критических индексов дает возможность проследить за тем, как трансформируются индексы по мере уменьшения размеров частиц (рис. 2). Примечательно, что для этой второй серии индексов названные выше неравенства также выполняются. Заслуживает внимания одно принципиально важное расхождение между этими двумя сериями индексов, связанное с так называемыми дополнительными неравенствами Гриффитса (для их обоснования требуются дополнительные модельные предположения). Оба эти неравенства выполняются для первой серии индексов и, напротив, не выполняются для второй. Для выяснения причин такого различия, очевидно, потребуется более

детальный анализ механизма фазового перехода «суперпарамагнетизм — парамагнетизм».

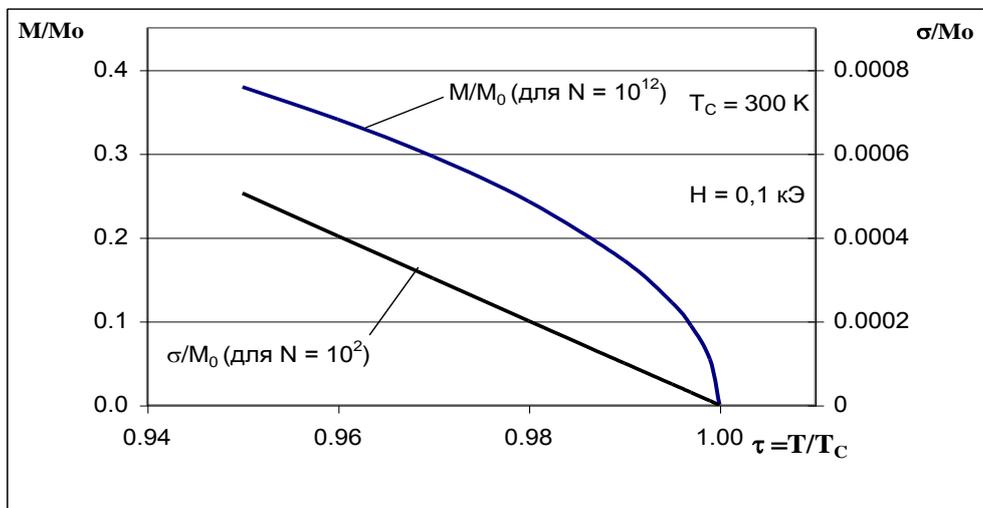


рис. 1

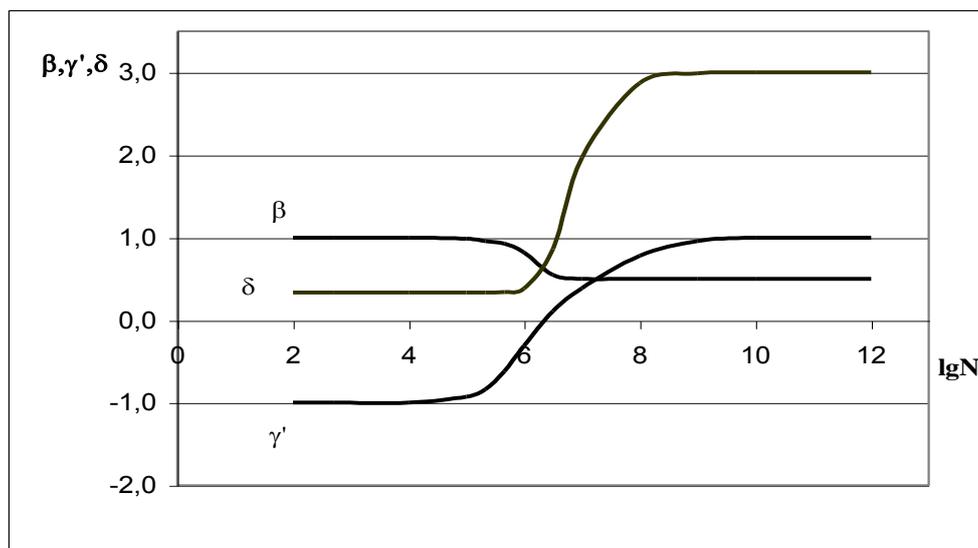


рис. 2

## Исследование морфологии нанопленок хрома, кобальта и силицида хрома на Si(111)

*Китань Сергей Андреевич*

*Миленин Алексей Петрович*

*Ильященко Владимир Алексеевич*

*Институт автоматизации и процессов управления*

*Плюснин Николай Иннокентьевич, д.ф.-м.н*

*[kitan@iacp.dvo.ru](mailto:kitan@iacp.dvo.ru)*

В последнее десятилетие приставка “нано” прочно вошла в современный научно-технический обиход. Термины “нанотехнологии”, “наноматериалы” уже не кажутся странными, а нанотехнологии, т.е. методы изготовления наноразмерных устройств и систем с размером от единиц до десятков нанометров ( $1 \text{ нм} = 10^{-9} \text{ м}$ ) - это уже сегодняшняя реальность.

Наноэлектроника - новая область науки и техники, формирующееся на основе последних достижений физики твердого тела, квантовой электроники, физической химии и технологии п/п электроники. Ее задача - научиться встраивать органические или биоорганические молекулы в различные упорядоченные структуры в качестве новых функциональных элементов, в частности для восприятия изображений, запахов, звуковых и химических сигналов, т.е. для создания различных биосенсоров, в качестве преобразователей сигналов в информационных системах (биокомпьютеров) и для многих других целей.

Наноэлектроника развивается по следующим основным направлениям:

1. *создание материалов с экзотичными, заранее заданными свойствами путем оперирования отдельными молекулами;*

2. конструирование нанокomпьютеров (квантовых компьютеров), использующих вместо привычных микросхем наборы логических элементов, построенных из отдельных молекул;

3. сборка нанороботов, саморазмножающихся систем невидимых человеческим глазом крошечных механизмов, с целью строительства на молекулярном уровне.

Разработка и внедрение качественно новых наноматериалов является доминирующим направлением наноэлектроники, т.к. наноматериалы - своего рода, строительные "кирпичики" с уникальными свойствами, использование которых, поможет нам создать принципиально новые технологии и устройства.

Основные виды применяемых наноматериалов.

1. Наночастицы
2. Нанотрубки
3. Наноповерхности
4. 3D Наноструктуры

Многие институты мира (Georgia Institute of Technology, Samsung Advanced Institute of Technology), а также "монстры" промышленной индустрии (Intel , Samsung, и

др.) исследуют свойства, методы получения данных видов материалов, а также разрабатывают устройства на их основе.

Как пример, приведем заголовки некоторых последних достижений в области наноэлектроники и нанотехнологии.

1. Принципиально новый способ изготовления наноразмерных запоминающих устройств.
2. Новая технология по изготовлению наноэлектронных устройств на стеклянных основах позволит создать дешевые дисплеи и компьютеры.
3. Космический лифт NASA поднимается кабелем из углеродных нанотрубок.

Вклад российских ученых так же достаточно высок. Присужденная в 2000 г. Нобелевская премия Ж. И. Алферову, «отцу п/п лазеров и создателю нового направления - физика гетероструктур, электроника и оптоэлектроника на их основе» является прекрасным подтверждением.

На сегодняшний день, в НТЦ ИАПУ ДВО РАН наряду с другими институтами РАН, ведутся исследования по созданию новых двумерных материалов на основе поверхностных фаз и нанопленок благородных, полублагородных и переходных металлов на кремнии.

Так, в лаборатории технологии металл-полупроводниковых систем под руководством д.ф.-м.н. Плюснина Н.И. проводятся изучение процессов формирования тонкопленочных поверхностных фаз Co и Cr их силицидов ( $\text{CrSi}_2$ ) на Si(111). Задача лаборатории - получить металлические, ферромагнитные и полупроводниковые нанофазы с высокой проводимостью, коэрцитивной силой и/или намагниченностью и с модифицированной зонной структурой и/или высокой подвижностью носителей. Т.е. получить наноматериалы с уникальными магнитными и электро-физическими свойствами, которые могут с успехом использоваться для создания активных элементов и запоминающих сред, элементной базы наноэлектроники с нанометровыми размерами элементов.

По итогам работы можно сделать следующие выводы.

1. Методами молекулярно лучевой эпитаксии выращены нанослои металлов (Cr, Co) на кремнии.
2. Методом АСМ исследована морфология и 4-х зондовым методом исследована проводимость нанослоев хрома и кобальта на кремнии при различных условиях формирования.
3. Методами ЭОС и СХПЭЭ исследован состав, механизм роста и пространственное распределение электронной плазмы в полученных нанослоях.
4. Получена информация о возможности выращивания металлических дорожек нанометровой толщины для приборов наноэлектроники и кремниевых микросхем памяти гига- и терабитной емкости следующего поколения.
5. Впервые получены нанослои тугоплавких переходных металлов на кремнии с величиной проводимости, соответствующей удельной проводимости массивных металлов.

## Воздействие магнитного поля на водные системы

*Куликова Наталья Николаевна*

*Кубанский Государственный Университет*

*Барышев Михаил Геннадьевич, к.ф-м.н, д.б.н*

*kulikova\_nata@hotmail.ru*

Водные системы играют важную роль в жизни человечества. Вода - единственное вещество, встречающееся во всех трех агрегатных состояниях – жидком, твердом и газообразном. Она занимает исключительное положение в природе и играет особую роль в жизни человека благодаря своеобразию своих физических и химических свойств.

Вода – наиболее часто встречающееся вещество на планете. В одних случаях она входит в состав веществ, будучи химически связанной, в других – в самостоятельных, часто изолированных молекул, удерживаясь за счет межмолекулярных воздействий, в жидком состоянии она заполняет поры и структурные полости. Многие явления отражают молекулярные особенности не только растворенного вещества, но и молекул растворителя – воды. Таким образом, вода является не только средой, в которой протекают различные процессы, но и матрицей, свойства которой накладывают отпечаток на их течение.

В настоящее время установлена возможность значительной активации водных систем различными физическими воздействиями – магнитными, акустическими, термическими, дегазационными и т.д.

Нами были проведены исследования по воздействию магнитного поля крайненизкочастотного диапазона на физико-химические свойства воды. Для исследования брались пробы дистиллированной воды, объем каждой пробы  $V=20$  мл. воздействие проводилось в диапазоне частот от 5 до 50 Гц, причем индукция магнитного поля изменялась в диапазоне 1-10 мТл, время воздействия составляло 5 – 60 минут. Исследуемыми параметрами являлись значение электропроводности воды, содержание кислорода (индекса окисляемости  $I_{Mn}$ ) и концентрация ионов  $HCO_3^-$ . Измерение содержания кислорода проводилось по следующей методике. В пробу прокипяченного в течение трех минут с последующим охлаждением до температуры окружающей среды дистиллята, добавляли 20 мл 0,01Н  $KMnO_4$  и 3 мл концентрированной серной кислоты. Затем доводили данный раствор до кипения и кипятили в течение 10 минут. После этого раствор снимали с нагревателя, добавляли 2 мл 0,1 Н щавелевой кислоты, перемешивали, чтобы раствор обесцветился, и титровали в горячем состоянии раствором 0,01Н  $KMnO_4$  до приобретения бледно-розового цвета. Значение индекса окисляемости определяли по формуле:

$$I_{Mn}=V_{титр} * 0,8, \quad (1)$$

где  $V_{титр}$  - объем раствора 0,01Н  $KMnO_4$  , пошедшего на титрование.

Для определения концентрации ионов  $HCO_3^-$  дистиллят кипятится в течение трех минут, затем охлаждается до комнатной температуры, мерной пипеткой отбирается 20 мл дистиллята и помещается в колбу для титрования, добавляется одна капля

индикатора фенолфталеина и взбалтывается содержимое до равномерного розового окрашивания. Если окрашивание не наблюдается – добавляется одна капля индикатора метилового оранжевого и взбалтывается содержимое до выраженного равномерного оранжевого окрашивания. Затем проба титруется раствором NaOH 0,01 Н до изменения окраски.

Концентрация ионов  $\text{HCO}_3^-$  определялась по формуле:

$$N_1 V_1 = N_2 V_2, \quad (2)$$

где  $N_1$  – концентрация NaOH;

$V_1$  – объем NaOH;

$N_2$  – концентрация ионов  $\text{HCO}_3^-$ ;

$V_2$  – объем исследуемой пробы.

Полученные опытным путем данные показали, что наибольший отклик водной системы достигается при воздействии магнитного поля с частотой  $f=36$  Гц, величиной магнитной индукции  $B=5$  мТл, при этом время воздействия составляло 50 минут. При этом индекс окисляемости  $I_{\text{Mn}}$  увеличивается в 2,4 раза, концентрация ионов  $\text{HCO}_3^-$  уменьшается в 4,7 раза, электропроводность системы также увеличивается. Воздействие на пробы магнитным полем с другими частотами к существенным изменениям не приводило. Таким образом, мы наблюдаем корреляцию исследуемых параметров друг с другом при воздействии поля определенной частоты. Так как вода является составной частью многих систем, то можно сказать, что при воздействии на водные растворы различных веществ существенный вклад в отклик данной системы будет оказывать вода. Поэтому при исследованиях водных растворов веществ необходимо учитывать данный фактор. Применение омагниченной воды как самостоятельного вещества, известно в биологии, медицине, строительстве, но до конца механизм взаимодействия водных молекул и магнитных полей еще не изучен и вопрос остается открытым для дальнейших исследований.

## **Магнитопоглощение звука квантовой нитью с параболическим потенциалом конфайнмента**

*Кухарь Егор Иванович*

*Волгоградский Государственный Педагогический Университет*

*Крючков Сергей Викторович, д. ф-м. н*

*[sed@fizmat.vspu.ru](mailto:sed@fizmat.vspu.ru)*

Целью работы являлся расчет коэффициента электронного поглощения гиперзвука низкоразмерной структурой, представляющей собой квантовую нить с параболическим потенциалом конфайнмента, помещенную в продольное постоянное магнитное поле, а также исследование зависимости коэффициента поглощения от напряженности магнитного поля.

Рассматривается квантовая нить с круговым сечением. Ось цилиндрической симметрии нити является ось  $Oz$ . Таким образом, движение электрона ограничено вдоль осей  $Ox$  и  $Oy$ , и движение является свободным с квазиимпульсом  $\mathbf{p}$  вдоль оси  $Oz$ . Квантовая нить помещена в однородное постоянное магнитное поле с векторным потенциалом  $\mathbf{A} = \left( -\frac{yB}{2}, \frac{xB}{2}, 0 \right)$  так, что вектор напряженности магнитного поля  $\mathbf{B}$  направлен вдоль  $Oz$ . Потенциал конфайнмента моделируется с помощью суммы двух параболических потенциалов с одинаковой характеристической частотой  $\omega_0$ . Состояние электрона в такой структуре описывается волновой функцией (1), записанной в цилиндрической системе координат.

$$|m, n, p\rangle = \frac{1}{l_0^{|m|+1}} \sqrt{\frac{n!}{2^{|m|+1} \pi (n+|m|)!}} e^{im\varphi} e^{\frac{i}{\hbar} p z} \rho^{|m|} e^{-\frac{\rho^2}{4l_0^2}} L_n^{|m|} \left( -\frac{\rho^2}{2l_0^2} \right) \quad (1),$$

где  $l_0^2 = \frac{\hbar}{m^* \Omega}$ ,  $\Omega = \sqrt{\omega_c^2 + 4\omega_0^2}$ ,  $\omega_c = \frac{eB}{m^* c}$ .

Энергетический спектр носителя заряда параболической квантовой нити имеет вид

$$\varepsilon_{mnp} = \frac{\hbar\omega_c}{2} m + \frac{\hbar\Omega}{2} (2n + |m| + 1) + \frac{p^2}{2m^*} \quad (2).$$

Будем считать, что вдоль оси  $Oz$  распространяется фононное возмущение, соответствующее звуковой волне. Гамильтониан электрона в периодическом поле звуковой волны получает добавку:  $H' = \frac{1}{2} (U e^{-i\omega t} + U^+ e^{i\omega t})$ , где  $U = U_0(\mathbf{q}) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}}$ ,  $U_0 = \text{const}$ . Длина волны фононов предполагается большой по сравнению с диаметром нити. Коэффициент поглощения звука находится по известной формуле

$$\Gamma = -\frac{(1/2)\pi\hbar\omega^2}{(1/2)\rho^* c \omega^2 A^2} \cdot \frac{1}{V} \sum_{mm'} \sum_{nn'} \sum_{pp'} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} |\langle m' n' p' | U | m n p \rangle|^2 \delta(\varepsilon_{m'n'p'} - \varepsilon_{mnp} - \hbar\omega) \quad (3),$$

где  $f_0(\varepsilon)$  – равновесная функция распределения электронного газа, невозмущенная звуковым потоком,  $\rho^*$  – плотность образца,  $c$  – скорость звука.

В результате расчета матричного элемента  $\langle m' n' p' | U | m n p \rangle$  получается окончательная формула для коэффициента поглощения

$$\Gamma = \Gamma_0 \frac{2\pi\hbar^2}{4kTm^*R^2} \cdot \sum_m \sum_n \text{ch}^{-2} \frac{\frac{\hbar\omega_c}{2} m + \frac{\hbar\Omega}{2} (2n + |m| + 1) + \frac{m^* \omega^2}{2q^2} - \mu}{2kT} \quad (4),$$

где  $\mu$  – химический потенциал электронов,  $\Gamma_0$  – коэффициент поглощения трехмерными электронами в отсутствии магнитного поля,  $R$  – радиус квантовой нити.

Отметим некоторые особенности в зависимости коэффициента поглощения от напряженности магнитного поля при низких температурах таких, что  $kT \ll \hbar\omega_c \ll \mu$ .

1. Максимумы коэффициента поглощения звука нитью не зависят от величины магнитного поля, так как уровни энергии электрона нити, в общем случае, не вырождены. Эта особенность отсутствует у трехмерного электрона, для которого максимум коэффициента поглощения пропорционален напряженности магнитного поля, из-за наличия вырождения энергетических уровней.

2. На заданном интервале напряженности магнитного поля расположение максимумов поглощения для нити может быть как более, так и менее плотным, чем расположение на том же интервале напряженности максимумов поглощения для трехмерной системы.

3. При малых магнитных полях для нити возможно чередование максимумов поглощения, в отличие от трехмерной системы, где максимумы поглощения перекрываются при малых полях.

4. Существует некоторое предельное значение  $B_{np}$  магнитного поля такое, что для полей, больших предельного значения, нить практически не будет поглощать звук. Для нити это значение меньше, чем для трехмерного электрона. Предельное значение

магнитного поля для нити равно  $B_{np} = \frac{2mc}{e} \sqrt{\frac{\mu^2}{\hbar^2} - \omega_0^2}$ .

5. В случае, когда частота потенциала конфинмента такова, что  $\hbar\omega_0 > \mu$ , то поглощение практически отсутствует при любом значении напряженности магнитного поля. Для трехмерной системы такой ситуации не существует, так как для электронов при низких температурах  $\mu > 0$ .

Оценка величины коэффициента поглощения в максимуме при следующих числовых значениях параметров:  $R \approx 5 \cdot 10^{-7}$  см,  $m^* \approx 10^{-28}$  г,  $T \approx 5$  К, дает  $\Gamma_{\text{max}} = 10^2 \Gamma_0$ .

## **О влиянии межчастичных взаимодействий на равновесную магнитную восприимчивость ферроколлоидов**

*Лахтина Екатерина Владимировна*

*Институт механики сплошных сред УрО РАН*

*Пшеничников Александр Федорович, д.ф.-м.н*

*[Laek@icmm.ru](mailto:Laek@icmm.ru)*

Вопрос о влиянии межчастичных взаимодействий на структуру и равновесную намагниченность концентрированных ферроколлоидов рассматривался в научной литературе, начиная с конца 70-х гг. [1]. В первом приближении поведение ферроколлоидов в зависимости от магнитного поля и температуры описывается моделью Ланжевена, в которой учитывается влияние внешнего поля и исключаются из рассмотрения межчастичные взаимодействия [1, 2]. Это приближение с хорошей точностью описывает свойства разбавленных ферроколлоидов, однако в случае концентрированных жидкостей оно позволяет сделать только качественную оценку некоторых процессов (релаксации намагниченности, магнитооптических эффектов и реологических свойств МЖ). Расчет равновесной намагниченности дает результаты, многократно заниженные по сравнению с экспериментальными данными. Очевидно,

что наблюдаемое несоответствие связано с пренебрежением магнитодипольными и стерическими межчастичными взаимодействиями.

Как правило, наименьшее расхождение с экспериментальными данными показывает модель эффективного поля, которая представляет собой разложение восприимчивости в ряд по степеням ланжевеновской восприимчивости  $\chi_L$  и параметра агрегирования  $\lambda$ :

$$\chi = \chi_L \left( 1 + \frac{\chi_L}{3} + \frac{\chi_L^2}{144} \right) \quad (1),$$

где  $\chi_L = \mu_0 \langle m^2 \rangle n / k_B T$ ,  $\chi_L$  – ланжевеновская восприимчивость с учетом полидисперсности реальных магнитных жидкостей (угловыми скобками обозначено усреднение по ансамблю частиц),  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м,  $m$  и  $n$  – магнитный момент и числовая плотность частиц,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура;  $\lambda = \mu_0 m^2 / 4\pi D^3 k_B T$ , где  $D$  – диаметр частицы с учетом защитной оболочки. За последние годы были сделаны три попытки уточнения формулы (1): В. И. Каликмановым [3]; Б. Хюке и М. Люке (В. Huke and M. Luke) [4]; А.О. Ивановым и О.Б. Кузнецовой [5]. Различные подходы к решению задачи приводят к различной оценке вклада отдельных членов разложения в начальную восприимчивость.

Целью данной работы является экспериментальная проверка пригодности современных теоретических моделей для описания температурной зависимости магнитной восприимчивости реальных ферроколлоидов в широком диапазоне температур и концентраций. Нами была исследована низкотемпературная восприимчивость магнетитовых коллоидов с различной концентрацией частиц. Получены новые экспериментальные данные по начальной восприимчивости магнитных жидкостей с высоким уровнем межчастичных магнитодипольных взаимодействий. Результаты эксперимента сопоставлены с предсказаниями современных теоретических моделей для дипольных систем.

Анализ экспериментальных кривых  $\chi(T)$  позволяет сделать следующие выводы:

1. начальная восприимчивость высоко концентрированных ферроколлоидов в зависимости от температуры наилучшим образом описывается в рамках модифицированной модели эффективного поля и разложения Б. Хюке и М. Люке.

2. одночастичное приближение Ланжевена позволяет удовлетворительно описать экспериментальные данные по умеренным концентрациям и в области температур выше 260 К. В области низких температур и высоких концентраций в рамках этой модели происходит явный недоучет магнитодипольных взаимодействий.

3. экспериментальные зависимости имеют спад при температурах ниже 240К, который не описывается ни одной моделью. Немонотонное поведение экспериментальных кривых  $\chi(T)$  связано с блокировкой вращательных степеней свободы частиц и "выключением" броуновского механизма релаксации магнитных моментов. Так как неелевский механизм релаксации работает только для "мелких" частиц с диаметром магнитного ядра меньше 15 – 17 нм, то система в целом переходит в существенно неравновесное состояние. Для четырех образцов температура пика практически одинакова (разброс в пределах 3 градусов). Наибольшее отклонение от остальных (на 8 градусов выше) имеет максимум для образца с наибольшей из исследованных концентрацией. Вероятнее всего это связано с приближением

гидродинамической концентрации частиц в этом образце к предельному значению 0.605, соответствующему коэффициенту случайной плотной упаковки.

Следующая серия опытов была проведена для того, чтобы определить, возможно, ли представление равновесной восприимчивости в виде некоторой универсальной функции ланжевеновской восприимчивости. С этой целью кривые  $\chi(T)$ , относящиеся к образцам с разной концентрацией магнитных частиц, были сведены на один график, построенный в координатах  $\chi$ ,  $\chi_L$ . Универсальной зависимости  $\chi=f(\chi_L)$  не было обнаружено, хотя разброс точек, относящихся к различным образцам относительно небольшой. Отсутствие универсальной зависимости еще раз подтверждает то обстоятельство, что область применимости формулы (1) ограничена относительно небольшими (порядка единицы) значениями параметра агрегирования.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Фонда гражданских исследований и развития для стран СНГ (Civilian Research & Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union), грант PE-009-0.

Список публикаций:

- [1] Шлюмис М.И. *Успехи физ. наук.* **112**, вып. 3, с. 427(1974).
- [2] Блум Э. Я., Майоров М. М., Цеберс А. О. *Магнитные жидкости.* Рига: Зинатне, с. 42 (1989).
- [3] Kalikmanov V. I. *Phys. Rev. E.*, **59**, p.4085 (1999). *Ibid.* **62**, p. 8851(2000).
- [4] Huke B., Luke M. J. *Magn. and Magn. Mater.*, **252**, p. 132(2002).
- [5] Ivanov A. O. and Kuznetsova O. B. *Phys. Rev. E.*, **64**, p. 041405 (2001).

## **Исследование статических критических свойств моделей реальных магнитных материалов методами вычислительной физики**

*Магомедов Магомед Алиевич<sup>1,2</sup>*

*Магомедова Лиана Курбановна<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> *Институт физики ДагНЦ РАН*

<sup>2</sup> *Дагестанский государственный университет*

*Муртазаев Акай Курбанович<sup>1,2</sup>, д.ф-м.н*

*magomedov\_ma@iwt.ru*

В последние годы достигнут значительный прогресс в понимании проблемы фазовых переходов и критических явлений. Центр тяжести теоретических исследований сместился теперь к изучению более реалистичных моделей и учету многочисленных усложняющих факторов, присущих реальным системам, но не учитываемых в моделях первого приближения (классическая модель Изинга, Гейзенберга и т.д.). К ним могут быть отнесены: анизотропия и примеси, многоспиновый обмен, диполь-дипольное взаимодействие, учет колебаний решетки и ряд других. Строгое исследование таких систем на основе микроскопических гамильтонианов методами современной теоретической физики – задача чрезвычайно сложная. Эти и некоторые другие причины привели к тому, что фазовые переходы и критические явления интенсивно исследуются методами вычислительной физики: методами Монте-Карло (МК). Эти методы оказались весьма эффективными в статистической физике, физике фазовых переходов, а также в ряде других самых разнообразных областей науки и техники. Многочисленные исследования, выполненные методами Монте-Карло (МК), убедительно показали, что эти методы

являются ценным инструментом для изучения фазовых переходов и критических явлений. Однако в узкой области фазового перехода из-за критического замедления эффективность этого метода резко падает. Критическое замедление является одним из наиболее серьезных источников трудностей при исследовании фазовых переходов и критических явлений методом МК.

В данной работе, используя высокоэффективный одно-кластерный алгоритм Вульфа метода Монте-Карло, проведено исследование критических свойств моделей реального ферромагнитного гадолиния ( $Gd$ ). При построении моделей гадолиния нами использованы литературные данные для  $Gd$  и учитывались все кристаллографические особенности реальных макрообразцов гадолиния (сферическое распределение электронной плотности и отсутствие орбитального момента, наличие слабой одноосной анизотропии и изотропных диполь-дипольных взаимодействий).

Гамильтониан рассматриваемой системы был представлен в следующем виде:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J(\vec{\mu}_i \vec{\mu}_j) - D_A \sum_i (\mu_i^z)^2 - D_d \sum_i (\langle \vec{M} \rangle \vec{\mu}_i), \quad |\vec{\mu}_i| = 1; \quad (1)$$

где первый член учитывает обменное взаимодействие каждого из ионов  $Gd^{3+}$  со всеми ближайшими соседями, параметр этого взаимодействия  $J > 0$ , второй – одно-ионную анизотропию, в рассматриваемой нами температурной области анизотропия соответствует типу «легкая ось», направление которой совпадает с гексагональной осью  $c$ , третий – изотропное диполь-дипольное взаимодействие.

Поскольку в литературе имеются сведения о дипольном характере критического поведения гадолиния, для выяснения степени влияния дипольных сил на характер критического поведения нами рассматривались две модели гадолиния:

Модель Г1 – ( $D_A/|J| = 1.41 \times 10^{-4}$  и  $D_d/|J| = 0$ );

Модель Г2 – ( $D_A/|J| = 1.41 \times 10^{-4}$  и  $D_d/|J| = 1.35 \times 10^{-3}$ ).

Расчеты проводились для образцов кубической формы с периодическими граничными условиями (ПГУ) и с линейными размерами  $L = 8 \div 40$ , что соответствует числу эффективных спинов  $N = 512 \div 64000$ .

Для определения температуры фазового перехода ( $T_c$ ) нами использовался высокоточный метод кумулянтов Биндера:

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

где  $m$  – намагниченность системы с линейными размерами  $L$ .

Согласно теории конечно-размерного скейлинга, все кумулянты  $U_L$  рассчитанные по формуле (2) для систем с разными размерами  $L$  пересекаются в точке фазового перехода  $T_c$ . Вычисленные таким образом критические температуры составили  $T_c = 3.1762(5)$  для модели Г1, и  $T_c = 3.1765(5)$  для модели Г2.

Для определения критических индексов теплоемкости  $\alpha$ , намагниченности  $\beta$ , восприимчивости  $\gamma$ , индекса Фишера  $\eta$ , критического индекса радиуса корреляции  $\nu$  использовалась теория конечно-размерного скейлинга. Определенные таким образом статические критические индексы для исследованных нами моделей составили:

для модели Г1:  $\{\alpha = -0.116(2), \beta = 0.361(2), \gamma = 1.399(2), \eta = 0.022(4), \nu = 0.710(2)\}$ ;  
для модели Г2:  $\{\alpha = -0.118(2), \beta = 0.350(2), \gamma = 1.329(2), \eta = 0.023(4), \nu = 0.691(2)\}$ .

Основные оригинальные результаты работы можно сформулировать следующим образом:

1. Впервые одно-кластерный алгоритм Вульфа применен для исследования моделей, в которых два типа слабых релятивистских взаимодействий действуют одновременно на фоне друг другу.

2. На основе экспериментальных и теоретических данных сформулированы микроскопические модели реального ферромагнетика гадолиния *Gd*. Рассчитаны статические критические индексы теплоемкости  $\alpha$ , намагниченности  $\beta$  и восприимчивости  $\gamma$ , индекс Фишера  $\eta$ , а также индекс радиуса корреляции  $\nu$ .

3. Изучен и установлен характер критического поведения гадолиния. Показано, что характер критического поведения гадолиния в значительной мере определяется изотропными диполь-дипольными взаимодействиями.

Работа поддержана грантом РФФИ (проект № 01-02-16103), грантом президента РФ по поддержке ведущих научных школ (грант № НШ-2253.2003.2), ФЦП “Интеграция” (№ И0228), и грантом Комиссии РАН по работе с молодежью (№35).

## **Термодинамические свойства низкоразмерных квантовых спиновых систем**

*Магомедов Магомед Алиевич*  
*Муртазаев Акай Курбанович*  
*Институт физики ДагНЦ РАН*  
*[magomedov\\_ma@iwt.ru](mailto:magomedov_ma@iwt.ru)*

В последние годы исследованию численными методами низко размерных (*1d* и *2d*) квантовых спиновых систем уделяется значительное внимание. С одной стороны этот интерес обусловлен тем, что низкоразмерные системы легче исследовать, чем системы более высоких размерностей. С другой стороны интерес стимулируется большим количеством экспериментальных работ на квазиодномерных и квазидвумерных магнитных системах.

Следует отметить, что теоретическое исследование этих систем чрезвычайно затруднено, в то время как различные подходы, основанные на квантовом методе Монте-Карло (МК), являются весьма мощными средствами для получения численных данных о поведении этих систем.

Однако, несмотря на значительные усилия, возможность эффективного применения методов Монте-Карло к изучению свойств квантовых систем, в частности, решеточных моделей с произвольной геометрией, с произвольным значением спина в широком диапазоне изменения различных физических параметров, все еще остается проблематичной.

К настоящему времени имеются два разных подхода к использованию процедуры МК в задачах такого рода: подход Хэндскомба, и подход, основанный на формуле Сузуки-Троттера [1, 2]:

$$\exp\left(\sum_{i=1}^p A_i\right) = \lim_{m \rightarrow \infty} \left(e^{A_1/m} \times e^{A_2/m} \times \dots \times e^{A_p/m}\right)^m, \quad (1)$$

где  $m$  – целое положительное число (число Троттера).

Формула Сузуки-Троттера переводит любую  $d$  – мерную квантово-механическую систему в  $(d + 1)$  – мерную классическую общего типа.

Нами, используя высокоэффективный петлевой (Loop) алгоритм [3], основанный на подходе Сузуки-Троттера, проведены исследования одномерной квантовой антиферромагнитной модели Гейзенберга. Расчеты проводились для систем с линейными размерами  $L \times 2m$  ( $L$  – размеры системы в реальном направлении), при  $L = 128$  и  $m = 16 \div 128$ , что соответствует числу спинов в системе  $N = 4096 \div 32768$ .

Гамильтониан исследованной нами системы может быть представлен в следующем виде:

$$H = -J \sum_{i=1}^L \left(S_i^x S_{i+1}^x + S_i^y S_{i+1}^y + S_i^z S_{i+1}^z\right), \quad (2)$$

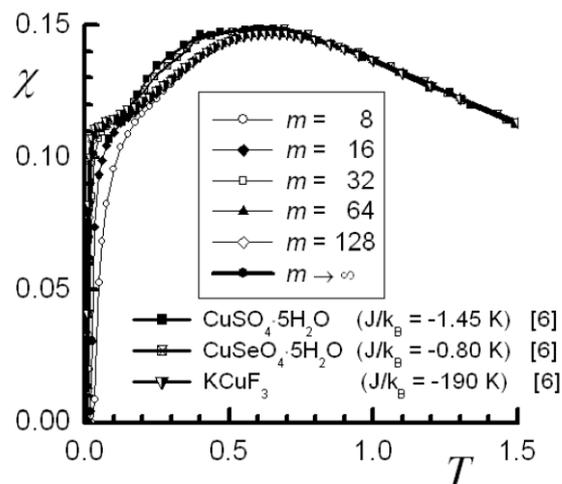
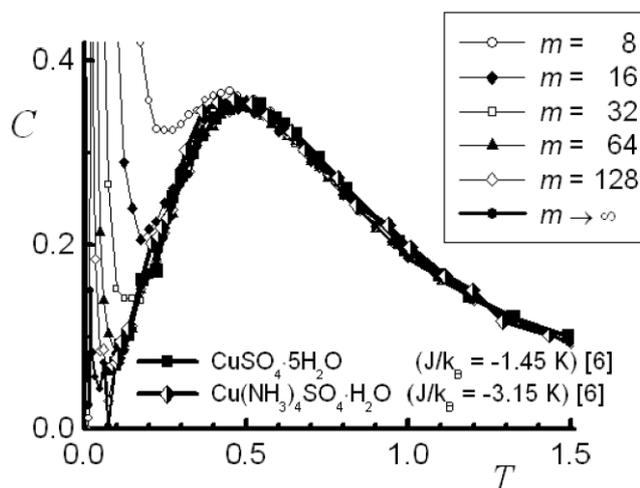
где  $S_i^x$ ,  $S_i^y$ ,  $S_i^z$  – спиновые операторы Паули в  $i$  – том узле цепочки,  $J < 0$ .

Нами в широком диапазоне температур рассчитаны основные термодинамические параметры системы (энергия  $E$ , теплоемкость  $C$  и восприимчивость  $\chi$  и т.д.).

Следует отметить, что вычисляемые средние величины для систем с конечным числом Троттера будут определены с некоторой погрешностью. Особенно сильно это проявляется при низких температурах. Для определения точного значения используют линейную или квадратичную аппроксимацию ( $m \rightarrow \infty$ ). К примеру, для энергии можно показать [4, 5]:

$$E(m) = E(\infty) + a/m^2 + b/m^4. \quad (3)$$

На рисунках 1 и 2. представлены зависимости теплоемкости  $C$  и восприимчивости  $\chi$  от температуры  $T$  для  $1d$  антиферромагнитной модели Гейзенберга при различных значениях числа Троттера  $m$ , и значения, получаемые при аппроксимации ( $m \rightarrow \infty$ ). Как видно из рисунка, восприимчивость имеет плоский пик при температуре  $T \sim 0.65$  и принимает конечное значение  $\chi \sim 0.110$  при ( $T \rightarrow 0$ ). На рисунке приведены также экспериментальные данные для некоторых квазиодномерных магнитных систем, приведенные в работе [6].



Для всех магнитных материалов даны и значения параметра обменного взаимодействия  $J/k_B$  между атомами в одной цепочке. Обменное взаимодействие между атомами, находящимися в разных цепочках в этих магнитных системах близко к нулю и составляет в среднем  $|J'/J| \approx 10^{-2} \div 10^{-4}$  [6]. Как видно из рисунка, наши результаты хорошо описывают свойства реальных низкоразмерных магнитных систем, величины параметра обменного взаимодействия в которых могут отличаться в несколько раз.

Работа поддержана грантом РФФИ (проект № 01-02-16103), грантом президента РФ по поддержке ведущих научных школ (грант № НШ-2253.2003.2), ФЦП “Интеграция” (№ И0228), и грантом Комиссии РАН по работе с молодежью (№35).

Список публикаций:

- [1] D. C. Handscomb *Proc. Camb. Phys. Soc.* 60, 1, 115 (1964)
- [2] M. Suzuki *Prog Theor Phys* 56 1454 (1976)
- [3] Evertz H.G. The Loop Algorithm // *Cond-mat/9707221*.
- [4] Yutaka Okabe, Macoto Kikuchi *Phys Rev B* 34 7896 (1986)
- [5] Yutaka Okabe, Macoto Kikuchi *J Phys Soc Jpn* 57 4351 (1988)
- [6] De Jongh L.J., Miedema A.R. *Experiments on simple magnetic model systems // Advances in Physics.* – 1974. - V. 23, №1. - P.1-260.

## Исследование XY – модели на квадратной решетке квантовым методом Монте-Карло

**Магомедов Магомед Алиевич**

*Муртазаев Акай Курбанович*

*Институт физики ДагНЦ РАН*

*magomedov\_ma@iwt.ru*

При исследовании квантовых систем методом Монте-Карло (МК) сталкиваются с трудностью, связанной с некоммутируемостью операторов [1]. Один из мощных методов для преодоления этой проблемы основывается на формуле Сузуки-Троттера, которая переводит любую  $d$ -мерную квантовую систему в  $(d+1)$ -мерную классическую систему изинговского типа с четырехспиновым взаимодействием [2]:

$$\exp\left(\sum_{i=1}^p A_i\right) = \lim_{m \rightarrow \infty} \left(e^{A_1/m} \times e^{A_2/m} \times \dots \times e^{A_p/m}\right)^m, \quad (1)$$

где  $m$  – целое положительное число (число Троттера).

Нами, используя высокоэффективный петлевой (Loop) алгоритм [3], основанный на подходе Сузуки-Троттера, проведены высокоточные исследования квантовой XY-модели со спином  $S = 1/2$  и с взаимодействием между ближайшими соседями на квадратной решетке модели. Исследования проводились для систем с линейными размерами  $L \times L \times 4m$  с  $L = 32$  и  $m = 8 \div 64$ , что соответствует числу эффективных спинов в системе  $N = 32768 \div 262144$ .

Петлевой алгоритм является одним из самых мощных алгоритмов квантового метода Монте-Карло. Он отличается очень высокой сходимостью по сравнению с другими алгоритмами, а также позволяет использовать улучшенные флуктуационные соотношения, которые отличаются высокой точностью и сходимостью по сравнению со стандартными соотношениями. Автокорреляции между следующими друг за другом МК – конфигурациями уменьшаются на несколько порядков [3].

Гамильтониан XY-модели со спином  $S = 1/2$  можно записать в следующем виде [4]:

$$H = -J \sum_{i,j} \left( S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y \right), \quad (2)$$

где  $J > 0$ ,  $S_i^x$ ,  $S_i^y$  – спиновые операторы Паули в  $i$ -том узле решетки.

Одно-кластерный вариант петлевого алгоритма для исследованной нами системы может быть представлен в виде [3]:

1. Задается случайным образом узел на решетке  $(i_0, j_0, r_0)$ .
2. Затем, совершая на плакете (часть решетки с четырехспиновым взаимодействием) с соответствующей вероятностью горизонтальный, вертикальный, или диагональный шаг, строим петлю до тех пор, пока не вернемся в исходную точку. Больцмановские веса плакетов и вероятности соответствующих шагов даны в [3].
3. Если какой-нибудь плакет, который входит в петлю, «замораживается» (под замораживанием понимается сохранение статистического веса плакета, что достигается в случае переворота (или сохранения прежнего значения) всех спинов на плакете), то, начиная с этого плакета, строим еще одну петлю, «приклеенную» к первой. На каждом плакете, который замораживается, данная петля связана с другой петлей, которая тоже проходит через этот плакет.
4. Образовавшаяся таким образом система связанных друг с другом петель образует кластер, который переворачивается с некоторой вероятностью  $p_{flip}$  (в рассматриваемом нами случае  $p_{flip} = 1$ ). Более детально алгоритм рассмотрен в [3].

Основные термодинамические величины системы (энергия  $E$ , теплоемкость  $C$ , восприимчивость  $\chi$ ) могут быть вычислены по следующим соотношениям [4, 5]:

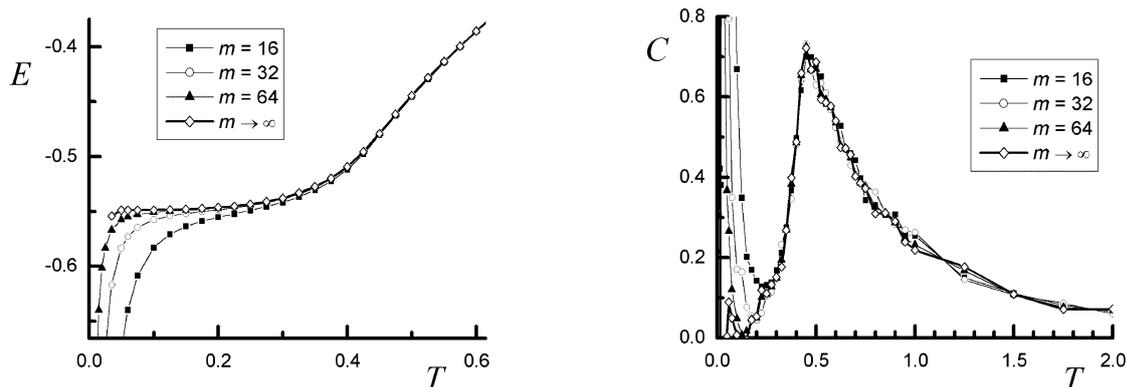
$$E^{(m)} = \langle F^{(m)} \rangle, \quad (3)$$

$$C^{(m)} T^2 = \langle F^{(m)^2} - G^{(m)} \rangle - \langle F^{(m)} \rangle^2, \quad (4)$$

$$\chi^{(m)} = \frac{1}{T} \left( \langle M^{(m)^2} \rangle - \langle M^{(m)} \rangle^2 \right), \quad (5)$$

где  $T$  – температура, значения  $F^{(m)}$ ,  $G^{(m)}$  и  $M^{(m)}$  даны, к примеру, в работе [5].

Как следует из формулы Судзуки-Троттера, вычисляемые средние величины будут соответствовать точным значениям при  $(m \rightarrow \infty)$ . Особенно сильно это проявляется при низких температурах. Для определения точного значения мы использовали квадратичную аппроксимацию [5].



На рисунках 1-2 представлены температурные зависимости энергии  $E$  и теплоемкости  $C$  при различных значениях числа Троттера  $m$ , а также значения, получаемые экстраполяцией ( $m \rightarrow \infty$ ). Значения энергии и температуры даны в относительных единицах.

Работа поддержана грантом РФФИ (проект № 01-02-16103), грантом президента РФ по поддержке ведущих научных школ (грант № НШ-2253.2003.2), ФЦП “Интеграция” (№ И0228), и грантом Комиссии РАН по работе с молодежью (№35).

Список публикаций:

- [1] И.К.Камилов, А.К.Муртазаев, Х.К.Алиев // УФН **169**, 773 (1999)
- [2] M. Suzuki // Prog Theor Phys **56** 1454 (1976)
- [3] H.G. Evertz Cond-mat/9707221
- [4] K. Harada, N. Kawashima // J Phys Soc Jpn **67** 2768 (1998)
- [5] Yutaka Okabe, Masoto Kikuchi // Phys Rev B **34** 7896 (1986)

## Параметры обменного взаимодействия в низкоразмерном квантовом магнетике $\text{Na}_2\text{V}_3\text{O}_7$ .

*Мазуренко Владимир Владимирович*

*Фредерик Мила и Анисимов Владимир Ильич*

*Уральский государственный технический университет - УПИ*

*Анисимов Владимир Ильич, д.ф.-м.н.*

*[mazurenko@optics.imp.uran.ru](mailto:mazurenko@optics.imp.uran.ru)*

Данная работа посвящена изучению электронной и магнитной структуры низкоразмерного квантового магнетика  $\text{Na}_2\text{V}_3\text{O}_7$  в рамках приближения  $\text{LDA}+U$ . Эта система была синтезирована относительно недавно [1], в 1999 году, и стала прототипом последней системы в ряду с общей формулой  $\text{Na}_x\text{V}_2\text{O}_5$ ,  $1 \leq x \leq 2$ , который включает в себя соединение с "на четверть заполненной зоной"  $\text{NaV}_2\text{O}_5$  и специфические зигзаговые цепочки в  $\text{Na}_{1.286}\text{V}_2\text{O}_5$ . С точки зрения кристаллической структуры это соединение представляет собой систему нанотрубок, состоящих из  $\text{VO}_5$  пирамид. Отличительной экспериментальной чертой для системы  $\text{Na}_2\text{V}_3\text{O}_7$  по отношению к нанотрубкам составленным из других переходных металлов является то, что, она получена в результате реакции в твердой фазе [1]. Авторами работы [1] было высказано предположение о том, что, возможно, это соединение является первым примером лестничной системы с периодическими граничными условиями.

Были проведены  $\text{LDA}+U$  расчеты для различных магнитных конфигураций исследуемой системы. По результатам расчетов можно сделать вывод о том, что во всех магнитных конфигурациях система находится в изоляторном состоянии. Один  $3d$  электрон на каждом атоме ванадия заселяет орбиталь  $x_y$  симметрии.

Были рассчитаны параметры обменного взаимодействия между атомами ванадия. Установлено, что взаимодействия между атомами ванадия в пределах кольца ванадиево-кислородных пирамид являются антиферромагнитным, а взаимодействия между атомами ванадия, принадлежащими разным кольцам имеют ферромагнитный характер. Показано, что существующие ферромагнитные взаимодействия между кольцами можно объяснить с помощью правил Гуденафа-Канамори-Андерсона [2].

В дальнейшем предполагается проведение модельных расчетов, целью которых является описание экспериментально наблюдаемых величин, таких как магнитная восприимчивость.

Работа выполнена при финансовой помощи гранта для поддержки научно-исследовательской работы аспирантов высших учебных заведений Министерства образования РФ А03-2.9-92 и научной программы "Университеты России" ур.01.01.059,

Список публикаций:

[1] Millet P. et al, *Journal of Solid State Chemistry*, **147**, 676 (1999).

[2] Goodenough J.B., *Magnetism and Chemical Bond*, (1963).

# Квантово-размерный эффект Зеемана в квантовых нитях с $D_2^-$ - центрами

Марко Антон Александрович

Пензенский Государственный Университет

Кревчик Владимир Дмитриевич, д.ф.-м.н

[physics@diamond.stup.ac.ru](mailto:physics@diamond.stup.ac.ru)

Как показывают эксперименты [1], в низкоразмерных системах при определенных условиях возможны реакции типа  $D^0 + e \rightarrow D^-$ , в результате которых нейтральные мелкие доноры связывают дополнительный электрон с образованием популяции так называемых  $D^-$  – состояний. Такие состояния, ограниченные потенциалом конфайнмента, открывают новые возможности для изучения корреляционных эффектов в низкоразмерных системах [1]. В реальной ситуации не все  $D^0$  – позиции могут эффективно заполняться электронным переносом из барьера. В этом случае, в зависимости от расстояния  $R$  между  $D^0$  – центрами, возможно образование отрицательного молекулярного иона  $D_2^-$ . Так как  $D_2^-$  – система является симметричной относительно ее центра, состояния электрона при фиксированном расстоянии  $R$  между  $D^0$  – центрами должны быть либо симметричными ( $g$  – термы), либо антисимметричными ( $u$  – термы). Очевидно, что расщепление  $g$  – и  $u$  – термов (вырожденных при больших  $R$ ) будет определяться величиной  $R$  и, как следствие понижения размерности – параметрами квантовой нити (КН). С другой стороны, приложенное вдоль оси КН магнитное поле играет роль варьируемого параметра, посредством которого можно изменять геометрический конфайнмент системы [2] и, следовательно, управлять как величиной расщепления, так и энергиями оптических переходов.

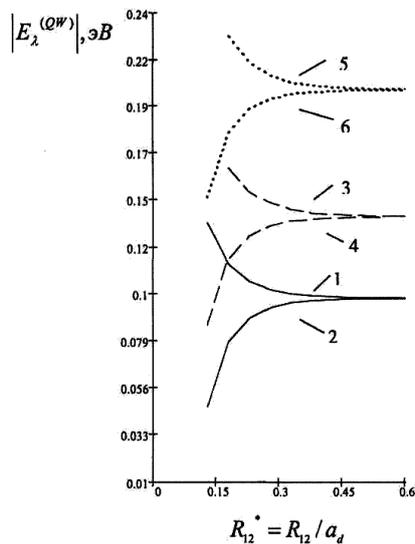


рис. 1

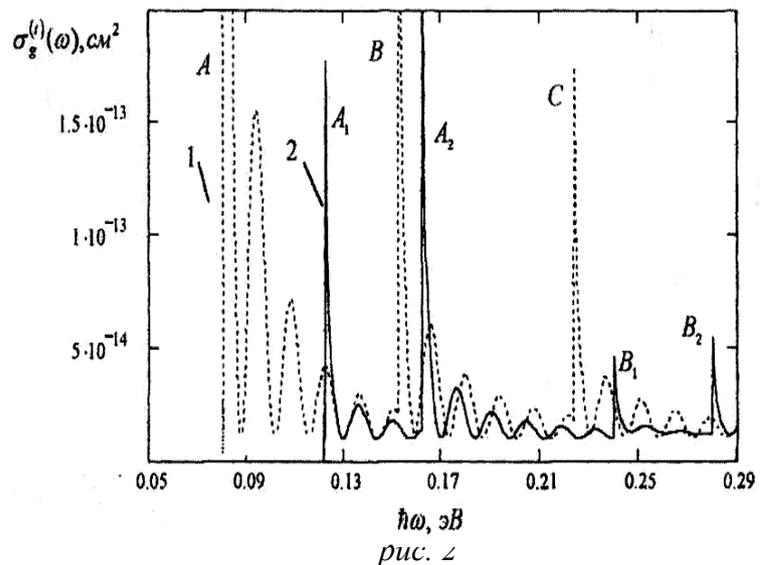


рис. 2

В настоящей работе в рамках модели потенциала нулевого радиуса рассмотрена эволюция  $g$  – и  $u$  – термов с изменением величины продольного магнитного поля, а исследована структура в магнитооптическом спектре КН, связанная с оптическими

переходами электрона из состояния  $g$  – терма в гибридноквантованные состояния КН с параболическим потенциалом конфайнмента. Получены уравнения, описывающие  $g$  – и  $u$  – термы, соответствующие симметричным и антисимметричным состояниям электрона, локализованного на  $D_2^-$  – центре. Результаты численного анализа этих уравнений приведены на (рис. 1). Можно видеть, что в случае  $g$  – терма (кривая 1) величина энергии связи электрона  $|E_\lambda^{(QW)}| \rightarrow \infty$  при  $R_{12}^* \rightarrow 0$  (где  $R_{12}^* = R_{12} / a_d$ ,  $a_d$  – эффективный борковский радиус), т.е. наблюдается своеобразное «падение на центр» [9]. Напротив, у состояния с меньшей энергией связи ( $u$  – терм) (кривая 2)  $|E_\lambda^{(QW)}|$  уменьшается при  $R_{12}^* \rightarrow 0$ . Таким образом, с уменьшением  $R_{12}^*$  возникает расщепление между вырожденными при  $R_{12}^* \geq 1$   $g$  – и  $u$  – термами. Из (рис.1) видна также эволюция  $g$  – и  $u$  – термов с изменением величины магнитного поля (ср. кривые 1, 2 и 5, 6): с ростом величины магнитного поля энергия связи  $D_2^-$  – центра возрастает, причем условия существования  $g$  – состояния становятся более жесткими (ср. кривые 1 и 5). Магнитное поле оказывает, таким образом, стабилизирующее действие на  $D_2^-$  – состояния в КН. В дипольном приближении получены аналитические формулы для сечений фотоионизации в случае оптических переходов электрона с  $g$  – терма в гибридноквантованные состояния КН. На (рис. 2) приведена спектральная зависимость сечения фотоионизации  $D_2^-$  – центра  $\sigma_g^{(i)}$  в случае КН на основе *InSb*. Видно, что в магнитном поле резонансные пики  $A$  и  $B$  (кривая 1) расщепляются в дублеты  $A_1$  и  $A_2$ ,  $B_1$  и  $B_2$  (кривая 2) соответственно. Промежутки между пиками в дублете Зеемана «заполнены» осцилляциями интерференционной природы. Расстояние между резонансными пиками, составляющими дублет, равно  $\hbar\omega_B$ , т.е. определяется циклотронной частотой. Дублеты расположены периодически на кривой поглощения с периодом равным  $\hbar\Omega$  ( $\Omega = \sqrt{4\omega_0^2 + \omega_B^2}$ , где  $\omega_0$  – характерная частота осциллятора). Период осцилляций в дублете и между дублетами, как показал численный анализ, экспоненциально возрастает с уменьшением расстояния между  $D^0$  – центрами и незначительно меняется с ростом магнитного поля.

Список публикаций:

- [1] Huant S., Najda S.P., Etienne B. // *Phys. Rev. Lett.* – 1990. – v. 65. – P. 1486.  
 [2] Krevchik V.D., Marko A.A. et. al. // *HJ.* – 2003. – v.26. – №1. – p.31.

## Монте-Карло моделирование межчастичных взаимодействий в концентрированных магнитных жидкостях

*Махнев Виталий Борисович*

*Пермский государственный технический университет*

*Пшеничников Александр Федорович, к. ф-м. н*

*[makvitalik@yandex.ru](mailto:makvitalik@yandex.ru)*

Благодаря созданию магнитных жидкостей (коллоидных растворов магнетиков) открылись перспективы, прямого управления потоком магнитной жидкости, удержания объема и контроля ее положения, при помощи внешнего магнитного поля.

Для существования стабильных ферроколлоидных систем необходимо выполнение двух условий:

- размер частиц в растворе должен быть достаточно малыми (~10нм), чтобы тепловое движение препятствовало оседанию частиц в поле тяжести
- наличие поверхностно-активного вещества, т. е. защитной оболочки, которая препятствует слипанию частиц (процессу образования агрегатов).

В первом приближении описать магнитные свойства ферроколлоида можно в рамках теории Ланжевена. Данная теория описывает газ, в котором магнитные моменты частиц ориентированы под действием внешнего магнитного поля, при пренебрежении межчастичными взаимодействиями. Начальная восприимчивость

согласно этой теории имеет вид  $\chi_L = \frac{\mu_0 \langle m^2 \rangle n}{3kT}$ . Она пригодна только для описания восприимчивости разбавленных жидкостей. При описании реальных концентрированных жидкостей, с помощью этой модели выявляется отклонение между расчетными и экспериментальными результатами в 2-3 раза. Возникает проблема описания магнитных свойств концентрированных коллоидов.

В дальнейшем, был предложен ряд теорий для описания свойств реальных магнитных жидкостей. Различными авторами предлагалось несколько моделей, в которых начальная восприимчивость находилась, как функция ланжевенской восприимчивости  $\chi_L$ . Например, в теоретической модели Иванова, начальная восприимчивость системы раскладывается в ряд по степеням  $\chi_L$  и имеет вид:

$$\chi = \chi_L \left( 1 + \frac{\chi_L}{3} + \frac{\chi_L^2}{144} \right).$$

Но все модели выражающие восприимчивость системы через восприимчивость Ланжевена, не учитывают агрегирование частиц в жидкости. Агрегирование частиц в магнитных жидкостях описывается введением дополнительного безразмерного параметра  $\lambda$ , который равен отношению энергии взаимодействия двух сближенных

вплотную диполей к тепловой энергии:  $\lambda = \frac{\mu_0 \langle m^2 \rangle}{d^3 kT}$ . Параметр  $\lambda$  связан с восприимчивостью Ланжевена следующим образом:  $\chi_{iL} = 8\varphi\lambda$ .

Физические свойства ферроколлоидов, в которых не исключена возможность корпоративных эффектов, представляет огромный интерес для науки. После

проведения ряда работ по изучению свойств магнитных жидкостей с параметром взаимодействия  $\lambda < 2$ , было достигнуто хорошее согласование теоретических и экспериментальных результатов. Сейчас, наибольший интерес для науки представляют магнитные жидкости с параметром взаимодействия  $\lambda > 2$ , так как пока не существует достаточно достоверных результатов для начальной восприимчивости таких дипольных систем.

Целью данного проекта является определение методами математического моделирования начальной восприимчивости концентрированной ферроколлоидной системы с сильными межчастичными взаимодействиями. Для исследования свойств магнитной жидкости и влияния межчастичных взаимодействий на образование в ней кластеров и цепочек, используется метод Монте-Карло.

В используемой модели магнитной жидкости,  $N$  однородно намагниченных сферических частицы 1-го диаметра заполняют сферу. Алгоритм построен на системе вложенных циклов (алгоритм Метрополиса), при помощи которых реализуются следующие основные задачи:

- Случайная упаковка частиц внутри сферы и переход к нужной концентрации
- Моделирование броуновского движения, с учетом всех действующих на частицу сил.

При построении алгоритма учитываются следующие факторы, оказывающие наибольшее влияние на значение начальной восприимчивости:

- Тепловая энергия, обуславливающая броуновское движение частиц.
- Энергия межчастичных диполь – дипольных взаимодействий.
- Влияние сил Ван-дер-Ваальса. К настоящему времени их влияние на восприимчивость дипольных систем практически не изучено и это является ключевым моментом данной работы.

В основу расчета положена флуктуационная теорема, согласно которой для определения начальной восприимчивости, достаточно определить разность между средним квадратом магнитного момента системы и квадратом среднего:  $(\langle \vec{m}^2 \rangle - \langle \vec{m} \rangle^2)$ .

В данной работе исследована динамика установления термодинамического равновесия для ферроколлоидной системы, состоящей из 1069 магнитных частиц. Получены первые результаты зависимости начальной восприимчивости от потенциала Леннарда-Джонса. Результаты представлены в виде графиков.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда гражданских исследований и развития для стран СНГ (Civilian Research & Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union), грант PE-009-0.

## Резонансный магнитоэлектрический эффект в борате железа

Никифоров Игорь Сергеевич

Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого

Филиппов Дмитрий Александрович, к.ф.-м.н

[fdma@novsu.ac.ru](mailto:fdma@novsu.ac.ru)

В некоторых магнитоупорядоченных кристаллах наблюдается резонансный магнитоэлектрический (МЭ) эффект [1,2], который заключается в сдвиге линии магнитного резонанса под действием внешнего электрического поля. Исследование резонансного МЭ эффекта в кристаллах с магнитными ионами в  $S$  – состоянии, таких как борат железа  $FeBO_3$ , представляет особый интерес. В этих кристаллах результирующий орбитальный момент количества движения электронов равен нулю. Поэтому ни кристаллическое поле, ни спин-орбитальное взаимодействие не может привести к расщеплению основного состояния. Для объяснения расщепления  $S$  – состояния необходимо учитывать возмущения высшего порядка. В работе предложена микроскопическая модель резонансного МЭ эффекта для кристаллов, магнитные ионы которых находятся в  $S$ -состоянии. Определены волновые функции иона  $Fe^{3+}$  и расщепление основного термина  ${}^6S$  в кристалле  $FeBO_3$ . Вычислен вклад в свободную энергию кристалла, который можно считать энергией магнитной анизотропии, и определено ее изменение под действием внешнего электрического поля. Проведена количественная оценка сдвига линии магнитного резонанса.

Сдвиг линии магнитного резонанса в борате железа обусловлен МЭ взаимодействием. В его основе лежит совместное действие спин-орбитального взаимодействия и внешнего электрического поля. Несмотря на то, что ионы  $Fe^{3+}$  в борате железа находятся в  $S$  – состоянии, кристаллическое поле приводит к смешиванию состояний ( ${}^4P$ ,  ${}^4D$ ,  ${}^4F$ ,  ${}^4G$ ) расположенных выше  ${}^6S$  и, как следствие, возникновению спин-орбитального взаимодействия. Совместное действие спин-орбитального взаимодействия, внутрикристаллического поля и внешнего электрического поля приводит к изменению константы магнитной анизотропии, которое проявляется в сдвиге линии магнитного резонанса. В отличие от окиси хрома, в котором сдвиг линии линеен по напряженности электрического поля, в борате железа эффект квадратичен по полю, что обусловлено наличием у кристалла  $FeBO_3$  центра инверсии. Величина электрон-электронного взаимодействия  $V_{ee}$  и взаимодействия электронов с кристаллическим полем  $V_C$  в кристалле  $FeBO_3$  имеет одинаковый порядок величины, поэтому при расчетах  $V_C$  и  $V_{ee}$  учитывались одновременно с использованием метода неприводимых тензорных операторов Рака. Величина спин-орбитального взаимодействия  $V_{LS}$ , взаимодействия электрона с внешним электрическим  $V_E$  и эффективным магнитным  $V_M$  полями много меньше величины  $V_{ee}$  и  $V_C$ , поэтому вклад от  $V_{LS}$ ,  $V_E$  и  $V_M$  учитывался на основе метода теории возмущений. Для кристалла  $FeBO_3$  в качестве системы функций нулевого приближения были выбраны антисимметричные волновые функции  $\psi_{LSM_L M_S}$ , полученные из одночастичных функций при помощи генеалогических коэффициентов. Эти волновые функции являются собственными волновыми функциями операторов  $S^2$ ,  $L^2$ ,  $S_z$ ,  $L_z$ . Преимущество такого выбора функций нулевого приближения состоит в возможности использования имеющихся таблиц для генеалогических коэффициентов, необходимых

для расчета матричных элементов операторов возмущения. Этот метод позволяет учесть взаимодействие между различными состояниями, характеризующимися полным орбитальным  $L$  и спиновым  $S$  моментом.

В эксперименте [2] относительный сдвиг резонансной частоты составил  $\Delta\omega/\omega \approx 1.5 \cdot 10^{-6}$ . Согласно теоретическим расчетам относительный сдвиг равен  $\Delta\omega/\omega \approx 7.2 \cdot 10^{-6}$ . Расхождение связано, с одной стороны, с погрешностью эксперимента, а с другой стороны, с погрешностью большого числа параметров, которые использовались при оценке.

Исследованный МЭ кристалл  $FeVO_3$  благодаря своему большому электрическому сопротивлению применяется в СВЧ устройствах. Наличие магнитоэлектрического эффекта в борате железа можно использовать для создания приборов функциональной электроники СВЧ, в которых управление магнитными характеристиками материала осуществляется не только магнитным, но и электрическим полем. Это магнитоэлектрические фазовращатели, модуляторы и переключатели, селективные датчики мощности [3]. Управление электрическим полем позволяет значительно расширить область применения данного материала и создавать приборы в интегральном исполнении.

Список публикаций:

[1] Kita E., Siratori K., Tasaki A.J. *J. Phys. Soc. Japan*, **46**, 1033 (1979).

[2] Бичурин М.И., Петров В.М. *ФТТ*, **29**, 2509 (1987).

[3] Бичурин М.И. и др. *Сегнетомагнитные вещества* / Под. ред. Веневцева Ю.Н. и Любимова В.Н., М., Наука, 1990, 118 с.

## **Интерполяция функции, описывающей магнитные спектры ферритов**

**Николаева Елена Владимировна**

*Сыктывкарский Государственный Университет*

*Котов Леонид Нафаналович, д.ф.-м.н*

*[nikelen@list.ru](mailto:nikelen@list.ru)*

Изучение и предсказание поведения магнитных спектров ферритов, является важной задачей, так как позволяет развивать физические представления о магнитной динамике, выявлять новые свойства материалов и синтезировать ферриты с заданными свойствами, на основе которых можно конструировать новые элементы электроники. Аппроксимация магнитных спектров и получение аналитических формул на основе теоретических моделей, описывающих экспериментальные данные – одна из сложных задач магнитной динамики. Это обусловлено трудностью создания модели, в которой бы одновременно учитывались процессы колебаний доменных границ и вектора намагниченности в доменах, Как правило, большое число моделей учитывают лишь один тип колебаний и малые амплитуды колебаний [1], и соответственно, описывают спектры в ограниченных интервалах частот и амплитуд переменных полей. Это связано с тем, что в этих моделях трудно учесть множество параметров, определяющих спектр. Данная работа посвящена описанию магнитных спектров ферритов различного состава, структуры, формы и заключается в нахождении универсальной функции, описывающей спектры при разных параметрах воздействующих переменных полей.

Предварительные расчеты проводились на примере магнитных спектров для поликристаллов железо-иттриевого граната с примесью алюминия  $3Y_2O_3(5-X)Fe_2O_3 \cdot XAl_2O_3$  и не полностью спеченных образцов никелевого феррита  $NiFe_2O_4$  с различной пористостью. Для всех них известны экспериментальные частотные зависимости действительной  $\mu'(f)$  и мнимой  $\mu''(f)$  частей магнитной проницаемости. Была найдена функция, которая экстраполировала экспериментальные зависимости  $\mu'(f)$ ,  $\mu''(f)$ . Было выявлено, что лучше всего частотные зависимости магнитной проницаемости описываются дробно-рациональной функцией на основе полиномов:

$$\mu(f) = \frac{\sum_n a_n \cdot f^n}{\sum_m b_m \cdot f^m}, \quad (1)$$

где  $a_n$  и  $b_m$  - коэффициенты разложения функции, причем  $m > n$ . На основе аппроксимации экспериментальных кривых  $\mu'(f)$ ,  $\mu''(f)$  были найдены численные значения коэффициентов  $a_n$  и  $b_m$  при минимальном количестве слагаемых в (1)  $m=8$ ,  $n=7$ . На основе разложения (1) магнитные спектры могут быть предсказаны для любых ферритов, если коэффициенты  $a_n$  и  $b_m$  будут выражены через фундаментальные константы ферритов, таких как намагниченность насыщения  $M_S$ , константы анизотропии и магнитострикции при исследуемой температуре, а также пористость материала, размер образцов, дефектность и внешние условия. Для определения связи коэффициентов с фундаментальными характеристиками использовались следующие граничные условия: 1)  $\mu''(f=0)=0$  и  $\mu''(f \rightarrow \infty) \rightarrow 0$ ; 2)  $\mu'(f \rightarrow \infty)=0$ . С помощью этих граничных условий можно выразить лишь часть коэффициентов. Связь остальных коэффициентов разложения находилась из формул, которые описывают магнитную проницаемость в ограниченном интервале частот и переменных полей [1], а также из зависимостей магнитных спектров от констант и характеристик ферритов.

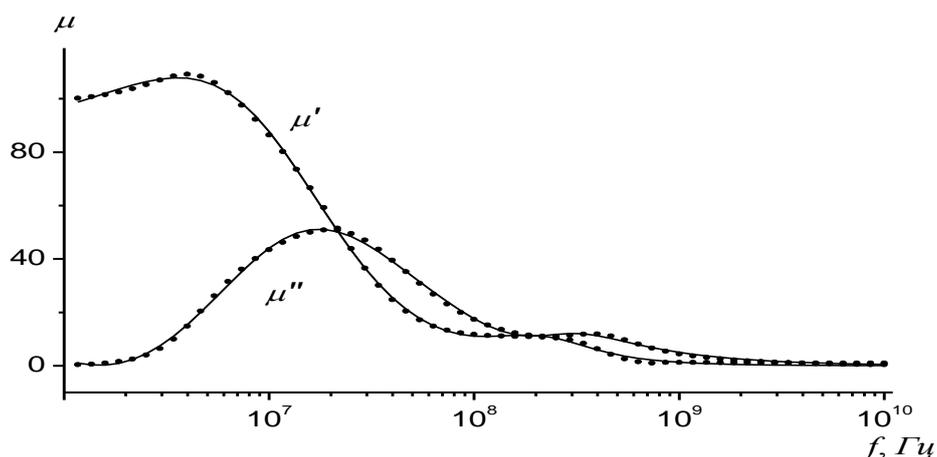


рис. 1. Магнитные спектры ЖИГ состава  $3Y_2O_3 \cdot 5Fe_2O_3$  при комнатной температуре. Точками обозначены экспериментальные значения, сплошной линией – расчетные кривые, полученные на основе (1).

#### Список публикаций:

[1] Котов Л.Н., Бажуков К.Ю. Расчёт магнитных спектров ферритов // Радиотехника и электроника, 1999, т. 4, №7. С. 41-46.

## Воздействие сильного переменного поля на ансамбль независимых произвольно ориентированных однодоменных частиц

*Носов Леонид Сергеевич*

*Сыктывкарский государственный университет*

*Котов Леонид Нафанаилович, д.ф.-м.н*

*lamata@mail.ru*

Рассмотрим отклик от ансамбля независимых, произвольно ориентированных однодоменных частиц. Частицы считаем независимыми, поэтому их поведение в различных полях можно рассчитывать по отдельности. Отклик ансамбля частиц на слабопеременное магнитное поле равен сумме откликов от каждой отдельно взятой частицы [1,2], который пропорционален скорости изменения магнитного момента. Отклик для одной частицы, как известно, имеет резонансный характер [3]. Так как частицы считаются независимыми, то рассмотрим поведение магнитного момента одной частицы.

Систему координат, соответствующую кристаллической решетке, считаем повернутой относительно системы координат, связанной с осями эллипсоида. Обозначим матрицу перехода из системы координат кристаллической решетки в систему координат эллипсоида как  $\hat{P}$ . Тогда обратная матрица будет  $\hat{P}^{-1} = \hat{P}^T$ . Тензор размагничивающих факторов частицы в системе координат эллипсоида имеет вид  $\hat{N}_d = \text{diag}(N_x, N_y, N_z)$ , где:  $N_x + N_y + N_z = 1$  – размагничивающие коэффициенты эллипсоида, соответствующие главным осям эллипсоида. Систему координат, связанную с кристаллической решеткой назовем собственной, а систему координат, связанную с внешним переменным полем назовем лабораторной. Собственная система координат повернута относительно лабораторной системы координат. Матрицу перехода из собственной системы координат в лабораторную обозначим  $\hat{P}_L$ , обратная матрица соответственно –  $\hat{P}_L^{-1} = \hat{P}_L^T$ .

Поведение магнитного момента во внешнем переменном магнитном поле и поле анизотропии может быть описано уравнением Гильберта:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_0} \left[ \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right], \quad (1)$$

где  $\mathbf{M}$  – намагниченность частицы,  $M_0 = |\mathbf{M}|$ ;  $\gamma$  – гиромагнитное отношение;  $\alpha$  – безразмерный параметр затухания. Эффективное поле, действующее на частицу имеет вид:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{an}} + \mathbf{H}_p + \hat{P}_L^T \mathbf{H}_c, \quad (2)$$

где  $\mathbf{H}_{\text{an}} = 2K_1/M_0 m_i^3 - 2K_2/M_0 m_j^2 m_i m_k^2, i, j, k = x, y, z$  – эффективное поле кубической анизотропии;  $\mathbf{H}_p = -4\pi \hat{N}_c \mathbf{M}$  – размагничивающее поле, где  $\hat{N}_c = \hat{P}^T \hat{N}_d \hat{P}$  – симметричный тензор размагничивающих коэффициентов в собственной системе координат;  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_0$  – вектор направляющих косинусов намагниченности  $\mathbf{M}$  частицы;  $K_1 > 0, K_2 < 0$  – первая и вторая константы кубической анизотропии;

$\underline{H} = \underline{h} \cdot e^{i\omega t}$  – внешнее переменное магнитное поле с частотой  $\omega$  в лабораторной системе координат. В такой ситуации решение получается в собственной системе координат. При этом намагниченность находится в одном из трех положений устойчивого равновесия, в которых намагниченность параллельна эффективному полю, а энергия минимальна. В таких положениях  $d\mathbf{M}/dt = 0$ . Для перевода решения в лабораторную систему координат надо помножить решение на матрицу  $\hat{P}_L$ . Это необходимо для получения отклика, который фиксируется в лабораторной системе координат. Уравнение (1) может быть легко линеаризовано. Возникает необходимость определить симметричный тензор размагничивающих коэффициентов в этой системе координат. Тензор размагничивающих коэффициентов известен в системе координат эллипсоида –  $\hat{N}_d$  и в собственной системе координат, связанной с кристаллической решеткой –  $\hat{N}_c$ . Аналогично для тензора размагничивающих коэффициентов в этой новой системе координат можно записать:  $\hat{N} = \hat{A}\hat{N}_c\hat{A}^T$ , где компоненты матрицы  $\hat{A}$  определяются как компоненты ортов осей новой системы координат в собственной системе координат.

Рассмотрим ансамбль произвольно ориентированных однодоменных ферромагнитных частиц, описанный выше. После воздействия на ансамбль импульсом слабопеременного магнитного поля, можно зарегистрировать отклик от всего ансамбля на катушке индуктивности, ось которой параллельна оси  $X$  лабораторной системы координат. В дальнейшем будет рассматриваться ансамбль частиц в форме сплюснутых эллипсоидов вращения (сфероидов). Рассмотрим воздействие на такой ансамбль сильного переменного магнитного поля. На Рис. 1 представлены для сопоставления отклик от такого ансамбля до, и после воздействия сильного переменного поля. Так же представлены характерные изменения ориентации частиц, которые и можно сопоставить с изменениями в отклике: провалами или увеличениями амплитуды отклика в определенном интервале частот. Как видно, отклик изменился вблизи частоты воздействия сильного переменного поля, что говорит о возбуждении нелинейного ЕФМР и переориентации, что и видно на вкладке (рис. 1).

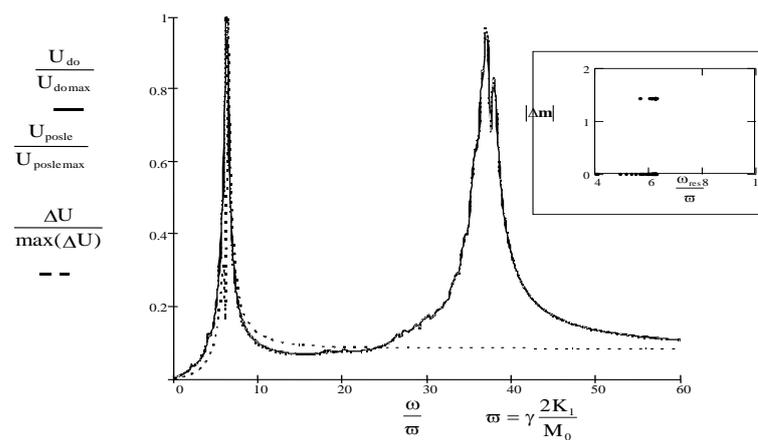


рис. 1

#### Список публикаций:

- [1] Асадуллин Ф.Ф. Электромагнитное возбуждение и отклик ансамбля ориентированных ферритовых частиц. Дипломная работа. – СыктГУ, 2001.
- [2] Петров Ю.И. Физика малых частиц. – М.: Наука, 1982. 359 с.
- [3] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. – М.: Наука, 1973.

## Особенности квадрупольной релаксации и расчёты констант квадрупольной связи в растворах электролитов.

*Павлова Мария Сергеевна*

*Санкт-Петербургский Государственный Университет*

*Чижики Владимир Иванович, д.ф.-м.н*

*[MariaPavlova@mail.ru](mailto:MariaPavlova@mail.ru)*

Растворы электролитов являются очень распространёнными в природе и важными объектами исследования. Однако изучение их микроструктуры сильно осложняется наличием быстрого обмена молекул растворителя между подструктурами раствора. В данной работе изучается влияние ближайшего окружения на константы квадрупольной связи (ККС) дейтронов с помощью двух независимых и взаимодополняющих методов: метода ядерной магнитной релаксации и квантово-химических расчетов с использованием функционала плотности.

Метод ядерной магнитной релаксации является одним из самых перспективных методов при изучении систем с высокой молекулярной подвижностью. Квадрупольная релаксация – это процесс установления равновесного значения ядерной макроскопической намагниченности в статическом магнитном поле вследствие взаимодействия электрического квадрупольного момента ядра с флуктуирующими неоднородными электрическими полями в веществе. Обычно квадрупольный механизм релаксации выражен гораздо сильнее по сравнению с магнитными механизмами. В водных растворах электролитов реализуется условие быстрого молекулярного движения ( $\omega_0^2 \tau_c^2 \ll 1$ ), и скорость спин-решёточной релаксации даётся формулой [1, 2]:

$\frac{1}{T_1} = \text{const}(eqQ)^2 \tau_c$ , где  $T_1$  – время спин-решёточной релаксации квадрупольных ядер;

$\omega_0$  – частота ядерного магнитного резонанса;  $\tau_c$  – время корреляции флуктуаций электрического поля, а в случае растворов электролитов – время переориентации молекул растворителя;  $eQ$  – квадрупольный момент ядра;  $q$  – неоднородность электрического поля в месте расположения квадрупольного ядра (произведение  $eqQ$  называется константой квадрупольной связи ядра, входящего в молекулу или ион); и в  $\text{const}$  входят универсальные постоянные. Таким образом, через ККС скорость спин-решёточной релаксации непосредственно связана со структурой и интенсивностью внутренних электрических полей в месте расположения квадрупольного ядра, т.е. с его ближайшим окружением.

Получившие в последнее время широкое распространение методы квантово-химических расчётов дают возможность определить градиент электрического поля и ККС ядер, входящих в различные молекулярные комплексы. Особенно хорошо зарекомендовали себя расчёты молекул методом DFT (Density Functional Theory) с использованием гибридного функционала B3LYP. Однако результаты расчётов зависят от выбора базиса и начальной геометрии молекул, поэтому необходимо тщательно тестировать выбранный для расчёта метод и сравнивать результаты компьютерных вычислений с экспериментальными данными.

В данной работе измерялась зависимость скорости спин-решёточной релаксации дейтронов от концентрации электролита в растворе при различных температурах в

водном растворе дейтерированной азотной кислоты. В качестве растворителя использовалась тяжёловодородная вода. Измерения времён спин-решёточной релаксации дейтронов производились на спектрометре Bruker SXP-100. Используются также полученные ранее результаты для растворов некоторых неорганических кислот и солей.

В работе [3] изложен метод изучения водных растворов солей с помощью ядерной магнитной релаксации. Применение данного метода к изучению растворов дейтерированных кислот выявило некоторые особенности квадрупольной релаксации в подобных молекулярных системах, связанные с изменением ККС дейтрона при его переходе из молекулы воды в ион гидроксония. Эти особенности привели к различию в поведении концентрационных зависимостей скорости ядерной магнитной релаксации в случае протонного и дейтронного резонанса. Позже было обнаружено подобное изменение ККС дейтронов, входящих в молекулы воды из гидратных оболочек ионов  $\text{Ca}^{2+}$  и  $\text{SO}_4^{2-}$ , по сравнению с невозмущённой структурой воды. Чтобы согласовать данные, полученные из протонного и дейтронного резонанса, с помощью программного пакета GAMESS 2003 были проведены квантово-химические расчёты ККС дейтронов в различных молекулярных комплексах.

С целью выбора подходящего базиса для последующих расчётов были выполнены вычисления ККС в изолированной молекуле воды в различных валентно-расщеплённых базисах с добавлением поляризующих и диффузных функций: 6-31G, 6-31G\*\*, 6-31G\*\*++, 6-311G\*\*, 6-311G\*\*++, cc-pDZV, AUG-cc-pDZV, cc-pDTV, AUG-cc-pDTV и cc-pDQV. Во всех случаях предварительно была проведена оптимизация геометрии молекулы. Хорошее согласие с экспериментальными данными ( $eqQ=308\text{КГц}$ ) показали не самые большие базисные наборы 6-31G\*\*(310КГц), 6-31G\*\*++(309КГц), cc-pDZV(307КГц) и AUG-cc-pDZV(307КГц). Далее в базисе 6-31G\*\* была выполнена оптимизация геометрии и расчёт ККС для кластера воды  $(\text{H}_2\text{O})_5$ , изолированного иона гидроксония, кластеров  $(\text{H}_3\text{O})^+(\text{H}_2\text{O})_3$  (ион гидроксония вместе с первой гидратной оболочкой),  $\text{Ca}^{2+}(\text{H}_2\text{O})_6$  (ион с первой гидратной оболочкой),  $\text{Ca}^{2+}(\text{H}_2\text{O})_8$  и  $\text{Ca}^{2+}(\text{H}_2\text{O})_{18}$  (ион с первой и второй гидратными оболочками). Для внутренних электронных оболочек иона  $\text{Ca}^{2+}$  использовался эффективный потенциал остова.

Данные, полученные для молекулы воды и иона гидроксония (см. таблицу), позволили более корректно интерпретировать экспериментальные результаты в растворах кислот, полученные с помощью метода ядерной магнитной релаксации. К сожалению, пока полученные результаты для различных кластеров иона  $\text{Ca}^{2+}$  позволяют только качественно судить об изменении ККС дейтронов, принадлежащих молекулам воды из его окружения.

вещество	$\text{D}_2\text{O}$		$\text{D}_3\text{O}^+$	
	изолир. молек.	+ 4 $\text{D}_2\text{O}$	изолир. ион	+ 3 $\text{D}_2\text{O}$
ККС (КГц)	310	226	247	146

Работа поддержана грантами Минобразования РФ (Е02-5.0-834) и «Университеты России» (УР 01.01.046).

Список публикаций:

[1] Abragam A. *The Principles of Nuclear Magnetism*, Oxford University Press, Oxford, 1961

[2] Чижик В.И. *Ядерная магнитная релаксация (2-ое издание, исправленное и дополненное)*, СПб, Изд. СПбГУ, 2000, 390 с.

[3] Chizhik V.I. *Mol. Phys.*, 1997, v.90, No 4, p. 653-659

# Магнитоэлектрический эффект в гомогенных феррит-пьезоэлектрических композитах в области электромеханического резонанса

Паневин Александр Александрович

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого

Филиппов Дмитрий Александрович, к.ф.-м.н

[fdma@novsu.ac.ru](mailto:fdma@novsu.ac.ru)

Композиционные магнитоэлектрические (МЭ) материалы представляют собой механическую смесь магнитоэлектрической и пьезоэлектрической компонент. Магнитоэлектрический эффект, который заключается в возникновении поляризации под действием магнитного поля, в композиционных материалах обусловлен механическим взаимодействием ферритовой и пьезоэлектрической подсистем. В магнитном поле вследствие магнитоэлектричества в ферритовой компоненте возникают механические напряжения, которые передаются в пьезоэлектрическую фазу и, благодаря пьезоэффекту, вызывают поляризацию. В области электромеханического резонанса величина МЭ эффекта резко возрастает. В [1,2] представлена теория МЭ эффекта, основанная на методе эффективных параметров композиционного материала, и экспериментальные результаты для образцов в форме диска и пластинки. В данной работе представлена теория МЭ эффекта в гомогенных композитах для образцов в форме полоски.

В качестве модели рассмотрим прямоугольный образец в виде полоски из гомогенного композита, длина которого  $L$  много больше его ширины  $W$  и толщины  $d$ . На верхней поверхности образца нанесены узкие металлические контакты, ширина которых много меньше длины образца (рис. 1).

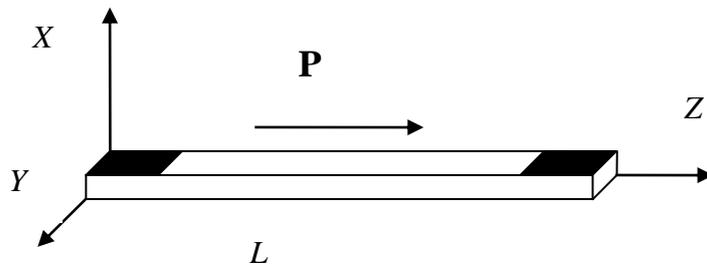


рис.1 Схематичное изображение образца в форме полоски  
Стрелка указывает направление поляризации

Образец поляризован вдоль длины, направление которой выбрано в качестве оси  $Z$ . Постоянное подмагничивающее и переменное с частотой  $\omega$  магнитные поля могут или совпадать с направлением поляризации (продольная ориентация полей) или могут быть направлены перпендикулярно ей, вдоль оси  $X$  (поперечная ориентация полей).

Используя материальные уравнения и уравнения движения среды, для магнитоэлектрического коэффициента, получено выражение:

$$\alpha_{EL} = - \left[ \frac{d_{33}^* q_{33}^*}{\varepsilon_{33} s_{33}^*} \cdot \frac{\operatorname{tg}(k)}{k} + \frac{m_{33}}{\varepsilon_{33}} \right], \quad (1)$$

где  $q_{33}^* = q_{33} - \frac{m_{33}d_{33}}{\epsilon_{33}}$ ,  $s_{33}^* = s_{33}(1 - K_p^2)$ , а  $K_p^2 = \frac{d_{33}^2}{s_{33}\epsilon_{33}}$  квадрат коэффициента электромеханической связи;  $s_{33}$  – эффективный модуль податливости композита,  $d_{33}$  и  $q_{33}$  – эффективные пьезоэлектрический и пьезомагнитный модули,  $\epsilon_{33}$  и  $m_{33}$  – эффективные диэлектрическая и магнитоэлектрическая восприимчивости.

Как видно из выражения (1) при значении безразмерного параметра  $k = \frac{\pi}{2} + \pi n$  имеется резонансное увеличение магнитоэлектрического коэффициента. Величина магнитоэлектрического коэффициента при продольной ориентации полей прямо пропорциональна произведению пьезоэлектрического  $d_{33}$  и пьезомагнитного  $q_{33}$  модулей и обратно пропорциональна диэлектрической проницаемости материала  $\epsilon_{33}$  и модулю податливости  $s_{33}^*$ .

На (рис. 2) приведена расчетная зависимость МЭ коэффициента для многослойного композиционного материала, состоящего из 11 слоев никелевой феррошпинели по 13 микрон каждый и 10 слоев пьезокерамики ЦТС по 26 микрон каждый. Длина образца  $L=1$  см. При расчетах использовались следующие значения параметров:  $s_{33} = 6.9 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{Н}$ ,  $q_{33} = -86.7 \cdot 10^{-12} \text{ м/А}$ ,  $d_{33} = 51.5 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$ ,  $\frac{\epsilon_{33}}{\epsilon_0} = 28$ ,  $m_{33} = -97.2 \cdot 10^{-12} \text{ с/м}$ , коэффициент затухания  $\chi = 10000 \text{ рад/с}$ .

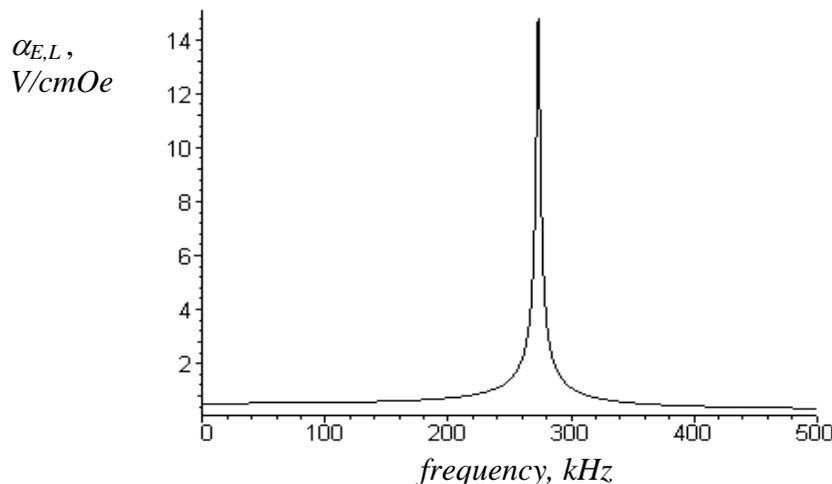


рис. 2. Частотная зависимость магнитоэлектрического коэффициента для гомогенной полоски из композиционного материала на основе феррит-никелевой шпинели-ЦТС

Пиковое значение коэффициента достигает величины более чем 10 В/смЭ, что значительно превосходит низкочастотное значение коэффициента в известных до сих пор магнитоэлектрических материалах.

Список публикаций:

- [1] M. I. Bichurin, D. A. Filippov, V. M. Petrov et al., *Phys. Rev. B*, , **68**, 132408-1-4 (2003).  
 [2] Д. А. Филиппов, М. И. Бичурин, В. М. Петров и др., *ПЖТФ*, , **30**, 15-20 (2004).

# Влияние кобальта на магнитные фазовые переходы в соединениях $\text{Er}(\text{Fe},\text{Co})_{11}\text{Ti}$

*Панкратов Николай Юревич*

*Хохолков Алексей Георгиевич*

*Скоков Константин Петрович*

*Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова*

*Никитин Сергей Александрович, д.ф-м.н*

В работе выполнено систематическое исследование влияния замещений железа кобальтом на магнитные фазовые переходы соединения  $\text{ErFe}_{11}\text{Ti}$  с тетрагональной кристаллической структурой типа  $\text{ThMn}_{12}$ . Соединение  $\text{ErFe}_{11}\text{Ti}$  обладает двумя магнитными фазовыми переходами: температурой Кюри ( $T_C = 515 \text{ K}$ ) и спин-переориентационным переходом (СПП). При комнатной температуре  $\text{ErFe}_{11}\text{Ti}$  обладает одноосной анизотропией, а при понижении температуры ниже  $T_{SR} = 50 \text{ K}$  ось легкого намагничивания (ОЛН) отклоняется от тетрагональной оси  $c$  и при  $T = 4.2 \text{ K}$  образует с ней небольшой угол  $20^\circ$  [1,2]. Целью нашего исследования явилось изучение магнитных свойств монокристаллов  $\text{ErFe}_{11-x}\text{Co}_x\text{Ti}$ .

Сплавы  $\text{ErFe}_{11-x}\text{Co}_x\text{Ti}$  ( $x = 0, 1, 2, 3, 4, 5$ ) были изготовлены методом индукционной плавки в алундовых тиглях на установке типа "Донец-1" в атмосфере аргона. Компоненты сплава представляли собой высоко чистые металлы: Er и Ti-99,9%, Fe-99,99%. Полученные сплавы подвергались высокотемпературному отжигу в печи сопротивлений типа СВШЛ. Однофазность полученных сплавов контролировалась методом рентгеновских дифрактограм, полученных на порошковых образцах и методами оптической металлографии. Монокристаллы препарировались из слитков. Качество образцов контролировалось методом Лауэ.

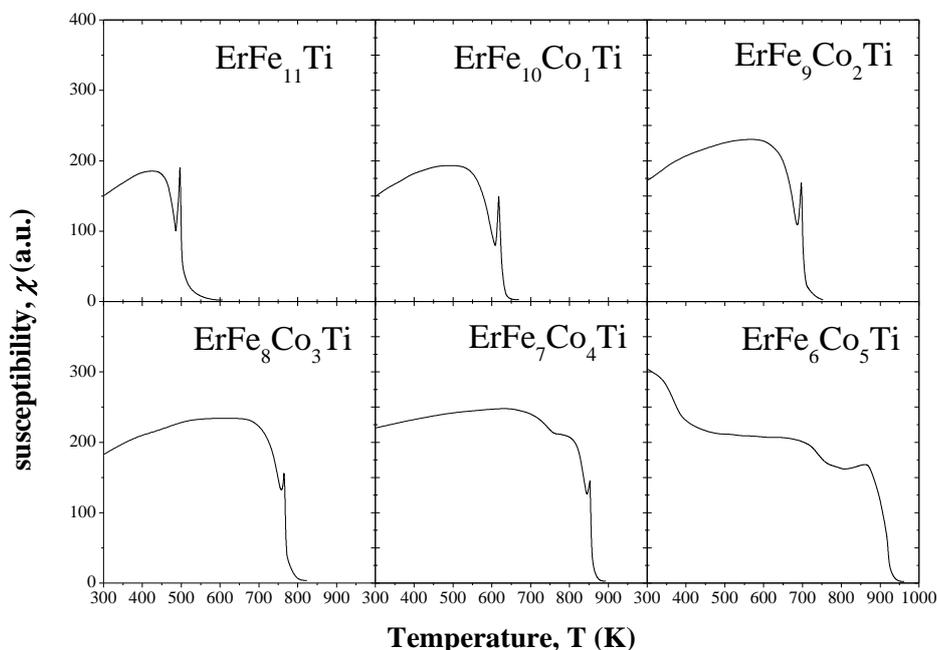


рис. 1. Температурные зависимости магнитной восприимчивости системы  $\text{ErFe}_{11-x}\text{Co}_x\text{Ti}$ .

Измерения температурной зависимости восприимчивости проводились в переменном поле  $10 \text{ Э}$  при частоте  $2 \text{ кГц}$  в интервале температур  $300\text{-}1000 \text{ K}$ .

Измерения намагниченности в области температур 5-300 К проводились на SQUID магнетометре в полях до 50 кОе и на емкостном магнетометре в полях до 140 кОе в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (г. Вроцлав, Польша). Магнитокристаллическая анизотропия изучалась с помощью измерения кривых намагниченности вдоль основных кристаллографических направлений и с помощью измерения кривых вращающего момента на магнитном анизометре в интервале температур 80–500 К в магнитных полях до 12 кОе.

Температуры Кюри были определены по пику на температурной зависимости магнитной восприимчивости (рис. 1). Найдено, что температура Кюри возрастает с увеличением концентрации кобальта.  $T_C$  соединения  $\text{ErFe}_6\text{Co}_5\text{Ti}$  составляет 870 К. На рис. 2 представлены результаты термомагнитного анализа в интервале температур 5-100 К, измеренные вблизи температуры спиновой переориентации. При малых концентрациях кобальта ( $x \leq 3$ ) температура СПП практически не изменяется с увеличением концентрации кобальта. Для  $\text{ErFe}_8\text{Co}_3\text{Ti}$   $T_{SR} = 53$  К. Тип СПП также остается неизменным. Кардинальные изменения магнитных свойств наблюдаются при дальнейшем увеличении концентрации кобальта. В соединении  $\text{ErFe}_7\text{Co}_4\text{Ti}$  обнаружен СПП первого рода типа "ось легкого намагничивания" – "плоскость легкого намагничивания" при понижении температуры ( $T_{SR} = 62$  К). В  $\text{ErFe}_6\text{Co}_5\text{Ti}$  также наблюдается СПП типа "ось легкого намагничивания" – "плоскость легкого намагничивания", однако, температура СПП увеличилась до 265 К.

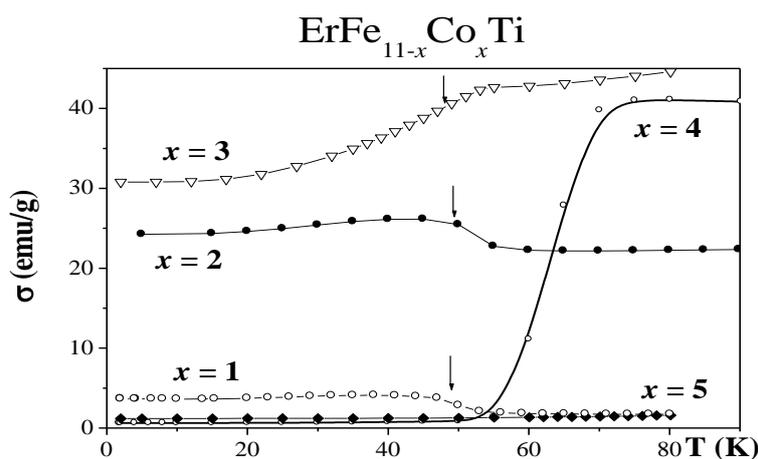


рис. 2. Температурные зависимости намагниченности в магнитном поле 500 Э.

Наши исследования по замещению атомов железа атомами кобальта в 3d-подрешетке соединений  $\text{ErFe}_{11-x}\text{Co}_x\text{Ti}$  показали, что с увеличением концентрации кобальта возрастают температура Кюри и температура спиновой переориентации. При концентрации кобальта  $x \geq 4$  соединения  $\text{ErFe}_{11-x}\text{Co}_x\text{Ti}$  обладают магнитной анизотропией типа плоскость легкого намагничивания при температуре ниже  $T_{SR}$ . Таким образом, в  $\text{ErFe}_{11-x}\text{Co}_x\text{Ti}$  кобальт индуцирует плоскостную анизотропию при низких температурах и уменьшает область одноосной анизотропии.

Работа поддержана грантами РФФИ № 02-02-16523 и № 01-02-17977, программой поддержки ведущих научных школ НШ-205.2003.2 и Минобразования России А03-29-255.

#### Список публикаций:

- [1] A.V.Andreev, V.Sechovsky, N.V.Kudrevatykh, et. al. *J. Less-common Met.* 144(2), L21-L24, (1988).  
 [2] I.S.Tereshina, S.A.Nikitin, V.N.Nikiforof, et. al. *J. Alloys Comp.* 345(1-2), 16-19 (2002).

## Нелинейный магнитный резонанс в кристалле (CH<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>CuBr<sub>4</sub>

*Прохорова Ирина Викторовна*

*Красноярский Государственный Университет*

*Патрин Геннадий Семенович*

*irvipro@yandex.ru*

Соединение (CH<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>CuBr<sub>4</sub> по своей структуре относится к семейству слоистых перовскитоподобных кристаллов, где группа метил – аммония служит связующим мостиком между плоскостями, содержащими магнитные ионы меди (электронная конфигурация d<sup>9</sup>, S=1/2). Согласно магнитных статистических и ЯМР данных этот кристалл является антиферромагнетиком с вектором антиферромагнетизма, направленным вдоль оси *c* кристалла, имеет температуру упорядочения T<sub>N</sub> ≈ 15.8 К и четырех подрешеточную магнитную структуру типа “крест”. Более поздние исследования магнитных статистических свойств показали [1,2], что этот кристалл не является простым квазидвумерным магнетиком и не описывается в рамках обычной модели Гейзенберга. Так, на температурной зависимости намагниченности отсутствует характерный для низкомерных систем максимум, имеется заметная зависимость температуры перехода в упорядоченное состояние от магнитного поля, и при столь низкой температуре магнитного упорядочения следы магнитных корреляций наблюдаются до температур порядка сотни градусов. При стандартной обработке экспериментальных данных получается, что парамагнитные температуры Кюри различные для разных направлений  $\Theta_c^{\parallel} = -80\text{K}$  и  $\Theta_n^{\perp} = -190\text{K}$  (здесь значки “ $\parallel$ ” и “ $\perp$ ” соответствуют случаям H $\parallel$ c и H $\perp$ c, соответственно).

Таким образом, встает вопрос о природе магнитных взаимодействий и о механизмах, ответственных за формирование магнитной структуры.

В данной работе мы проводим результаты экспериментальных исследований нелинейных динамических свойств в антиферромагнитном кристалле (CH<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>CuBr<sub>4</sub>. Образцы представляли собой пластинки размером 2×2 mm<sup>2</sup> и толщиной t ~ 0.2 ÷ 0.3 mm. Ось *c* кристалла была ориентирована перпендикулярно плоскости пластинки. В эксперименте использовался прямоугольный резонатор (мода TE<sub>102</sub>, добротность Q ≈ 1000), действующий на частоте СВЧ излучения f = 10.3 GHz. Мощность СВЧ генератора P ≤ 200mW.

Получено, что в линейном режиме при подходе к T<sub>N</sub> со стороны высоких температур (парамагнитная область) значение резонансного поля стремится к нулю независимо от направления магнитного поля относительно кристаллографических осей кристалла. После того как температура антиферромагнитного перехода пройдена, из нулевых магнитных полей возникает линия магнитного резонанса, которая при дальнейшем понижении температуры сильно смещается в область больших магнитных полей, не выходя на плато вплоть до T = 4.2 К. Такое поведение резонансного поглощения в упорядоченной области дает основание предполагать, что спектр магнитных возбуждений может носить щелевой характер.

При увеличении СВЧ мощности в магнитоупорядоченной области в кристалле (CH<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>CuBr<sub>4</sub> обнаружен нелинейный магнитный резонанс, по своему характеру подобный резонансу ангармонического осциллятора. Параметры, за которыми мы

следили в эксперименте, были поле  $H_1$  – это поле первого “срыва” при развертке магнитного поля, и ширина гистерезисной области  $\Delta H_h$ .

Получены угловые зависимости параметров  $H_1$  и  $\Delta H_h$ , снятые при разных температурах, угол  $\Theta$  отсчитывается от оси  $c$  кристалла. При повышении температуры область существования нелинейного резонанса по углу увеличивается, а сами нелинейные свойства как бы усиливаются. При изменении температуры  $T = 4.2\text{K} \rightarrow T_N$  величина  $\Delta H_h$  меняется более чем на порядок. В окрестности температуры перехода в магнитоупорядоченное состояние  $T_N$  в интервале  $\Delta T \approx 2\text{K}$  наблюдается сильный нелинейный резонанс. Экспериментально измеренная величина  $H_1$  имеет зависимость линейную от СВЧ мощности.

Нелинейный магнитный резонанс максимально проявляется в геометрии  $H \parallel c$ . Форма линии нелинейного СВЧ поглощения инвертирована. Это означает, что действия нелинейной составляющей “упругой” части силы и высокочастотной компоненты магнитного поля (внешней силы) совпадают по направлению. Такое возможно, если молекулярное поле, возникающее от нелинейного вклада, лежит в  $(a-b)$  плоскости. Когда магнитное поле  $H$  вдоль оси  $c$ , то магнитные подрешетки попарно эквивалентны, и это проявляется как вырождение резонансных частот в линейном режиме. Если говорить о природе возникновения нелинейного магнитного резонанса, то, на первый взгляд, никаких особых предпосылок для этого нет. Ион меди имеет спин  $S = 1/2$ , значит внутрислоевое спиновое обменное взаимодействие имеет гейзенберговский вид, магнитная кристаллографическая анизотропия должна быть небольшой (что и наблюдается экспериментально), более того магнитные ионы в разных слоях находятся на значительных расстояниях, как минимум через две группы метил-аммония, и, следовательно, обмен между слоями должен быть слабый. Все это приводит к мысли, что существует взаимодействие, сильно связывающее магнитные ионы в разных слоях и, по-видимому, таким взаимодействием может быть ян-теллеровское взаимодействие вырожденных орбитальных состояний, а через них “зацепляются” и спины ионов. Эффектом, усиливающим нелинейную спиновую динамику, может быть нелинейное взаимодействие резонансных мод в области перекрытия резонансов.

Список публикаций:

- [1] Н.В. Федосеева, Н.В. Волков, Г.С. Патрин. ФТТ 45, 472 (2003).  
[2] G.S. Patrin, N.V. Volkov, & I.V. Prokhorova. JMMM 258-259, 131 (2003).

## Эффективные физические константы и спектроскопия неупорядоченных сегнетоактивных систем

*Радченко Григорий Сергеевич*

*Ростовский Государственный Университет*

*Турик Анатолий Васильевич, д.ф-м.н*

*[grig1980@mail.ru](mailto:grig1980@mail.ru)*

Объектом исследования являлись двухкомпонентные гетерогенные системы, в которых частицы приблизительно одинаковой формы и объема с диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$  и проводимостями  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  распределены хаотически, не образуя регулярных структур (статистическая смесь). Известно, что для статистической смеси существует расхожимость диэлектрической проницаемости на пороге перколяции [1], однако характер диэлектрических спектров изучен слабо. Нами обнаружено, что диэлектрические спектры таких систем подчиняются уравнению Коула-Коула (1) [2], а механизм, ответственный за диэлектрическую релаксацию, имеет Максвелл-Вагнеровскую природу.

$$\epsilon^* = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + (i\omega\tau)^{1-\alpha}} \quad (1)$$

Здесь  $\epsilon_s$  и  $\epsilon_\infty$  - статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости,  $\tau$  - время релаксации,  $\alpha$  - параметр Коула-Коула,  $\omega$  - частота приложенного электрического поля.

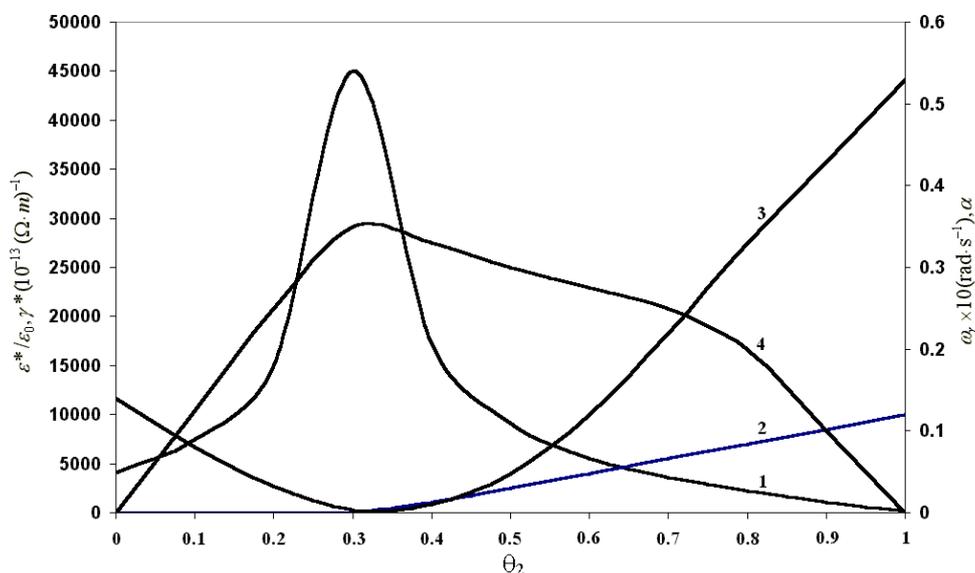


рис 1. Зависимость от концентрации второго компонента эффективной статической диэлектрической проницаемости  $\epsilon^*/\epsilon_0$  при  $\omega = 10^{-6} \text{ rad s}^{-1}$  (1), проводимости  $\gamma^* = \omega\epsilon^*$  (2), релаксационной частоты  $\omega_r = 1/\tau$  (3) и параметра Коула-Коула  $\alpha$  (4) статистической смеси с  $\epsilon_1/\epsilon_0 = 4100$ ,  $\epsilon_2/\epsilon_0 = 160$ ,  $\gamma_1 = 10^{-12}$ ,  $\gamma_2 = 10^{-9} \text{ } \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$ .

Огромное увеличение статической диэлектрической проницаемости происходит из-за образования при переходе диэлектрик – проводник бесконечно тонких слоев, обладающих малой проводимостью. Это приводит к накоплению на границах слоев

заряда аналогично случаю простой двухслойной структуры при бесконечно тонком слое диэлектрика.

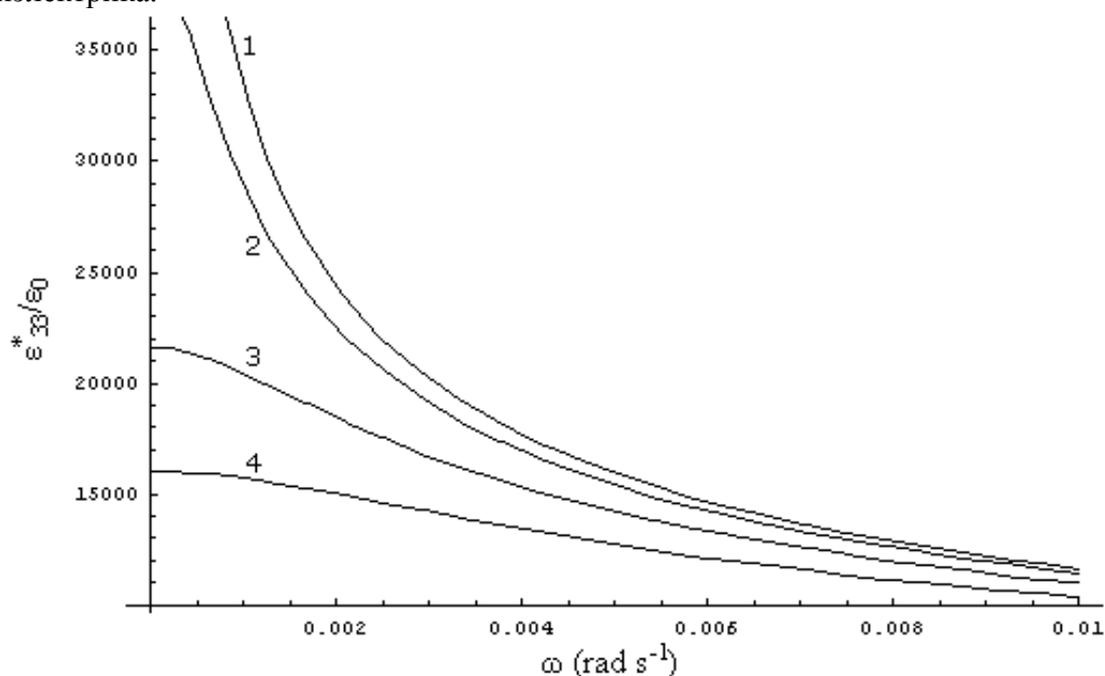


рис. 2. Гигантская диэлектрическая релаксация в статистической смеси с компонентами  $\gamma_1 = 0$ ,  $\epsilon_1 = 4000$ ;  $\gamma_2 = 10^{-8} \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ ,  $\epsilon_2 = 200$  под действием гармонического поля частоты  $\omega$  (ось абсцисс) при различных объемных концентрациях проводящего компонента: 1 – 0,35; 2 – 0,3; 3 – 0,4; 4 – 0,25.

Определены параметр Коула-Коула  $\alpha$  и время релаксации  $\tau$ , которые имеют максимумы на пороге перколяции (рис. 1). При определенном наборе характеризующих статистическую смесь констант  $\alpha$  может достигать величин 0,4 – 0,5.

На рис. 2 приведены спектры диэлектрической проницаемости статистической смеси как в относительной близости, так и вдали от порога перколяции. Видно, что определенная комбинация  $\gamma$  и  $\epsilon$  позволяет получить гигантское усиление статической ( $\omega \rightarrow 0$ ) диэлектрической проницаемости вблизи порога протекания  $\theta_{2c} = 1/3$  и ведет к Максвелл-Вагнеровской релаксации диэлектрической проницаемости. Существуют серьезные основания полагать, что очень высокая диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектриков - релаксоров также возникает вследствие Максвелл-Вагнеровской релаксации. Фундаментальное значение этой проблемы связано с широким применением сегнетоэлектрических материалов в качестве активных компонентов композитов.

Список публикаций:

- [1] Efros A. L., Shklovskii. B.I., "Critical behaviour of conductivity and dielectric constant near the metal – nonmetal transition threshold" // *Phys. Stat. Sol. (b)*, 1976, 76, p. 475-485.  
 [2] Хунпель А. Р. Диэлектрики и волны. 1960. с. 293.

## Энергетический спектр электрона в поле одномерной полимерной молекулы при наличии продольного магнитного поля.

*Разумов Алексей Викторович*

*Пензенский Государственный Университет*

*Кревчик Владимир Дмитриевич, д.ф.-м.н*

*[physics@diamond.stup.ac.ru](mailto:physics@diamond.stup.ac.ru)*

Интенсивное развитие нанотехнологии стимулировало интерес к решению проблемы управления такими фундаментальными параметрами наноструктур (НС), как ширина запрещенной зоны, эффективные массы носителей заряда и их подвижности. С точки зрения проблемы управляемости особый интерес представляют легированные НС [1]. В этом случае энергия ионизации примесных атомов является важным параметром, определяющим концентрацию свободных носителей заряда. Возможность управлять этим параметром путем варьирования характерного размера НС [2], либо величины внешнего поля [1, 3] открывает перспективу для изменения оптических и транспортных свойств НС в достаточно широких пределах. Как известно [2], в НС примесная зона может возникать за счет эффекта позиционного беспорядка, который в свою очередь является следствием размерного квантования. С точки зрения приборных приложений эффект модуляции ширины примесной зоны привлекает возможностью создания на его основе квантовых приборов нового поколения с уникальными характеристиками. В настоящей работе рассмотрен обобщенный вариант модели Кроннига - Пенни для полимерной молекулы в виде одномерной периодической цепочки  $D^0$  - центров, имитируемых потенциалами нулевого радиуса вдоль оси квантовой нити (КН) в продольном магнитном поле. По теореме Блоха найдено решение уравнения Шредингера в поле такого периодического потенциала и получено уравнение, определяющее зависимость энергии связанного состояния электрона от его квазиимпульса, параметров КН и величины магнитного поля. Показано, что в случае, когда взаимодействие потенциальных ям мало примесная зона целиком располагается вблизи уровня энергии изолированного  $D^-$  - центра. Найдены уравнения, позволяющие оценить ширину примесной зоны  $\Delta\epsilon$  и ее зависимость от величины магнитного поля  $B$ . На рисунке представлена зависимость ширины примесной зоны  $\Delta\epsilon$  в КН на основе InSb от магнитного поля для различных значений периода цепочки  $a_0^*$ , нормированного на эффективный боровский радиус. При этом радиус КН и амплитуда потенциала конфинмента составляли соответственно 35,8 нм и 0,2 эВ. Кривая 1 на рисунке соответствует величине  $a_0^*=0,5$ , а кривая 2 -  $a_0^*=0,4$ . Из рисунка видно, что с ростом величины  $B$  ширина примесной зоны заметно уменьшается, что наиболее существенно для  $B > 10$  Тл, когда период цепочки становится много больше магнитной длины. Таким образом, в рамках простейшей модели полимерной молекулы в КН с параболическим потенциалом конфинмента, показана возможность достаточно эффективной модуляции ширины примесной зоны в продольном магнитном поле.

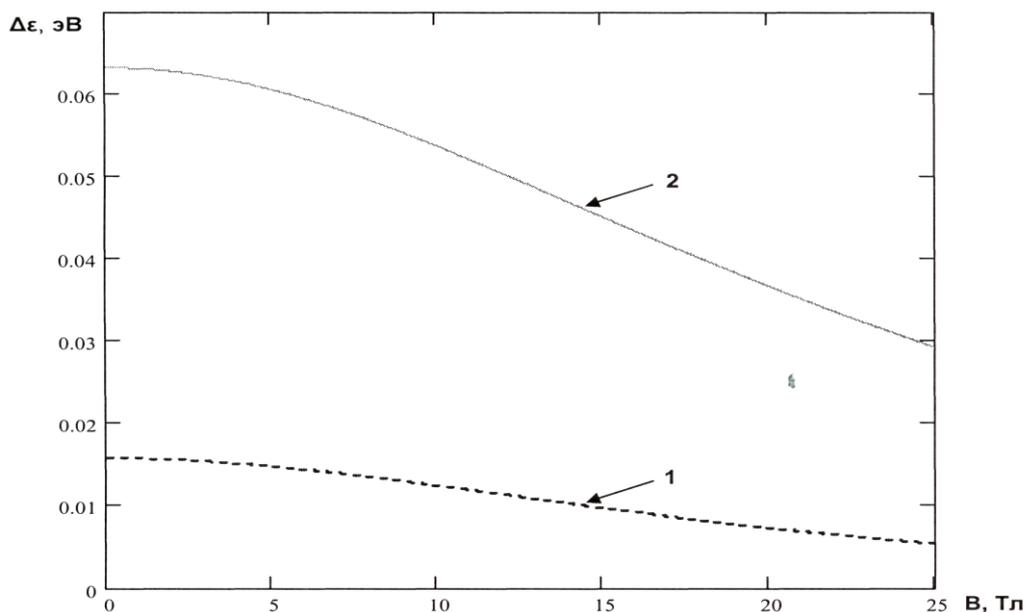


рис. 1.

Список публикаций:

- [1] Беляевский В.И., Копаев Ю.В., Корняков Н.В. УФН 166, 4, 447 (1996).  
 [2] Кревчик В.Д., Зайцев Р.В. ФТТ 43, 3, 504 (2001).  
 [3] Кревчик В.Д., Грунин А.Б. ФТТ 45, 7, 1272 (2003).

**О магнетокалорическом эффекте в системе наночастиц**

**Род Ирина Андреевна**  
 Николаев Владимир Иванович

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Николаев Владимир Иванович, д.ф.-м.н

Rod\_i@mail.ru

Недавно было предсказано существование новой разновидности фазовых переходов в системах магнитных наночастиц – перехода «парамагнетизм – индуцированный суперпарамагнетизм» [1, 2]. До последнего времени этот переход не наблюдался на опыте. Среди экспериментальных методов, при помощи которых этот фазовый переход можно обнаружить, могут быть названы методы, основанные на измерении намагниченности системы наночастиц в области точки Кюри [1, 2], а также на изучении их магнитотепловых свойств – таких как теплоемкость и магнетокалорический эффект.

В связи с этим последним обстоятельством представляет интерес вопрос о том, какими могут быть температурно-полевые зависимости магнетокалорического эффекта в системе магнитных наночастиц в области фазового перехода «парамагнетизм – индуцированный суперпарамагнетизм». Изучение магнетокалорического эффекта в системах наночастиц является актуальным также и в связи с практическим применением таких систем в магнитных охладителях [3, 4]. При разработке систем охлаждения для широкого интервала температур целесообразно использовать в качестве рабочего тела суперпарамагнетики.

Температурно-полевые зависимости магнетокалорического эффекта были рассчитаны на основе известного термодинамического соотношения для изменения температуры магнетика при адиабатическом изменении внешнего магнитного поля:

$$\Delta T = - \int_0^H \frac{T}{c_{p,H}} \left( \frac{\partial \sigma}{\partial T} \right)_{p,H} dH. \quad (1)$$

Здесь  $\sigma$  – удельная намагниченность системы суперпарамагнитных частиц,  $c_{p,H}$  – её удельная теплоёмкость при постоянных давлении  $p$  и поле  $H$ . Температурно-полевые зависимости  $\sigma(T, H)$  рассчитывались на основе модели Ланжевена, дополненной теорией молекулярного поля [1, 2]. В рамках такого подхода критическое поле, соответствующее переходу «парамагнетизм – индуцированный суперпарамагнетизм» в области температур  $\tau (\equiv T/T_C) \geq 1$ , описывается формулой

$$H_{\text{crit}} = \frac{kT_C}{\mu_B} \sqrt{\frac{3\tau(\tau-1)}{N}} \quad (2)$$

( $N = \mu_0/\mu_B$  – «номинальный» магнитный момент частицы в магнетонах Бора).

На рис. 1 и 2 показаны температурные и полевые зависимости магнетокалорического эффекта для системы одинаковых частиц с «номинальным» магнитным моментом  $\mu_0 = 500 \mu_B$  и температурой Кюри  $T_C = 300$  К. Магнетокалорический эффект оказывается не равным нулю при таком сочетании  $T$  и  $H$ , которое соответствует состоянию суперпарамагнетизма на магнитной фазовой HT-диаграмме. Полевая зависимость магнетокалорического эффекта имеет характерный «излом» при этом фазовом переходе (рис. 2). Таким образом, фазовый переход «парамагнетизм – индуцированный суперпарамагнетизм» (при  $T > T_C$ ) мог бы быть обнаружен с помощью экспериментальных исследований температурно-полевых зависимостей магнетокалорического эффекта и наблюдения описанной выше особенности этих зависимостей.

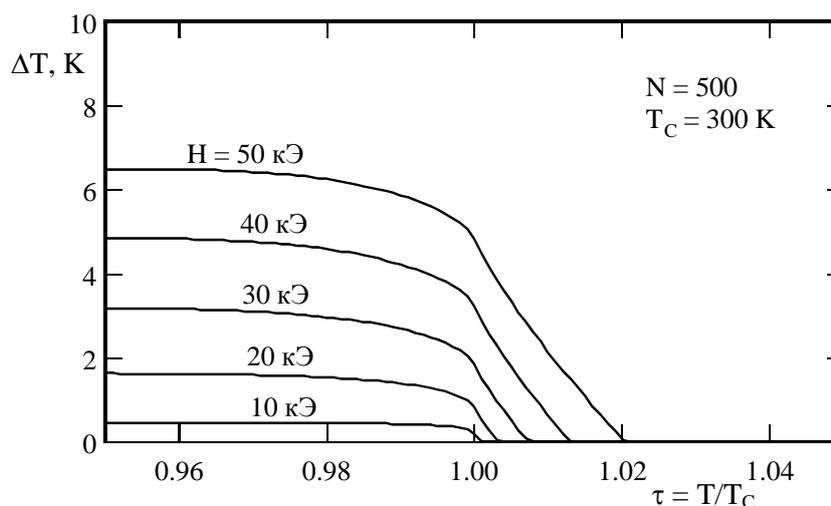


рис. 1.

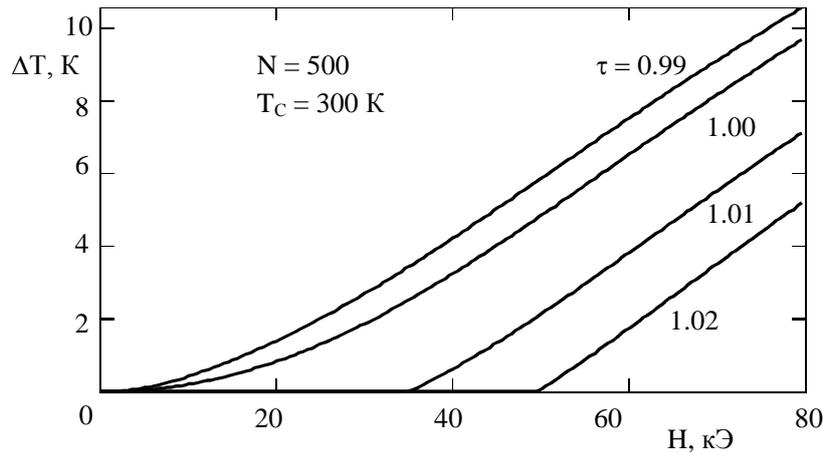


рис. 2.

Список публикаций:

- [1] Николаев В.И., Бушина Т.А., Ким Енг Чан. О возможности наблюдения индуцированного суперпарамагнетизма. *Вестн. Моск. Ун-та. 1996. Сер. 3, физика, астрономия. № 4. С. 107 – 109.*
- [2] Nikolaev V.I., Bushina T.A., Kim Eng Chan. On magnetic properties of superparamagnets in the Curie point region. *J. Magn. and Magn. Mater.* 2000. **213**, № 1 – 2. P. 213 – 218.
- [3] McMichael R.D., Shull R.D., Swartzendruber L.J. et al. Magnetocaloric effect in superparamagnets. *J. Magn. and Magn. Mater.* 1992. **III**. P. 29-33.
- [4] Yamamoto Y.A., Tanaka M., Misaka Y. et al. Dependence of the magnetocaloric effect in superparamagnetic nanocomposites on the distribution of magnetic moment size. *Scripta Materialia.* 2002. **46**. P. 89-94.

**Низкочастотные упругие и неупругие свойства манганита  
La<sub>2/3</sub>Sr<sub>1/3</sub>MnO<sub>3</sub> в окрестности температуры Кюри**

*Романов Николай Геннадьевич*

*Воронежский Государственный Технический Университет*

*Иванов Олег Николаевич, д.ф-м.н*

*[Nikolay83@list.ru](mailto:Nikolay83@list.ru)*

В последнее время манганиты со структурой перовскита привлекают большое внимание и как интересные объекты для фундаментальных научных исследований, и как перспективные материалы для разнообразных практических применений. Типичными примерами таких манганитов являются твердые растворы La<sub>1-x</sub>M<sub>x</sub>MnO<sub>3</sub> (где M=Ca, Sr, Ba). Гигантское магнитосопротивление, структурные фазовые переходы, ферро- и антиферромагнитный фазовые переходы, динамика кристаллической решетки – таков далеко не полный перечень актуальных исследовательских направлений, существующих в настоящее время в физике манганитов. Очевидно, что изучение упругих и неупругих свойств, как структурно-чувствительных свойств твердых тел, может оказаться весьма эффективным и информативным методом исследования характерных особенностей физических свойств манганитов.

Целью данной работы явился поиск и изучение особенностей низкочастотных упругих и неупругих свойств керамического образца манганита La<sub>2/3</sub>Sr<sub>1/3</sub>MnO<sub>3</sub> в температурной области, включающей ферромагнитный переход.

Образцы  $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$  были изготовлены по стандартной керамической технологии с использованием в качестве исходных компонент соединений  $\text{La}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SrCO}_3$  и  $\text{Mn}_2\text{O}_3$ . Модуль сдвига  $G$  и внутреннее трение  $Q^{-1}$  были измерены с помощью обратного крутильного маятника на частоте  $\sim 10$  Гц в режиме непрерывного охлаждения на образцах в форме прямоугольных брусков размерами  $2 \times 2 \times 20$  мм.

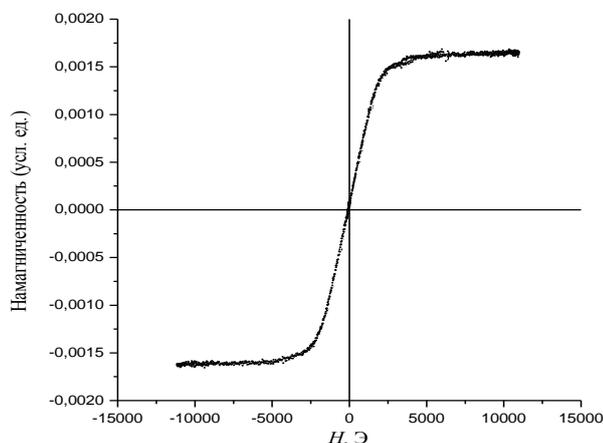


рис.1

Исследование магнитных свойств индуктивным методом показало, что синтезированные образцы претерпевают ферромагнитный фазовый переход при температуре Кюри  $T_C=363$  К. Это значение хорошо согласуется с магнитной фазовой диаграммой системы  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ , известной в литературе [1,2].

Наличие при комнатной температуре петли магнитного гистерезиса является еще одним убедительным доказательством в пользу существования ферромагнетизма в синтезированных образцах (рис. 1). Определенное из петли гистерезиса коэрцитивное поле, равное  $\sim 5$  Э, характерно для магнитомягких материалов.

Изучение электрического сопротивления в магнитном поле показало, что в ферромагнитной фазе образцы характеризуются отрицательным магнитосопротивлением, что является одной из отличительных особенностей материалов с гигантским магнитосопротивлением. Эффект гигантского магнитосопротивления может быть связан с тем, что в отсутствие магнитного поля образец не является однородным и содержит высокопроводящие ферромагнитные кластеры, находящиеся внутри изолирующей матрицы. Внешнее магнитное поле приводит к увеличению объема кластеров и переходу всего образца в ферромагнитное состояние, в результате чего электрическое сопротивление закономерно уменьшается.

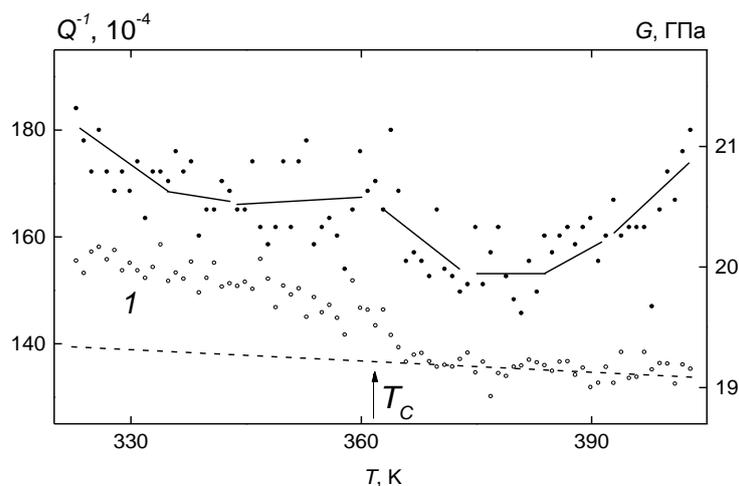


рис.2

Температурные зависимости модуля сдвига (кривая 1) и внутреннего трения (2) образца  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ , снятые в температурном интервале, включающем температуру ферромагнитного фазового перехода, представлены на графике (рис.2). Видно, что при переходе в ферромагнитную фазу наблюдается незначительное скачкообразное ужесточение упругих свойств образца, и также незначительное возрастание внутреннего трения. Как и для других соединений, испытывающих магнитные фазовые переходы, такие аномалии упругих и неупругих свойств могут быть обусловлены существованием магнитострикционной связи между деформацией и параметром магнитного фазового перехода.

В настоящей работе также обнаружено и изучено влияние внешнего магнитного поля на обнаруженные в окрестности температуры Кюри особенности упругих и неупругих свойств керамического манганита  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ .

Список публикаций:

- [1] R.I. Zainullina, N.G. Bebenin, V.V. Mashkautsan et al. *Fizika tverdogo tela*, 2003, Vol.45, No. 9, pp. 1671-1675  
 [2] V. Rajendran, S. Muthu Kumaran, V. Sivasubramanian. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 2003, Vol. 195, No.2, pp.350-358

## Экстраординарное магнитосопротивление нанокристаллических Co/Cu/Co пленок

Самардак Александр Сергеевич

Дальневосточный Государственный Университет

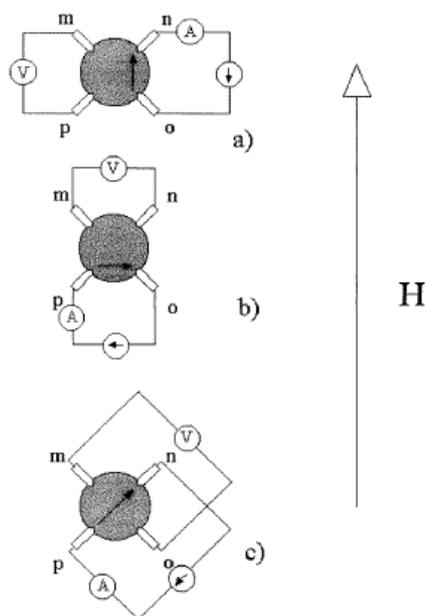
[sas@letoi.phys.dvgu.ru](mailto:sas@letoi.phys.dvgu.ru)

В работе исследовались тонкие нанокристаллические пленки Co/Cu/Co, полученные магнетронным распылением на постоянном токе в атмосфере рабочего газа Ar. Толщина кобальтовых слоев составляла  $d_{\text{Co}}=6$  нм, а  $d_{\text{Cu}}$  варьировалась в диапазоне от 0 до 3 нм. Образцы отжигались в вакууме в температурном интервале  $100 \div 400^\circ\text{C}$ . Структура пленок исследовалась методами просвечивающей электронной и атомно-силовой микроскопией. Магнитные параметры измерялись на автоматизированном вибромагнитометре. Магнитосопротивление определяли четырех точечным

компенсационным методом.

Измерения магнитосопротивления проводились в трех конфигурациях: в продольной (рис. а), в поперечной (рис. б) и диагональной (рис. с). В случае диагональной конфигурации варьировали угол между направлением тока  $I$  и внешним магнитным полем  $H$ . В соответствии с конфигурацией измерения вычисляли продольный  $MR_L$ , поперечный  $MR_T$  и диагональный  $MR_C$  магниторезистивный эффект. Экспериментальные результаты представлены в таблице.

Величина  $MR_C$  эффекта как до отжига, так и после отжига при  $T_{ann}=250^\circ\text{C}$  в течение получаса всегда сравнима либо много больше эффектов  $MR_L$  и  $MR_T$ . Наибольшее различие в величине магниторезистивных эффектов наблюдается для образцов с толщинами немагнитной прослойки 1.0 и 2.1 нм, которые соответствуют максимумам антиферромагнитной косвенной обменной связи. Причем для образцов в антиферромагнитных максимумах экстраординарность диагонального эффекта  $MR_C$  проявляется в его величине, которая примерно в тридцать раз больше, чем значения поперечного эффекта  $MR_T$ . При этом чувствительность  $MR_C$  эффекта к внешнему магнитному полю составляет  $\sim 0.2\%/^\circ$ , что на порядок выше, чем в образцах, между слоями которых нет антиферромагнитной связи. Образцы с подобной высокой чувствительностью можно использовать в качестве точных сенсоров магнитного поля и электрического тока.



Образцы	$MR_L$		$MR_T$		$MR_C (I \parallel H), \%$		$MR_C (I \perp H), \%$		$MR_C (\hat{I,H}=45^\circ), \%$	
	до отжига	после отжига	до отжига	после отжига	до отжига	после отжига	до отжига	после отжига	до отжига	после отжига
<b>Co(12нм)</b>	-0.1	-0.1	0.6	0.7	0.8	2.5	0.5	1.5	1.5	4.0
<b>Co/Cu(0.6нм)/Co</b>	-0.15	-0.17	0.7	0.8	0.7	2.2	0.5	2.0	1.6	4.5
<b>Co/Cu(1.0нм)/Co</b>	1.9	3.3	2.1	3.5	30	85	35	87	43	109
<b>Co/Cu(1.4нм)/Co</b>	-0.1	-0.15	0.8	0.9	1.0	2.5	0.8	2.0	2.0	3.5
<b>Co/Cu(1.8нм)/Co</b>	-0.25	-0.3	0.8	1.1	1.5	3.5	1.0	2.7	3.5	6.5
<b>Co/Cu(2.1нм)/Co</b>	1.5	2.3	1.7	2.5	12	37	10	34	35	80
<b>Co/Cu(2.4нм)/Co</b>	-0.05	-0.07	0.9	1.2	2.0	3.5	1.5	3.0	2.5	6.5

**Магнитополевая зависимость коэффициента Холла в кристаллах полуметаллов со сложной структурой зон при различных соотношениях концентраций и подвижностей носителей заряда.**

*Сангаджиева Гиляна Андреевна*

*Российский государственный педагогический университет им.А.И.Герцена*

*Грабов Владимир Минович, д.ф.-м.н*

*sangadjieva@mail.ru*

Трудность расчета электронных коэффициентов переноса в кристаллах типа висмута обусловлена сложностью энергетического спектра и механизмов рассеяния носителей заряда в этих материалах. Аналитические выражения для электронных коэффициентов переноса получены только в приближении слабых и сильных магнитных полей. Экспериментальные измерения коэффициентов переноса производятся, в основном, в области промежуточных магнитных полей, так как в слабых полях трудно выделить полезный сигнал на фоне помех, а для достижения сильных полей требуется специальная техника. Кроме того, кристаллы типа висмута имеют высокую термоэлектрическую эффективность именно в промежуточных магнитных полях [1]. Легирование донорными и акцепторными примесями полуметаллов типа висмута приводит к изменению концентрации носителей заряда, смещению уровня химического потенциала. Это обеспечивает возможность оптимизации термоэлектрических параметров материала путем изменения величины и магнитополевых зависимостей коэффициентов переноса.

В связи с этим была поставлена задача моделирования магнитополевых и концентрационных зависимостей коэффициента Холла в произвольном магнитном поле при различных соотношениях концентраций и подвижностей носителей заряда. Моделирование производилось в приближении изотропности парциальных вкладов носителей заряда: электронов и дырок, квадратичного закона дисперсии, независимости времен релаксации носителей заряда каждого вида от энергии и величины магнитного поля. Выражение для коэффициента Холла в магнитном поле в рамках принятого приближения может быть записано через концентрации электронов  $n$  и дырок  $p$  и их подвижности  $u_n$  и  $u_p$  в виде [2]:

$$R = \frac{[pu_p^2(1+u_n^2B^2) - nu_n^2(1+u_p^2B^2)](1+u_n^2B^2)(1+u_p^2B^2)}{e[nu_n(1+u_p^2B^2) + pu_p(1+u_n^2B^2)]^2 + e[nu_n^2B(1+u_p^2B^2) - pu_p^2B(1+u_n^2B^2)]^2} \quad (1)$$

В слабом магнитном поле, определяемом условиями  $u_nB \ll 1$  и  $u_pB \ll 1$  выражение (1) принимает вид:

$$R = \frac{pb^2 - n}{e(n + pb)^2} \quad \text{где} \quad b = \frac{u_p}{u_n} \quad (2)$$

В сильном магнитном поле, определяемом условиями  $u_nB \gg 1$  и  $u_pB \gg 1$ :

$$R = \frac{1}{e(p-n)} \quad \text{при } n \neq p \quad \text{и} \quad R = \frac{1}{en} \frac{1-b}{1+b} \quad \text{при } n=p \quad (3)$$

Результат моделирования по (1) представлен в виде трехмерного графика магнитолевой и концентрационной зависимости коэффициента Холла (см. рис.1) для характерного случая, когда подвижность дырок в четыре раза превосходит подвижность электронов. Концентрация электронов является фиксированной, а концентрация дырок изменяется от нуля до двухкратного превышения концентрации электронов.

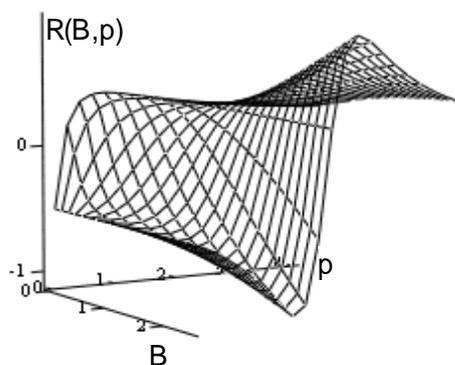


рис.1

Коэффициент Холла проходит через нуль при различных значениях магнитного поля в зависимости от соотношения между подвижностями и концентрациями носителей заряда. Таким образом, в этой области в зависимости от магнитного поля коэффициент Холла изменяет знак. При значительном преобладании концентрации носителей заряда одного из знаков магнитолевая зависимость коэффициента Холла становится более слабой. Смоделированная зависимость качественно наблюдается на реальных материалах,

например, в концентрационных и магнитолевых зависимостях коэффициента Холла

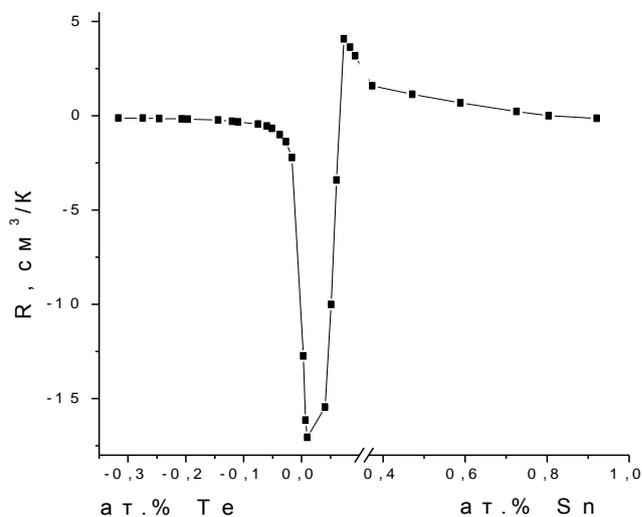


рис.2

в легированных оловом и теллуrom кристаллах висмута. Для примера на рис 2 приведена зависимость коэффициента Холла от концентрации легирующих примесей олова и теллура при фиксированном значении магнитного поля и  $T = 77 \text{ K}$ .

Как видно, экспериментальные результаты (см. рис. 1), качественно соответствуют сечению модельной зависимости (см. рис. 2), плоскостью, соответствующей  $B = \text{const}$  в области промежуточных значений. Результаты данного моделирования, можно использовать для оценки влияния значений концентрации и подвижности носителей заряда, соотношения

между ними, на коэффициенты переноса, что создает основу для дальнейшего корректного учета многодолинности структуры зон и анизотропии изоэнергетических поверхностей на поведение коэффициентов переноса в произвольном магнитном поле.

#### Список публикаций:

1. Иванов Г.А., Куликов В.А., Налетов В.Л., Панарин А.Ф., Регель А.Р. // ФТП, 6, 11, с.1296 (1972).
2. Аскеров Б.М. Электронные явления переноса в полупроводниках. -М.: Наука, (1985)

## Об условиях механической стабильности наночастиц и накомпационных материалов

*Сдобняков Николай Юрьевич*

*Тверской государственный университет*

*Самсонов Владимир Михайлович, д.ф.-м.н*

*[Nikolay.Sdobnyakov@tversu.ru](mailto:Nikolay.Sdobnyakov@tversu.ru)*

Проблема стабильности наночастиц и наноструктурных материалов представляет интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения, приобретая в последние годы технологический характер. Это в частности связано с возможностью производства и применения машин нанометрового диапазона размеров, наноэлектронных схем и других миниатюрных устройств.

Рассмотрим наночастицу сферической формы объемом  $V_1$ , отвечающую материнской фазе 1, характеризующуюся некоторым эффективным радиусом  $R$  и находящуюся в среде 2. Будем считать, что малый объект подвергается деформациям, отвечающим всестороннему растяжению и сжатию, полагая также, что его форма не отклоняется заметным образом от сферической. Такой модели отвечают наноклапты молекулярных жидкостей и высокотемпературных расплавов, кластеры глобулярного типа, компактные по форме нанокристаллы. Результаты проведенных нами расчетов показывают, что размерная зависимость эффективного поверхностного натяжения малого объекта  $\sigma$  может быть аппроксимировано двумя линейными участками

$$\sigma(R) = \begin{cases} KR, & \text{при } R < R_{ch} \\ \sigma_\infty, & \text{при } R \geq R_{ch} \end{cases}, \quad (1)$$

где  $K$  - коэффициент пропорциональности,  $\sigma_\infty$  - макроскопическое значение поверхностного натяжения,  $R_{ch}$  - характерное значение размера малого объекта, отвечающее переходу от фазовой частицы к особому состоянию вещества ( $R < R_{ch}$ ).

Нами были получены условия устойчивости механического равновесия малого объекта (фаза 1), находящегося в среде 2, которые сводятся к неотрицательности свободной энергии Гельмгольца. Для нанометрового диапазона размеров, т.е. для  $R < R_{ch}$ , это условие можно записать в виде

$$K \leq K_{ch} = \left( \frac{3}{12\nu - 2} \right) \frac{1}{\beta_1}, \quad (2)$$

где  $K_{ch} = (3/(12\nu - 2))\beta_1^{-1}$  можно рассматривать как характерное значение параметра  $K$ , отвечающие пределу стабильности. В таблице значения  $K_{ch}^{\max}$  и  $K_{ch}^{\min}$ , отвечающие  $\nu_{\min} = 2$  и  $\nu_{\max} = 4$ , сравниваются с экспериментальными и теоретическими значениями параметра  $K$  для наноклапты и твердых наночастиц. В соответствии с таблицей, для инертных газов, воды и металлов  $K < K_{ch}$ , т.е. условие стабильности выполняется, хотя для неона значения параметра  $K$  близко к границе стабильности. Для органических молекулярных жидкостей  $K \approx K_{ch}$ , что отвечает пределу стабильности. Единственный случай, когда  $K > K_{ch}$  (из рассмотренных нами) отвечает

н-пентану. При больших радиусах капли  $R$  ( $R \geq R_{ch}$ ) условие устойчивости будет иметь следующий вид

$$f(R) = \frac{\sigma_{\infty} \beta_1}{R} \leq \left( \frac{3}{12\nu + 2} \right). \quad (3)$$

Показано, что  $f(a)$  имеет смысл приведенной автоадсорбции на граничной поверхности. Оценки этой функции, проведенные для различных классов веществ (молекулярные системы, твердые металлы, галогениды щелочных металлов) показали, что  $f(a) = (3.3 \div 6.8) \cdot 10^{-2}$ , т.е. эта величина изменяется в сравнительно небольших пределах. Согласно нашим оценкам  $R_{ch} \approx 2a$ , то  $f(R_{ch}) \approx f(a)/2$ . Соответственно, критерий (3) будет выполняться при любом значении параметра  $\nu$ , принадлежащего принятому в данной работе доверительному интервалу  $2 \leq \nu \leq 4$ . Таким образом, малые объекты, отвечающие  $R \geq R_{ch}$  и удовлетворяющие условиям термодинамического равновесия, должны быть устойчивыми.

Исследования межфазного натяжения на границе малого объекта с конденсированной средой 2 показали, что и в этом случае размерная зависимость может быть аппроксимирована формулой (1). При  $R < R_{ch}$  вместо (2) будем иметь

$$K \leq K_{ch} = \left( \frac{3}{12\nu - 2} \right) \left( \frac{1}{\beta_1} + \frac{V_1}{V_2} \frac{1}{\beta_2} \right). \quad (4)$$

Согласно (4), жидкая среда и твердая матрица увеличивают стабильность диспергированных в них наночастиц. Макроскопическому случаю  $R \geq R_{ch}$  будет отвечать условие

$$f(R) = \frac{\sigma_{\infty} \beta_1}{R} \leq \left( \frac{3}{12\nu + 2} \right) \left( 1 + \frac{\beta_1 V_1}{\beta_2 V_2} \right), \quad (5)$$

которое по давню выполняется, поскольку межфазное натяжение на границе раздела двух конденсированных сред много меньше поверхностного натяжения, а  $\beta_1 V_1 \sim \beta_2 V_2$ , т.е.  $\beta_1 V_1 / \beta_2 V_2 \sim 1$ . Этот результат представляется тривиальным, но он подтверждает адекватность развиваемого нами подхода.

Вещество	$T, K$	$\beta \cdot 10^{11}, Pa^{-1}$	$K, 10^{10} \frac{МДжс}{м^3}$	$K_{ch}^{min}, 10^{10} \frac{МДжс}{м^3}$	$K_{ch}^{max}, 10^{10} \frac{МДжс}{м^3}$
н-Пентан	263	534	5.4	2.5	1.2
н-Гексан	293	159	3.45	7.6	3.6
н-Гептан	293	134	6.1	10.2	4.9
Вода	300	45	14.2	30.3	14.5
Натрий (ж.)	372	17.5	3.4	78.2	37.4
Золото (тв.)	1241	0.58	40	2351	1124
Серебро (тв.)	1108	0.99	33	1377	659
Медь (тв.)	853	0.73	50	1868	893
Алюминий (тв.)	932	1.26	25	1082	517
Неон (тв.)	24.63	100	4.2	13.6	6.5
Аргон (тв.)	83.85	34.97	7.4	38.9	18.6
Криптон (тв.)	115.78	74.63	8.5	18.3	8.7
Ксенон (тв.)	161.3	27.55	9.1	49.5	23.7

**Размерная зависимость поверхностного натяжения наночапель  
инертных газов и металлических расплавов в широком  
температурном интервале**

*Сидорова Екатерина Витальевна*

*Базулев Анатолий Николаевич*

*Тверской государственный университет*

*Сдобняков Николай Юрьевич, к.ф.-м.н*

*Nikolay.Sdobnyakov@tversu.ru*

В последние годы, особенно в связи с развитием нанотехнологии, интерес к структуре и свойствам малых объектов существенно возрастает. С уменьшением размера свойства, в частности термодинамические характеристики малого объекта, начинают зависеть от его эффективного радиуса  $R$ . В соответствии с методом термодинамической теории возмущений, развитым в наших предыдущих работах свободная энергия малого объекта может быть представлена в виде

$$\Psi = -\frac{1}{2}(n_l - n_g)^2 \int_{V_1} dV_1 \int_{V_2} dV_2 g_0(r) \Phi(r), \quad (1)$$

где  $\Phi(r)$  - парный потенциал,  $V_2$  - объем, граничащий со сферической областью объемом  $V_1$  и выбранный с учетом радиуса действия потенциала в массивной фазе,  $g_0(r)$  - радиальная функция распределения невозмущенной массивной фазы,  $n_l, n_g$  - плотность числа молекул (ионов) в жидкой и парогазовой средах соответственно. Одним из преимуществ рассматриваемого нами метода термодинамической теории возмущений является возможность его применения не только к молекулярным системам, но и металлическим частицам. Эффективные парные потенциалы, предложенные различными авторами для металлических расплавов получены для массивной фазы и только для нее адекватно учитывают вклады электрон-ионного, ион-ионного и электрон-электронного взаимодействий. Таким образом, непосредственное применение этих потенциалов к очень малым объектам не является корректным. Однако невозмущенной радиальной функции распределения, фигурирующей в выражении (1), будет отвечать также невозмущенный парный потенциал, однозначно связанный с функцией распределения соотношением

$$g(r) = e^{-\frac{\Phi(r)}{kT}} y(r, [n]), \quad (2)$$

где  $k$  - постоянная Больцмана,  $T$  - абсолютная температура,  $y(r, [n])$  - функция распределения системы твердых сфер, функционально зависящая от плотности  $n$ , но не зависящая от вида парного потенциала.

В нашей работе получены размерные зависимости поверхностного натяжения наночапель инертных газов и металлических расплавов на примере натрия и алюминия в широком температурном интервале. На рис. 1 представлена размерная зависимость поверхностного натяжения для жидкого аргона при различных значениях температуры и плотности (см. Таблицу) для потенциала Леннард-Джонса в приближении «ступенька».

Нами также исследовалась температурная зависимость предельного значения поверхностного натяжения. Установлено, что для всех исследованных нами систем в

достаточно хорошем приближении выполняется параболическая аппроксимация. На рис. 2 представлена температурная зависимость предельного значения поверхностного натяжения аргона от температуры (• - расчетные значения, пунктирная кривая – линейная аппроксимация, сплошная кривая – параболическая аппроксимация).

Результаты проведенных нами расчетов удельной свободной поверхностной энергии для всех исследованных систем показывают, что в достаточно хорошем приближении справедлива аппроксимация вида

$$\sigma(R) = \begin{cases} KR, & \text{при } R \leq R_c \\ \sigma_\infty, & \text{при } R > R_c \end{cases}, \quad (3)$$

т.е. при радиусах  $R < R_c$  ( $R_c$  - характерное (критического) значения радиуса) поверхностное натяжение описывается линейной формулой Русанова ( $K = K(p, T)$ - коэффициент пропорциональности), а при  $R > R_c$  практически совпадает с предельным значением  $\sigma_\infty$ , отвечающим плоской макроскопической границе раздела.

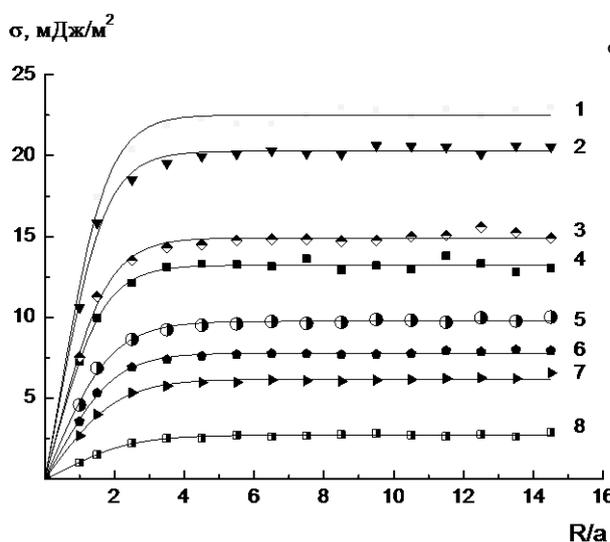


рис. 1

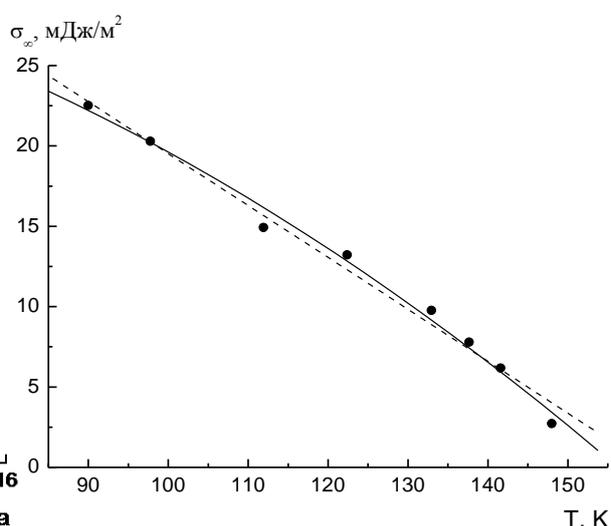


рис. 2

$T, K$	$\rho_l, \text{г}/\text{см}^3$	$\rho_g, \text{г}/\text{см}^3$	$\sigma_\infty, \text{мДж}/\text{м}^2$	$K, 10^{10} \text{ мДж}/\text{м}^3$
90.00	1.37396	0.00801	22.52	3.43
97.76	1.32482	0.01457	20.29	3.11
111.92	1.22414	0.03723	14.92	2.21
122.39	1.13851	0.06785	13.23	1.91
132.95	1.03456	0.12552	9.76	1.35
137.64	0.97385	0.15994	7.80	1.00
141.61	0.91499	0.19432	6.18	0.75
147.98	0.77289	0.29534	2.72	0.29

## Применение метода ЛМТО – рекурсии для определения электропроводности жидкого цезия

*Соболев Андрей Николаевич*

*Воронцов Александр Геннадьевич*

*Южно-Уральский Государственный Университет*

*Мирзоев Александр Аминулаевич, д.ф.-м.н*

*[Andrey@physics.susu.ac.ru](mailto:Andrey@physics.susu.ac.ru)*

Атомная и электронная структура, а также транспортные свойства неупорядоченных материалов являются предметом многочисленных теоретических и экспериментальных работ, выполненных в течение последних десятилетий. В последние годы возросший теоретический и технологический интерес стимулировал обширные исследования жидких металлов в предкритических и закритических условиях. Щелочные металлы являются очень удобными объектами исследования, потому что они имеют низкие температуры плавления и кипения. Вследствие этого возможно экспериментально проследить изменения их свойств во всем диапазоне температур существования жидкой фазы. В многочисленных экспериментах исследовались различные свойства расплавов щелочных металлов. Во всех экспериментах проявлялись интересные и необычные свойства щелочных металлов при высоких температурах.

Для объяснения имеющихся экспериментальных данных по электронным свойствам расплава цезия использовалось множество методов. В нескольких работах, например, изучалась электронная структура цезия в гипотетических кристаллических решетках разных типов при различных плотностях. Расчеты проводились методом ЛМТО для кристаллов с ОЦК, ПК и структурой алмаза с различными параметрами решеток, что соответствовало изменению плотности и «средней структуры» расплава Cs. Были получены некоторые результаты, качественно согласующиеся с экспериментальными данными, но авторы отмечали необходимость учета неупорядоченности структуры, для объяснения всех явлений.

Таким образом, представленные работы давали разрозненные объяснения отдельных фактов, но не могли охватить сразу весь спектр происходящих явлений. В каждой из них отмечалось существенное влияние атомной разупорядоченности и разнообразного локального строения на электронные свойства расплава, но ни в одной из работ не было сделано попытки найти свойства расплава цезия на основе реальной атомной модели.

В данной же работе был произведен расчет свойств жидких металлов на основе реальной атомной модели жидкого цезия методом ЛМТО – рекурсии. Изучение свойств системы, состоящей из 1000 атомов, открывает возможность для наблюдения явлений, которые нельзя получить в системе с малым числом атомов. К ним относятся в первую очередь наблюдение локализации электронов и определение транспортных свойств расплава при высоких температурах.

Электропроводность расплава цезия для всех температур существования жидкой фазы находилась по формуле Кубо – Гринвуда:

$$\sigma_{ii} = \frac{2\pi e^2}{\Omega_a} n(E_F) D(E_F), \quad (1)$$

где  $\Omega_a$  – объем атома,  $n(E_F)$  – плотность состояний на атом и  $D(E_F)$  – коэффициент диффузии электронов:

$$D(E_F) = -\hbar \lim_{s \rightarrow +0} \text{Im} \left\{ \langle E_m | v_i G(E_F + i\varepsilon) v_i | E_m \rangle \right\}_{E_m = E_F}. \quad (2)$$

$D(E_F)$  может быть вычислена с использованием метода рекурсии как проекция плотности состояний на состояния  $v_i | E_F \rangle$ .

Для получения электропроводности использовалась плотность электронных состояний, усредненная по 20 атомам в системе. Разброс значений электропроводности, полученных для 20 различных начальных условий, показан на рисунке (см. рис. 1).

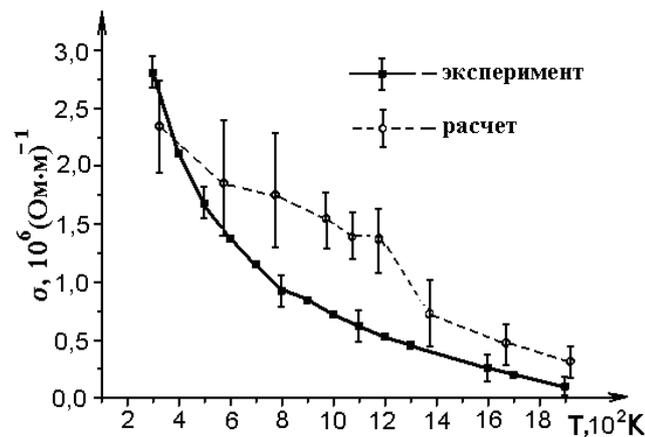


рис.1

Отметим хорошее согласие результатов расчета и экспериментальных данных вблизи температуры плавления ( $T = 323 \text{ K}$ ) и в области высоких ( $T > 1300 \text{ K}$ ) температур. При промежуточных температурах результаты расчета оказались завышены.

## О полевоом фазовом переходе в системе суперпарамагнитных частиц

*Третьякова Ольга Павловна*

*Николаев Владимир Иванович*

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова*

*Николаев Владимир Иванович, д.ф.-м.н*

*[tretyakova\\_op@mail.ru](mailto:tretyakova_op@mail.ru)*

Как было показано в [1], есть веские основания ожидать существования в системах магнитных наночастиц новой разновидности фазовых переходов – перехода «парамагнетизм – индуцированный суперпарамагнетизм». Среди экспериментальных методов, позволяющих обнаружить этот переход, – метод, основанный на измерении намагниченности наночастиц в области точки Кюри. Однако обнаружение и идентификация перехода в этом случае осложняются тем, что, каковы бы ни были методы синтеза, на практике невозможно получить совокупность абсолютно одинаковых наночастиц. Разброс частиц по размерам приводит к искажению экспериментальных зависимостей намагниченности – «смазыванию» характерного для фазового перехода «излома».

К настоящему времени разработано немало методов, позволяющих преобразовать экспериментальные данные к такому виду, как если бы они соответствовали условиям проведения испытаний, более близким к «идеальным», чем это было в реальном опыте. В этой связи весьма важным представляется вопрос о выборе условий опыта. Учет возможностей выбранных методов обработки данных на этапе планирования эксперимента позволяет добиться оптимальных результатов.

Модель экспериментальной полевой зависимости намагниченности  $\sigma(H)$  была рассчитана на основе теории Ланжевена, дополненной теорией молекулярного поля. Для обработки зависимости был использован «метод невязки» [2]. Этот метод основан на формализме «реставрации и повышения качества изображений». Его суть – в поиске компромисса между мерой избавления от имеющихся «помех» (в данном случае это разброс частиц по размерам и приборный «шум») и «расплатой» за достигаемое улучшение.

Представим результаты измерения намагниченности системы  $\sigma(H)$  суперпарамагнитных частиц в виде

$$\sigma = Kf + v. \quad (1)$$

Здесь  $K$  – линейный оператор, определяемый условиями измерения намагниченности некоторым конкретным магнитометром и свойствами исследуемой системы наночастиц (в нашем случае – функцией распределения их по размерам);  $f$  – истинная зависимость намагниченности от поля;  $v$  – шум, сопутствующий процессу измерений. Идеальной зависимости  $f$  соответствует случай одинаковых частиц (распределение которых по размерам описывается  $\delta$ -функцией).

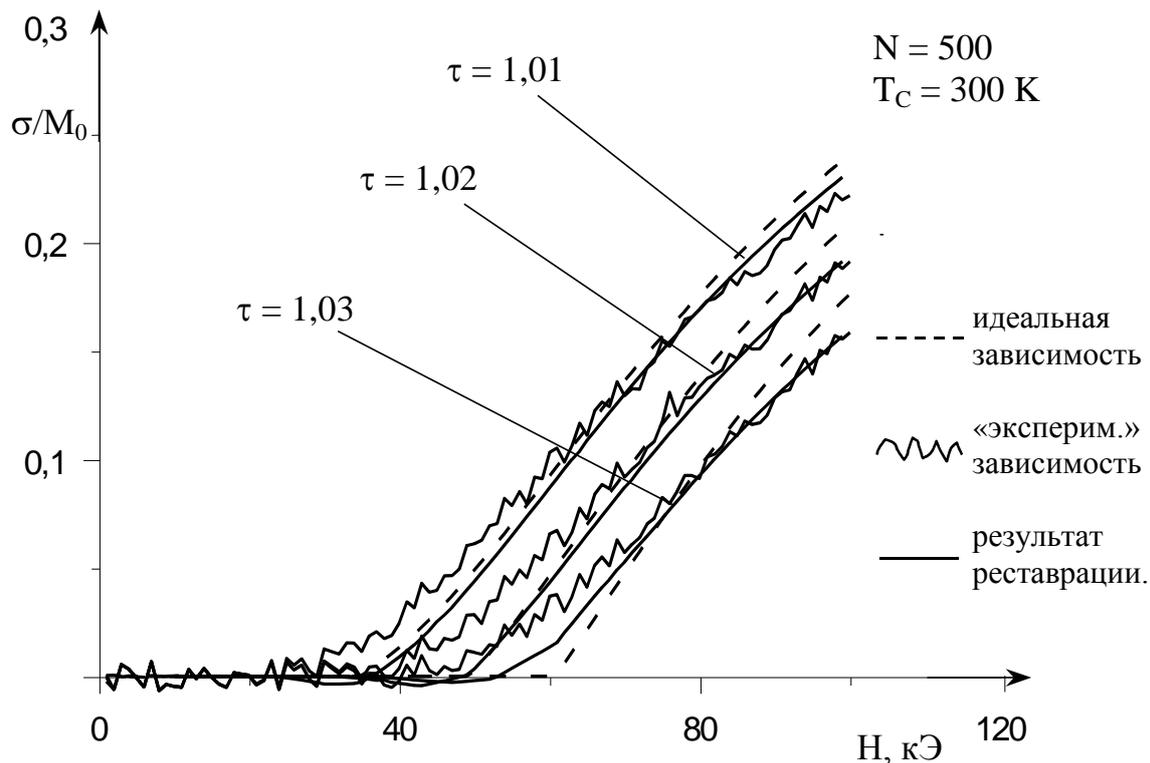
Задача состоит в поиске оператора  $R$ , при помощи которого исходная зависимость преобразуется к «улучшенному» виду:

$$\sigma' = R\sigma = Af + (RK - A)f + Rv. \quad (2)$$

Зависимость  $\sigma'$  – «улучшенная» кривая намагничивания;  $Rv$  – новый шум, сопутствующий новому «идеальному» сигналу  $Af$  на фоне ложного сигнала  $(RK - A)f$ .

На рисунке показаны полевые зависимости намагниченности для системы наночастиц с номинальным магнитным моментом  $\mu_0 = 500$   $\mu_B$ , температурой Кюри  $T_C = 300$  К и стандартным отклонением (в логарифмических единицах)  $\Delta = 0,5$ . Видно, что с увеличением температуры  $\tau (= T/T_C)$  «размытие» фазового перехода становится все заметнее, а обработка «методом невязки» дает менее точные результаты. Тем не менее, например, при  $\tau = 1,01$  результат реставрации достаточно близок к «идеальной» полевой зависимости намагниченности.

Таким образом, можно надеяться, что фазовый переход «парамагнетизм – индуцированный суперпарамагнетизм» может быть обнаружен средствами магнитометрии.



Список публикаций:

- [1] Николаев В.И., Бушина Т.А., Ким Енг Чан. О возможности наблюдения индуцированного суперпарамагнетизма. *Вестн. Моск. Ун-та. 1996. Сер. 3, физика, астрономия. № 4. С. 107 – 109.*  
 [2] Николаев В.И., Русаков В.С. *Мессбауэровские исследования ферритов. Изд-во МГУ. 1985. С. 51 – 59.*

**Исследование интерметаллических соединений РЗМ и Fe методами  
оптической металлографии и термического магнитного анализа**

*Хохолков Алексей Георгиевич*

*Скоков Константин Петрович*

*Пастушенков Александр Григорьевич*

*Семенова Елена Михайловна*

*Тверской государственный университет*

*Пастушенков Юрий Григорьевич, д.ф.-м.н*

*[S011912@tversu.ru](mailto:S011912@tversu.ru)*

Вопрос о наличии  $\alpha$ -Fe в сплавах Nd-Fe-B, используемых в качестве материалов для постоянных магнитов, является достаточно актуальным, так как эти материалы перемагничиваются по механизму задержки образования доменов обратного знака. Наличие магнитомягкого  $\alpha$ -Fe может быть источником зарождения зародышей перемагничивания. Это, в свою очередь, ведет к понижению коэрцитивной силы образца [1]. По этой причине были проведены сравнительные исследования фазового состава сплавов и постоянных магнитов Nd<sub>16</sub>Fe<sub>76</sub>B<sub>8</sub> методами термического магнитного

фазового анализа и оптической металлографии, причем особое внимание уделялось поиску в этих материалах магнитомягкого  $\alpha$ -Fe.

Как известно [2], сплавы для постоянных магнитов, имеющие стехиометрию  $\text{Nd}_{16}\text{Fe}_{76}\text{B}_8$  ( $\text{Nd}_{2,95}\text{Fe}_{14}\text{B}_{1,47}$ ), содержат три фазы:  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ , фазу, обогащенную неодимом и фазу  $\text{NdFe}_4\text{B}_4$ . Последние две фазы являются немагнитными, и, соответственно, не должны давать вклад в температурный ход магнитной восприимчивости выше комнатной температуры. Однако, при исследовании сплавов  $\text{Nd}_{16}\text{Fe}_{76}\text{B}_8$  методом термического магнитного анализа был обнаружен дополнительный пик в районе  $T_c$   $\alpha$ -Fe. При этом, с помощью металлографических и рентгеноструктурных исследований  $\alpha$ -Fe обнаружить не удалось.

Для прецизионных измерений были подготовлены образцы сплава  $(\text{Nd}_{0,97}\text{Dy}_{0,03})_{16,3}(\text{Fe}_{0,98}\text{Ti}_{0,02})_{87,5}\text{B}_{6,2}$ , используемого для производства постоянных магнитов. Также были изготовлены образцы спеченных постоянных магнитов на его основе, структурные и магнитные свойства которых исследовались до и после изотермического отжига. Несмотря на то, что высококоэрцитивное состояние порошковых магнитов  $\text{NdFeB}$  затруднительно при наличии  $\alpha$ -Fe, методом термического магнитного анализа обнаружено присутствие этой фазы. При этом металлографические исследования до и после температурных измерений не позволяют выявить фазу  $\alpha$ -Fe.

С целью выяснения причины высокой магнитной восприимчивости выше точки Кюри фазы 2:14:1, и аномалий магнитной восприимчивости вблизи  $760^\circ\text{C}$ , были проведены исследования микроструктуры и доменной структуры монокристалла  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  до и после проведения термического магнитного фазового анализа. На плоскости  $\langle 001 \rangle$  монокристалла наблюдалась доменная структура типа «звездочки», типичная для одноосных магнитных материалов. Так же, как и в предыдущих случаях, наличие  $\alpha$ -Fe методами оптической металлографии и рентгеноструктурного анализа выявить не удалось.

Ненулевая величина магнитной восприимчивости после прохождения температуры Кюри основной фазы, наблюдаемая методом ТМА, на наш взгляд, не может быть объяснена изначальным присутствием  $\alpha$ -Fe в исследуемом образце, представляющем собой монокристалл. С другой стороны, увеличение восприимчивости от измерения к измерению может говорить о появлении и последующем увеличении содержания  $\alpha$ -Fe в образце; при этом следует особо отметить, что предполагаемое из данных термического анализа наличие фазы  $\alpha$ -Fe в исследуемых сплавах и монокристалле не подтверждается данными оптической металлографии и данными рентгеноструктурных исследований. Это может быть обусловлено мелкодисперсным распределением фазы  $\alpha$ -Fe по объему образца, что делает невозможным ее различение методами оптической металлографии.

В то же время нельзя исключать, что причиной подобного поведения температурных зависимостей магнитной восприимчивости может являться сложный механизм перехода в парамагнитное состояние для данной группы соединений. Как показывают исследования [3], в бинарных интерметаллических соединениях RFe после перехода через точку Кюри в материале остается аномально высокая магнитная восприимчивость  $\chi$ , которая уменьшается вблизи температуры Кюри  $T_c$  железа.

Работа выполнена при поддержке гранта Минобразования А03-29-255

Список публикаций:

- [1] Domain observations under applied fields of sintered  $Fe_{77}Nd_{15}B_8$  permanent magnets / J. Pastushenkov, K.-D. Durst, H. Kronmuller // *Phys. stat. sol. (a)*, 104, 487 (1987).  
[2]  $R_2Fe_{14}B$  materials: Intrinsic properties and technological aspects / Herbst J.F. // *Reviews of Modern Physics*. 1991. V.63. №4. P.819–898.  
[3] Investigation of magnetic properties of compounds of rare-earth metals of the iron group in the range of the solid-liquid phase transition / O.K. Kuvandikov, H.O. Shakarov, D.A. Saifullaeva, M.K. Salakhitdinova // *The Physics of Metals and Metallography*, Vol.93, Suppl. 1, 2002, pp. S48-S53.

**Исследование дефектности ферритовой керамики при помощи измерения температурного хода начальной магнитной проницаемости**

**Шабардин Руслан Сергеевич**

*Усманов Рафаэль Усманович, Шабардина Наталия Валерьевна*

*Томский Политехнический Университет*

*Суржиков Анатолий Петрович, д.ф-м.н*

*Shabardin@tpu.ru*

Для решения разнообразных проблем керамической технологии ферритов во многих случаях необходима информация об интегральном содержании дефектов в изготавливаемом материале. В этом отношении весьма полезными могут быть высокочувствительные методы, основанные на измерении магнитных характеристик изделий, включая начальную магнитную проницаемость  $\mu_n$ . В настоящей работе предлагается феноменологическая модель, связывающая температурный ход начальной магнитной проницаемости  $\mu_n(T)$  со структурным совершенством поликристаллических ферритов. Модель основывается на известной связи между  $\mu_n(T)$ , намагниченностью насыщения  $M_s$ , константой кристаллографической анизотропии  $K_1$ , константой магнитоупругости  $\lambda_s$  и величиной упругих напряжений  $\sigma$ :  $\mu_n - 1 = \left[ M_s^r / (K_1 + \lambda_s \sigma) \right]^g$ , где:  $r, g$  - численные параметры, величина которых зависит от доминирующего механизма процессов перемагничивания. Температурный ход  $\mu_n(T)$  будет определяться температурными зависимостями  $M_s(T)$ ,  $K_1(T)$ ,  $\lambda_s(T)$  и соотношениями между ними:

$$\frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \left[ \frac{M_s(T)}{M_s(0)} \right]^m; \quad \frac{\lambda_s(T)}{\lambda_s(0)} = \left[ \frac{M_s(T)}{M_s(0)} \right]^n; \quad \frac{M_s(T)}{M_s(0)} = \left[ 1 - \frac{T}{T_c} \right]^f$$

Производя соответствующие подстановки получаем зависимость  $\mu_n(T)$  в явном виде:

$$\mu_n(T) - 1 = \left[ \frac{\left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^\delta}{\alpha \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^\gamma + \beta} \right]^g; \quad (1)$$

где:  $\alpha = \frac{K_1(0)}{M_s^r(0)}$ ,  $\beta = \frac{\lambda_s(0)}{M_s^r(0)} \sigma$ ,  $\delta = (r-n)f$ ,  $\gamma = (m-n)f$ ;

Полученный результат, строго говоря, действителен в пределе  $T \rightarrow T_c$ , в котором применимо представление  $M_s(T)$  в виде степенной функции. Однако этому выражению можно придать и более общий смысл, если рассматривать его как полином, с помощью которого аппроксимируются экспериментальные зависимости  $M_s(T)$ . Именно в этом случае параметр  $f$  приобретает химическую и структурную чувствительность, отмеченную в ряде литературных источников. Из числа подгоночных параметров наиболее ясную физическую интерпретацию имеют параметры  $\alpha$  и  $\beta$ . Их величина обратно пропорциональна намагниченности насыщения при 0 К в степени  $r$ , что обуславливает чувствительность этих параметров к катионному распределению, диамагнитным замещениям, введению в решетку феррита катионов с иными спиновыми моментами. В силу одинаковой природы механизмов кристаллографической анизотропии и магнитоstriction, примеси с иной энергией спин-орбитального взаимодействия, либо дефекты, искажающие локальную симметрию внутрикристаллических полей (влияние на эффект замораживания орбитальных моментов) вызовут коррелированное изменение констант  $K_1$  и  $\lambda_s$ . При условии постоянства среднего уровня упругих напряжений  $\sigma$  эти причины приводят к пропорциональному изменению параметров  $\alpha$  и  $\beta$  ( $\beta/\alpha = \text{const}$ ) с соответствующим изменением формы кривой  $\mu_n(T)$ . Учитывая, что любые несовершенства кристаллической решетки являются источниками микродеформаций, параметр  $\beta/\alpha$  будет характеризовать общую дефектность материала. Если какой-либо обработкой образца изменять в нем содержание дефектности, то величина  $\sigma$  и, соответственно, отношение  $\beta/\alpha$  также изменятся. Была проведена экспериментальная апробация выражения (1). В ферритовый порошок марки ЗСЧ18 (литий-титановая феррошпинель) вводились порошковые добавки оксидов железа и алюминия. После этого прессовались кольцеобразные образцы и спекались при температуре 1000С в течение 1 час. Затем измерялась температурная зависимость  $\mu_n(T)$ . Результаты измерений обнаружили линейную корреляцию между параметром  $\beta/\alpha$  и содержанием примесных включений в области малых концентраций (до 0.3 мол.%). При большем содержании добавок линейность нарушалась.

Полифазный состав ферритовой керамики проявляется также в характере спада  $\mu_n(T)$  в области температуры Кюри. На рисунке приведены температурные зависимости скорости спада (производная  $\mu_n(T)$ ) для образцов с различным содержанием добавки оксида железа. Одиночный, хорошо выраженный максимум для чистого образца трансформируется в двойной со сдвигом в область высоких температур для образцов, содержащих оксид железа. Появление и рост высокотемпературного максимума мы связываем с преобразованием частиц оксида железа при спекании в ферромагнитную фазу за счет диффузии катионов из соседних ферритовых зерен. Снижение интенсивности и смещение низкотемпературного максимума обусловлено появлением полей упругих напряжений в зернах ферритовой фазы и обеднением катионного состава за счет диффузии катионов в оксид железа.

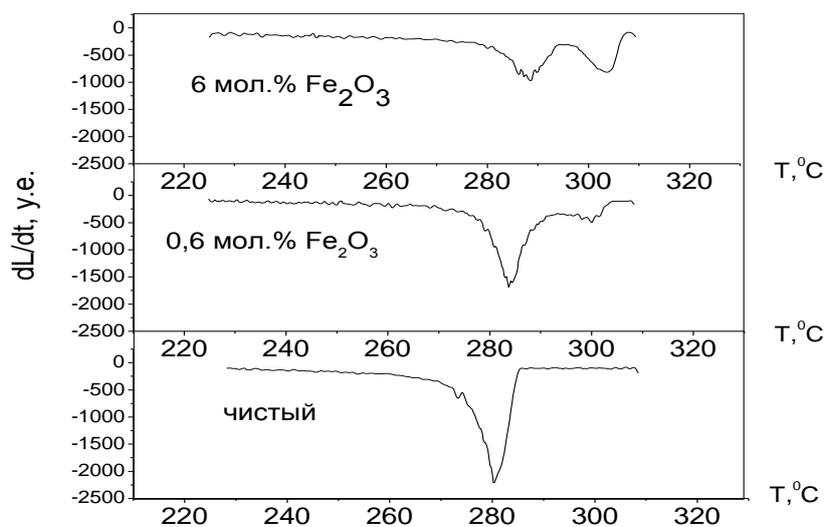


рис. График зависимости производной  $\mu_n(T)$  в области температуры Кюри для образцов с различным содержанием  $Fe_2O_3$ .

**Природа энергии смешения системы Fe-Cr  
и влияние на нее малых примесей переходных металлов:  
первопринципное компьютерное моделирование.**

*Ялалов Марсель Миндиярович*

*Южно-Уральский государственный университет*

*Мирзоев Александр Аминулаевич, д.ф.-м.н.*

*[marsel@physics.susu.ac.ru](mailto:marsel@physics.susu.ac.ru)*

Выполнен анализ электронной структуры, магнитных свойств и энергии смешения неупорядоченных растворов замещения  $Fe_{1-x}Cr_x$  и  $Fe_{53/54-x}Cr_xMe_{1/54}$  методом экранированных линейных маффин-тин орбиталей в приближении атомных сфер (ТВ-LMTO-ASA), где в качестве малой примеси Me выступали Mn, Ni и V. Построены зависимости магнитных моментов атомов каждого элемента, среднего момента системы и энергии смешения от состава сплава. Получено хорошее согласие с экспериментальными значениями. Проведенные расчеты подтвердили наличие особенностей в поведении параметров сплава в области малой концентрации примеси.

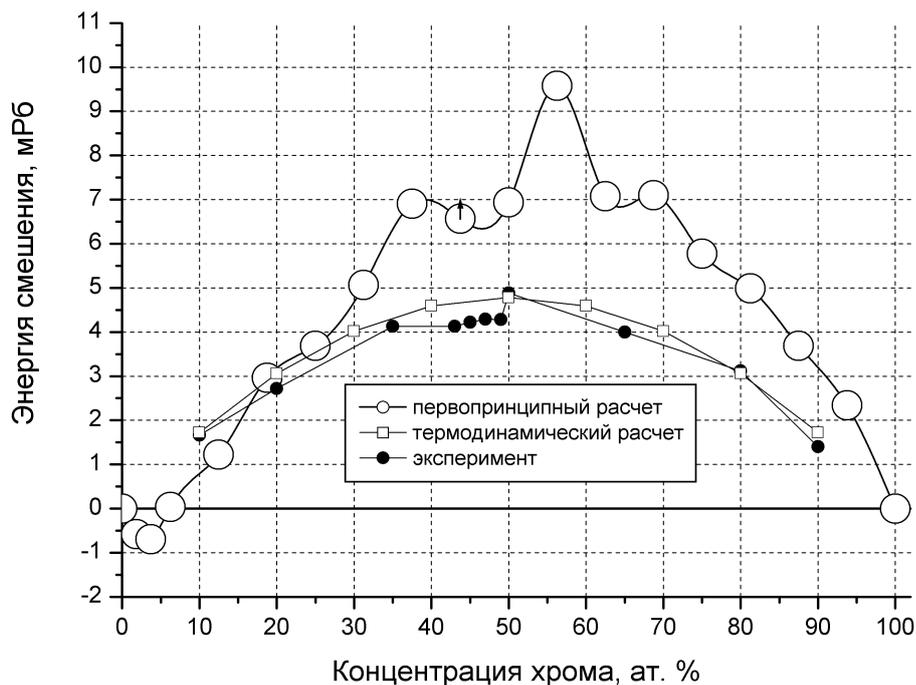


Рис. 1

Например, anomальное поведение характеристик сплавов системы Fe-Cr (ближнее упорядочение, точка Кюри) при очень малых концентрациях хрома (менее 10 ат. %) вызвано тем, что появление атома хрома вызывает возмущение магнитной структуры в обширной зоне решетки  $\alpha$ -железа, окружающей атом. Возникает некий кластер, отличающийся по свойствам от чистого железа, энергия смещения становится отрицательной (Рис. 1). При увеличении концентрации хрома зоны магнитного возмущения в решетке железа начинают перекрываться, что приводит в области  $x_{Cr} > 0.03$  к уменьшению энергии взаимодействия хром-железо. При росте концентрации хрома свыше 10 ат. % параметры взаимодействия мало зависят от концентрации.