

На правах рукописи



Комогорцев Сергей Викторович

**Случайная магнитная анизотропия и  
стохастическая магнитная структура в  
наноструктурированных ферромагнетиках**

Специальность - 01. 04. 11 - физика магнитных явлений

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук;

Красноярск – 2016

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего образования «Сибирский государственный технологический университет»

Научный консультант: доктор физико-математических наук, профессор,  
Исхаков Рауф Садыкович

Официальные оппоненты:

Мушников Николай Варфоломеевич, доктор физико-математических наук, профессор, член-корреспондент РАН, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук (ИФМ УрО РАН), зав. лаб. ферромагнитных сплавов

Вахитов Роберт Миннисламович, доктор физико-математических наук, профессор, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Башкирский государственный университет», зав. кафедры теоретической физики

Лепешев Анатолий Александрович, доктор технических наук, профессор, Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Сибирский федеральный университет» (СФУ), зав. кафедры ЮНЕСКО «Новые материалы и технологии»

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова»

Защита состоится «    » 2016 г. в час. мин.  
на заседании диссертационного совета Д **003.055.02** по защите диссертаций в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук по адресу: 660036, Красноярск, Академгородок 50, стр. 38, в конференц-зале главного корпуса.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке  
Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук

Автореферат разослан «    » 2016 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета,

доктор физико-математических наук



Втюрин А.Н.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность работы

Интерес к нанокристаллическим и аморфным ферромагнетикам связан в первую очередь с их магнитными характеристиками. К классу наноструктурированных ферромагнетиков сегодня относятся современные «рекордсмены» как среди магнитомягких, так и среди магнито жестких ферромагнитных сплавов [1,2]. Для целенаправленного поиска новых сплавов и оптимизации свойств существующих сплавов актуальным является установление связи между макроскопическими и микроскопическими параметрами материала. Для наноструктурных ферромагнетиков эта связь описывается моделью случайной магнитной анизотропии, в которой спиновая система ферромагнетика, а следовательно и основные прикладные характеристики материалов, например, коэрцитивная сила и магнитная проницаемость определяются следующими микроскопическими параметрами: константой обменного взаимодействия  $A$ , намагниченностью  $M_s$ , константой локальной магнитной анизотропии  $K$  и размером зерен (кластеров)  $2R_c$  [3,4]. Основным в этой модели является предположение о том, что оси легкого намагничивания в отдельных зернах (кластерах) ориентированы случайным образом. Такая структурная неоднородность характерна для большинства сплавов, получаемых быстрой закалкой из расплава, прессованием порошков наночастиц, интенсивной пластической деформацией. Важной особенностью наноструктурированного ферромагнетика в данной модели является возникновение неоднородного распределения намагниченности – стохастической магнитной структуры, при сохранении ферромагнитного порядка на характерных длинах  $2R_L$ , ( $R_L \gg R_c$ ). То есть в рамках этой модели возник новый объект – стохастический магнитный домен. Такой магнитный домен наблюдают в нанокристаллических сплавах различными микроскопическими и дифракционными методиками [5–7].

К настоящему моменту на основе представлений о стохастическом магнитном домене успешно объяснены следующие экспериментальные данные для наноструктурных ферромагнетиков: зависимость коэрцитивной силы  $H_c$ , магнитной проницаемости  $\mu$  и размера стохастического магнитного домена от размера зерна -  $H_c \sim R_c^6$ ,  $\mu \sim R_c^{-6}$  [1],  $R_L \sim R_c^{-3}$  [8]. Было показано, что константа магнитной анизотропии, характеризующая стохастический магнитный домен, является ключевой характеристикой определяющей прикладные свойства наноструктурированного магнитного материала – коэрцитивную силу и магнитную проницаемость [1]. В итоге, цепочка связей структура–свойство для наноструктурированных ферромагнетиков может быть представлена в виде: наноструктура–магнитная микроструктура (стохастический магнитный домен) –магнитные свойства. На сегодняшний день экспериментально исследуются корреляции наноструктура – свойство, так как у исследователей есть подходящие методы для изучения первого и второго. Недостаточная развитость методов контроля среднего звена этой цепочки приводит ко многим неясностям экспериментально установленных связей наноструктура – свойство. В частности, важной нерешенной задачей является развитие методов экспериментального исследования магнитной анизотропии стохастического магнитного домена в наноструктурированных ферромагнитных сплавах [9].

Исследование кривых приближения намагниченности к насыщению в материалах, состоящих из частиц со случайно ориентированными осями легкого намагничивания, позво-

ляет определять энергию магнитной анизотропии, локализованную на масштабах порядка размера частицы, зерна либо кристаллита [10]. К таким материалам относятся поликристаллические и нанокристаллические сплавы, аморфные сплавы, наногранулированные композиты и порошковые материалы. Хорошо известные методы измерения магнитной анизотропии, такие как ферромагнитный резонанс либо измерение кривых намагничивания вдоль основных осей симметрии, дают сведения о магнитной анизотропии в масштабе всего образца. Для перечисленных макроскопически изотропных материалов метод приближения намагниченности к насыщению является центральным в изучении константы локальной магнитной анизотропии.

В последние десятилетия было показано, что исследование приближения намагниченности к насыщению в наноструктурированных ферромагнитных материалах дает информацию не только о константе локальной магнитной анизотропии, но также и о пространственном масштабе ее локализации [11]. Также существовали предпосылки того, что исследование кривых приближения намагниченности к насыщению может давать информацию о магнитной анизотропии материала, локализованной в широком диапазоне масштабов. Теоретическими и экспериментальными исследованиями наноструктурированных ферромагнетиков в рамках модели случайной магнитной анизотропии было установлено, что корреляционная длина намагниченности уменьшается с возрастанием внешнего магнитного поля. Ввиду связи магнитной микроструктуры и приближения намагниченности к насыщению, это указывает на принципиальную возможность измерения размерности неоднородностей анизотропии [12] либо размерности обменно-коррелированных магнитных доменов с помощью исследования кривых приближения намагниченности к насыщению. Кроме того, формирование стохастических магнитных доменов в магнитной микроструктуре также может давать вклад в кривую намагничивания вблизи насыщения. Обнаружение и измерение такого вклада может быть положено в основу метода изучения стохастических магнитных доменов.

**Цель** данной работы состоит в развитии представлений о стохастической магнитной структуре в ферромагнитных наноструктурированных материалах и методики экспериментального определения основных характеристик корреляционной функции намагниченности из кривых приближения намагниченности к насыщению: корреляционных радиусов, величины магнитной анизотропии стохастических магнитных доменов и их пространственной размерности.

### **Задачи исследования:**

1. Обнаружение эффектов размерности неоднородности анизотропии либо размерности корреляций намагниченности на кривых приближения намагниченности к насыщению наноструктурированных сплавов со специально приготовленной, либо заранее охарактеризованной неоднородностью.
2. Предсказание и поиск эффектов в приближении намагниченности к насыщению обусловленных формированием стохастических магнитных доменов в магнитной микроструктуре аморфных и нанокристаллических ферромагнетиков.
3. Развитие методики экспериментального определения характеристик магнитной микроструктуры нанокристаллических и аморфных сплавов из кривых приближения намаг-

ниченности к насыщению: размеров, фрактальной размерности и магнитной анизотропии стохастических магнитных доменов в ферромагнитных наноструктурных материалах.

4. Исследование стохастических магнитных доменов в ферромагнитных наноструктурных материалах с помощью развитой методики, а также исследование их связи с прикладными магнитными характеристиками.

### **Научная новизна**

Для наноструктурированных ферромагнетиков предсказан и обнаружен эффект на кривые приближения намагниченности к насыщению связанный с формированием в магнитной микроструктуре стохастических магнитных доменов.

Впервые на эксперименте продемонстрирован эффект размерности неоднородности анизотропии либо размерности корреляций намагниченности на кривые приближения намагниченности к насыщению наноструктурированных сплавов. Демонстрация выполнена для сплавов с целочисленной размерностью: ферромагнитные нанонити ( $d = 1$ ), тонкие ферромагнитные пленки ( $d = 2$ ), объемные ферромагнитные наноструктурированные сплавы ( $d = 3$ ).

Измерена дробная размерность упаковки обменно-связанных зерен в гранулированных магнитных пленках вблизи порога протекания, а также в нанопористой среде.

Получены указания на реализацию низкомерной неоднородности анизотропии в лентах аморфных и нанокристаллических сплавов.

Предложено новое выражение для закона приближения намагниченности к насыщению, позволяющее количественно описать экспериментально наблюдаемый переход между степенными асимптотиками.

### **Практическая ценность**

Развит метод измерения магнитной анизотропии стохастического магнитного домена, а также размерности неоднородностей анизотропии либо размерности корреляций намагниченности в наноструктурированных ферромагнетиках. Этот метод представляется на сегодняшний день единственным методом, позволяющим проводить такие измерения, отнесенные к объему всего образца.

В работе выявлены корреляции важных для приложений интегральных магнитных характеристик нанокристаллических и аморфных сплавов (коэрцитивная сила, ширина линии ферромагнитного резонанса) с особенностями их микромагнитной структуры и локальной магнитной анизотропии. Установленные закономерности могут служить заделом, для создания новых сплавов с повышенными магнитными характеристиками.

### **Основные защищаемые положения:**

- В наноструктурных ферромагнетиках зависимость корреляционного радиуса намагниченности от внешнего поля изменяется в окрестности характерных полей  $H_L$  и  $H_R$ . Ниже  $H_L$  в магнитной микроструктуре формируется стохастический магнитный домен, размер и анизотропия которого, не зависят от величины поля. Выше поля  $H_R$  намагниченность

однородна в пределах основного элемента наноструктуры (кристаллита, зерна, кластера, наночастицы). В диапазоне от  $H_L$  до  $H_R$  реализуется режим ряби намагниченности.

- В наноструктурных ферромагнитных сплавах FeSiBNbCu (ленты), FeZrN, Co-P (пленки), в полях ниже  $H_L$  для кривых приближения намагниченности к насыщению наблюдается зависимость  $M \sim H^{-2}$  связанная с формированием в магнитной микроструктуре стохастических магнитных доменов.

- В диапазоне от  $H_L$  до  $H_R$  для ферромагнитных наноструктурированных лент FeSiBNbCu и пленок FeZrN, Co-P с толщиной значительно превышающей размер кристаллита ( $d = 3$ ) намагниченность приближается к насыщению по закону  $M \sim H^{-1/2}$ .

- Для ферромагнитных пленок Co/Pd с толщиной ферромагнитного слоя сравнимой с размером кристаллита ( $d = 2$ ) в диапазоне от  $H_L$  до  $H_R$  намагниченность приближается к насыщению по закону  $M \sim H^{-1}$ .

- Для ферромагнитных нитей Fe капсулированных в углеродных нанотрубках с внутренним диаметром, сравнимым с размером кристаллита ( $d = 1$ ) в диапазоне от  $H_L$  до  $H_R$  намагниченность приближается к насыщению по закону  $M \sim H^{-3/2}$ .

- Для приближения намагниченности к насыщению порошков ферромагнитных наночастиц Co-Ni, Fe-Ni, Fe<sub>3</sub>C капсулированных в углеродных нанотрубках, наночастиц Co в матрице высокопористого аморфного углеродного материала наблюдается только закон Н.С. Акулова  $M \sim H^{-2}$ .

- Степенные зависимости приближения намагниченности к насыщению в гранулированных магнитных пленках FeCoB-SiO<sub>2</sub> вблизи магнитного порога протекания, а также в нанопористой среде CoPt, указывают на дробную размерность упаковки обменно-связанных зерен.

- Исследование кривых приближения намагниченности к насыщению в наноструктурированных ферромагнитных сплавах позволяет количественно определять размер и константу анизотропии, усредненную в объеме стохастического магнитного домена.

- Коэрцитивная сила и ширина линии ферромагнитного резонанса в наноструктурированных сплавах FeCuNbSiB, FeCoB, Fe-Zr-N прямо коррелируют с константой анизотропии стохастического магнитного домена и обратно коррелируют с размером этого домена.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации опубликованы в 54 работах, опубликованных в изданиях, рекомендуемых ВАК РФ для публикации материалов докторских диссертаций.

### **Апробация работы**

Результаты, включенные в диссертацию, были представлены и обсуждались на: Международной Байкальской научной конференции “Магнитные материалы”, Иркутск (2001, 2003, 2008, 2010, 2012, 2014), Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism", EASTMAG-2001 (Екатеринбург), -2004 (Красноярск), -2007 (Казань), -2010 (Екатеринбург), -2013 (Владивосток), Moscow International Symposium on Magnetism MISM-1999, 2002, 2005, 2008, 2011, 2014 (Москва, МГУ), Международной конференции «Новые магнитные материалы микроэлектроники» - 1998, 2000, 2002, 2004, 2006 (Москва, МГУ), «Новое в магнетизме и магнитных материалах» Москва (2009, 2012), International Symposium on

Metastable, Amorphous and Nanostructural Materials” (ISMANAM-2012) – 2012 (Москва), 58th Magnetism and Magnetic Materials Conference, 2013 (Denver), Russian-French workshop on Nanosciences and Nanotechnologies – 2013 (Новосибирск), II Всероссийской конференции по наноматериалам, IV Международный семинар «Наноструктурные материалы-2007 Беларусь -Россия – 2007 (Новосибирск), XIV международном симпозиуме «Нанофизика и нанoeлектроника» -2010 (Нижний Новгород), 10th APAM Seminar "Nanoscience and technology" -2003 (Новосибирск), семинаре международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур -2010 (Вроцлав).

**Личный вклад автора** Задачи работы сформулированы автором совместно с научным консультантом Р.С. Исхаковым. Магнитные измерения были выполнены либо лично автором, либо при его участии. Автором самостоятельно решены задачи численного эксперимента, представленные в работе. Самостоятельно проведены обработка и анализ структурных и магнитометрических данных. Идеи, представленные в защищаемых положениях, являются результатом дискуссий автора с научным консультантом и коллегами.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, восьми глав, заключения и списка цитируемой литературы. Общий объем составляет 271 страницу, включая 150 рисунков и 16 таблиц. Список цитированной литературы состоит из 326 наименований.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** представлена общая характеристика работы: обоснована актуальность, сформулированы ее цели и задачи, приведены основные результаты, отмечены их новизна, научное и практическое значение, освещена апробация работы.

### **Глава 1. Понимание магнитных свойств нанокристаллических и аморфных ферромагнетиков на базе новых представлений о магнитной микроструктуре индуцированной случайной магнитной анизотропией**

**В первой главе** дается обзор общих представлений и экспериментов, касающихся особенностей магнитной микроструктуры и свойств ферромагнетиков со случайной анизотропией. Далее рассматриваются существующие теоретические подходы к исследованию случайной анизотропии аморфных и нанокристаллических ферромагнетиков из измерений закона приближения намагниченности к насыщению (ЗПН). В конце главы приводится постановка задачи настоящего исследования.

#### **Стохастический магнитный домен.**

Магнитную микроструктуру наноструктурных ферромагнетиков можно представить ансамблем стохастических доменов (размером  $2R_L$ ) для которых справедливо приближение, аналогичное приближению обменно-независимых кристаллитов в поликристаллах (рис.1) [4].

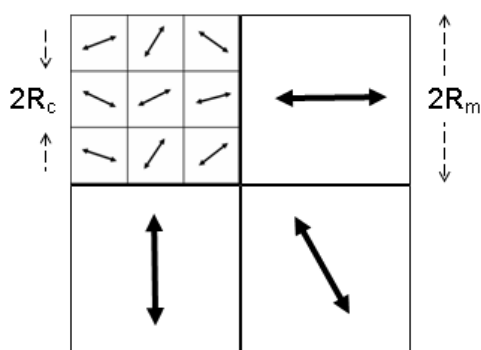


Рис. 1 Неоднородность анизотропии в наноструктурированном ферромагнетике со случайным распределением осей легкого намагничивания. Малые стрелки – оси легкого намагничивания кристаллитов, Большие - оси легкого намагничивания магнитно коррелированных областей.

Это хорошо известное приближение широко использовалось как для расчета таких макроскопических параметров, как коэрцитивная сила, восприимчивость, остаточная намагниченность в области необратимого хода кривой намагничивания (начиная с работы [14]), так и при расчете закона приближения намагниченности к насыщению, используемого для определения из обратимой кривой намагничивания микроскопической анизотропии  $K$  (начиная с работы [10]). В работе [15] впервые показано, что такое описание действительно адекватно наноструктурным ферромагнетикам: была измерена зависимость коэрцитивной силы  $H_c$  от размера зерна -  $H_c \sim R_c^6$ , что эквивалентно оценке макроскопической анизотропии в стохастическом домене как  $K(R_c/R_L)^{3/2}$ , а его размера как  $R_L \sim A^2/K^2R_c^3$ .

Размеры стохастических магнитных доменов в аморфных и нанокристаллических ферромагнетиках могут быть установлены микроскопическими методами, такими как керровская микроскопия [5], лоренцева просвечивающая электронная микроскопия [6], магнитная силовая микроскопия [7]. В магнитной структуре пленок наблюдаются домены



и, при некоторых условиях, так называемая рябь намагниченности – малые периодические вариации направления намагниченности обусловленные вариациями направления оси легкого намагничивания локальной анизотропии зерен. Недостаток микроскопических методик исследования магнитной микроструктуры нанокристаллических ферромагнетиков заключается в невозможности получения с их помощью статистически достоверной информации: 1) магнитная микроструктура анализируется только с поверхности либо с тонкого (до 100 нм) слоя образца, 2) локальные микроскопические методы способны регистрировать случайное распределение намагниченности в пределах микрообласти макроскопического образца, что делает исследование связи магнитных свойств с характерными единицами магнитной микроструктуры затруднительным.

Основным экспериментальным методом изучения корреляций намагниченности в наноструктурных ферромагнетиках является изучение малоуглового рассеяния нейтронов (SANS – small-angle neutron scattering). Этим методом установлено качественное согласие экспериментальных зависимостей  $R_L(D)$  с предсказаниями модели случайной магнитной анизотропии для нанокристаллического Fe, зависимость  $L_m \sim H^{-1/2}$  для аморфных и нанокристаллических сплавов.

В модели случайной магнитной анизотропии выражения для  $R_L$  и  $\langle K \rangle_L$  в зависимости от пространственной размерности  $d$  упаковки системы зерен  $2R_c$  имеют вид:

$$R_L = \frac{(R_c^*)^{4/4-d}}{R_c^{d/4-d}} \quad ; \quad \langle K \rangle_L = K \left( R_c / R_c^* \right)^{\frac{2d}{4-d}}, \quad (1)$$

где критический размер зерна  $2R_c^*$  определяется равенством  $R_c^* = \delta / \sqrt{\varepsilon}$  ( $\delta = \sqrt{A/K}$ ,  $\varepsilon$  - число, меньше единицы  $0.4 < \varepsilon < 0.7$ ). Это означает, что конкретный вид функциональной зависимости  $R_L$  от  $R_c$  в области  $R_c < R_c^*$ , зависит от конфигурации пространственной упаковки зерен в наномгнетиках. Однако, сам характер принципиальных изменений вида функции  $R_m(R_c, H)$  остается неизменным (критический размер зерна, критические поля).

### **Закон приближения намагниченности к насыщению.**

До работы Н.С. Акулова закон приближения намагниченности к насыщению (ЗПН) использовался экспериментаторами для определения намагниченности насыщения путем экстраполяции эмпирического выражения для ЗПН к бесконечным полям [16]. Начиная с работы [10] ЗПН стал основой метода определения магнитной анизотропии в кристаллитах ферромагнитных поликристаллов. Эта работа связала ЗПН с такой характеристикой магнитной микроструктуры, как дисперсия поперечных компонент орта намагниченности. Для поликристаллических материалов, с размером зерна 0,1 мкм и выше, теория Акулова справедлива в виду малости вклада энергии корреляций намагниченности в полную энергию материала в сравнении с вкладом от энергии магнитной анизотропии кристаллитов. Это было подтверждено экспериментом – магнитная анизотропия кристаллитов определенная с помощью ЗПН Акулова для поликристаллических образцов Ni и Fe совпала с константой анизотропии определенной на монокристаллах железа и никеля. Учет диполь-дипольного взаимодействия между кристаллитами выполнен Хольштейном и Примаковым [17], которое, как оказалось, практически не изменяет степенных зависимостей в ЗПН, а приводит лишь к появлению слабоменяющегося от  $1/2$  (при  $H \ll 4\pi M_s$ ) до 1 (при

$H \gg 4\pi M_s$ ) множителя в зависимости дисперсии намагниченности от внешнего магнитного поля. Для размера кристаллитов или других структурных дефектов сопоставимого либо меньше ширины доменной границы необходим учет обменного взаимодействия между структурно-однородными областями. Начиная с работы Брауна [18] последовал ряд работ учитывающих это взаимодействие. В результате конкуренции разупорядочивающего действия дефектов и упорядочивающего влияния обменного взаимодействия в магнетике реализуется ЗПН связанный с размером области корреляций намагниченности зависящим от внешнего магнитного поля  $R_H = (2A/M_s H)^{1/2}$ . Неоднородное состояние намагниченности с магнитными корреляциями такой протяженности оказалось характерным для нанокристаллических магнетиков и получило название «рябь намагниченности» [19]. Затем последовал ряд работ, где учет магнитных корреляций в рамках теории возмущений был использован для сопоставления конкретного функционального вида ЗПН с определенным структурным дефектом [20–25]. В работах Игнатченко и Исхакова, было указано на то, что при интерпретации эксперимента сопоставление конкретного функционального вида ЗПН с определенным структурным дефектом не может считаться достоверным, так как одному и тому же ЗПН могут соответствовать различные дефекты структуры [11,26,27]. Воспользовавшись теорией случайных функций Игнатченко и Исхаков [26,27], а также Чудновский [28,29] показали, что однозначно функциональный вид ЗПН соотносится только с корреляционной функцией, либо со спектральной плотностью неоднородности анизотропии. Этими же авторами было установлено, что для всех ЗПН возникающих в средах с монотонно убывающими корреляционными функциями неоднородности анизотропии, характерно следующее поведение. В ЗПН возникает новое, так называемое обменное корреляционное поле  $H_R = 2A/M_s R_c^2$ , выше которого справедлив ЗПН Акулова, а ниже реализуется степенная зависимость вида  $H^{-n}$ , с показателем, зависящим от размерности неоднородности анизотропии [12]. Таким образом, было показано, что наблюдение смены степенных режимов в ЗПН может быть использовано для определения обменного поля  $H_R$ . Такие измерения  $H_R$ , дополненные независимыми измерениями  $A$  и  $M_s$  были использованы для изучения корреляционных радиусов магнитной анизотропии в ряде аморфных сплавов [11].

## **Глава 2. Экспериментальное исследование закона приближения намагниченности к насыщению как метод характеристики стохастического магнитного домена, наноструктуры и случайной магнитной анизотропии ферромагнитного материала**

При уменьшении магнитного поля до нуля корреляционный радиус намагниченности  $R_H = (2A/M_s H)^{1/2}$ , полученный в рамках теории возмущений для случая больших полей, стремится к бесконечности. В действительности, как показывают микромагнитные расчеты и наблюдения, корреляции намагниченности в нулевом поле локализованы на масштабе соответствующем размеру стохастического магнитного домена. Объединение этих сведений с зависимостью размера стохастического магнитного домена от размера кристаллита, приводит к поведению корреляционного радиуса намагниченности, показанному на рис.2. На этом рисунке видно, что на плоскости  $(R_c, H)$  реализуется область определяемая неравенствами  $(R_c < R_c^*$  и  $H_L < H < H_R)$  с принципиально новым поведением корреляций

намагниченности. Так как  $R_c^*$  в ферромагнитных материалах не превышает нескольких десятков нанометров, можно говорить о том, что в этой области параметров ( $R_c < R_c^*$  и  $H_L < H < H_R$ ), реализуется особая магнитная микроструктура, специфичная для наноструктурированных ферромагнетиков.

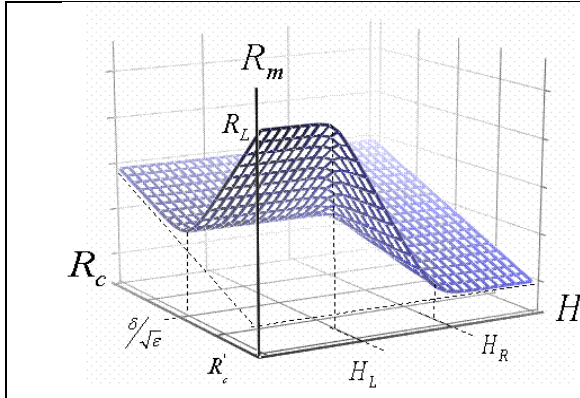


Рис.2 Зависимость корреляционного радиуса  $R_m$  намагниченности, от корреляционного радиуса локальной магнитной анизотропии  $R_c$  и величины внешнего магнитного поля  $H$ . По всем осям использован логарифмический масштаб.

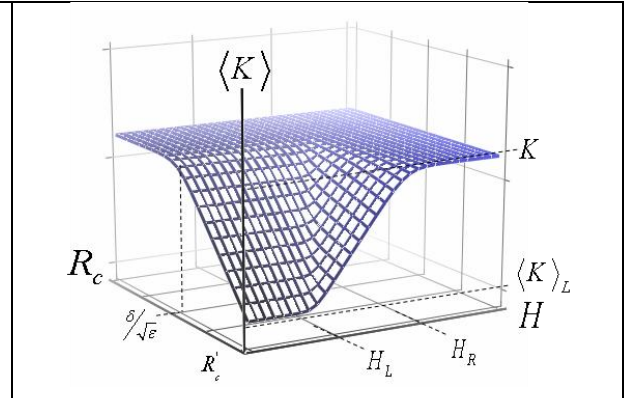


рис.3 Зависимость средней константы анизотропии в пределах магнитного корреляционного объема  $\langle K \rangle$ , от корреляционного радиуса локальной магнитной анизотропии  $R_c$  и величины внешнего магнитного поля  $H$ . По всем осям использован логарифмический масштаб.

Важным для дальнейшего является, то, что стохастический магнитный домен в наноструктурированном магнетике охватывает большое число кристаллитов (зерен)  $N$  со случайно ориентированной осью легкого намагничивания. Средняя анизотропия в пределах магнитного корреляционного объема оценивается как  $\langle K \rangle = K/N^{1/2}$ , где  $N$  – число зерен попавших в этот корреляционный объем. Число  $N$  в свою очередь легко оценить как  $N = (R_m/R_c)^d$ , где  $R_m$  – корреляционный радиус намагниченности, а  $d$  – размерность магнитного корреляционного объема. Используя эти оценки и данные рис.2 для зависимости  $R_m(R_c, H)$  можно построить зависимость средней анизотропии магнитного корреляционного объема от размера зерна и внешнего магнитного поля  $\langle K \rangle(R_c, H)$  (рис.3). На рисунке 3, также как и на рис.2 выделена область параметров ( $R_c < R_c^*$  и  $H_L < H < H_R$ ), определяющая физику кривой намагничивания специфичную для наноструктурированных ферромагнетиков, описываемую для малых полей формулами (1).

Поворот намагниченности к направлению внешнего магнитного поля в соседних магнитных корреляционных объемах можно считать статистически независимым. В этом случае, дисперсию поперечных компонент орта намагниченности определяющую ЗПН (см. (2)) можно оценить как  $d_m = (a\langle K \rangle(R_c, H)/M_s H)^2$ . Результат получившейся оценки для больших полей (ЗПН) представлен на рис.4. Отметим, что рис.4 содержит точные аналитические результаты, полученные в рамках теории возмущений, а также предсказывает появление новой степенной зависимости в ЗПН связанной с формированием в магнитной микроструктуре стохастического магнитного домена. Эта новая зависимость реализуется в полях ниже характерного поля  $H_L = 2A/M_s R_L^2$ , непосредственно связанного с размером стохастического магнитного домена. Ниже  $H_L$  реализуется новый участок в ЗПН, демон-

стрирующий закон подобный ЗПН Акулова и позволяющий определить магнитную анизотропию стохастического магнитного домена.

Результаты экспериментального исследования зависимости дисперсии намагниченности от внешнего поля показывают, что такая зависимость действительно реализуется в нанокристаллических ферромагнитных сплавах (рис.9-11, 13). Рисунок 4 иллюстрирует возможности метода экспериментального определения как локальной магнитной анизотропии (размер зерна и константа магнитной анизотропии зерна), так и метод определения важных параметров магнитной анизотропии стохастического магнитного домена (размер домена и средней константы магнитной анизотропии этого домена).

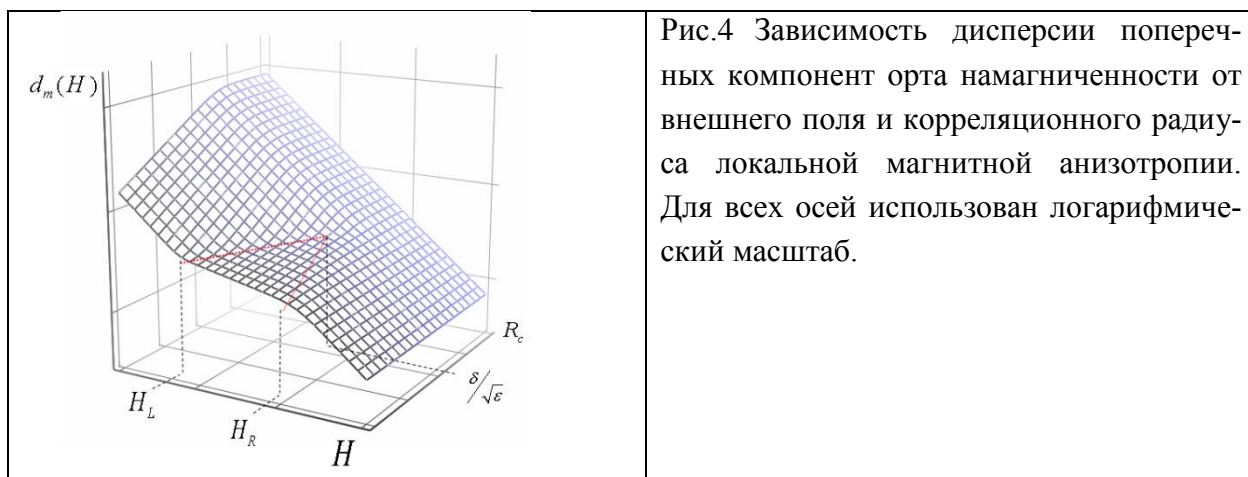


Рис.4 Зависимость дисперсии поперечных компонент орта намагниченности от внешнего поля и корреляционного радиуса локальной магнитной анизотропии. Для всех осей использован логарифмический масштаб.

Демонстрация достоверности определяемых параметров стохастического магнитного домена дана в описании к главам 4-6. Выражения для степенных режимов ЗПН в диапазонах полей определяемых рис.4 выглядят следующим образом. В ферромагнетиках, с флуктуациями направления намагниченности относительно направления внешнего поля, закон приближения намагниченности к насыщению записывается в виде:

$$\langle M_z \rangle / M_s \approx 1 - d_m(H), \quad (2)$$

где  $d_m$  - нормированная математическая дисперсия поперечных компонент орта намагниченности.

$$d_m(H) = \begin{cases} \frac{aH_a^2}{H^2} \cdot \frac{H_L^{d/2}}{H_R^{d/2}} = \frac{a\langle H_a \rangle_L^2}{H^2}, & a\langle H_a \rangle_L < H < H_L, \\ \frac{aH_a^2}{H_R^{d/2}} \cdot \frac{1}{H^{(4-d)/2}} = \frac{a\langle H_a \rangle_L^2}{H_L^{d/2}} \frac{1}{H^{(4-d)/2}}, & H_L < H < H_R, \\ \frac{aH_a^2}{H^2}, & H_R < H. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь  $a^2$  - симметричный коэффициент, имеющий значение  $1/15$  для одноосной анизотропии,  $2/105$  для трехосной,  $H_a = 2K/M_s$  - поле локальной магнитной анизотропии,  $\langle H_a \rangle_L$  - поле магнитной анизотропии в стохастическом магнитном домене.

Метод, основанный на анализе кривых приближения намагниченности к насыщению, в рамках выражений (3) и рис.4 может быть использован для определения таких характеристик материала как: размер и величина магнитной анизотропии основного элемента наноструктуры (кристаллита, зерна, кластера, наночастицы), размер и величина магнитной анизотропии основного элемента магнитной микроструктуры (стохастического магнитного домена), а также позволяет установить размерность упаковки наночастиц в материале (или топологию межзеренных обменных связей).

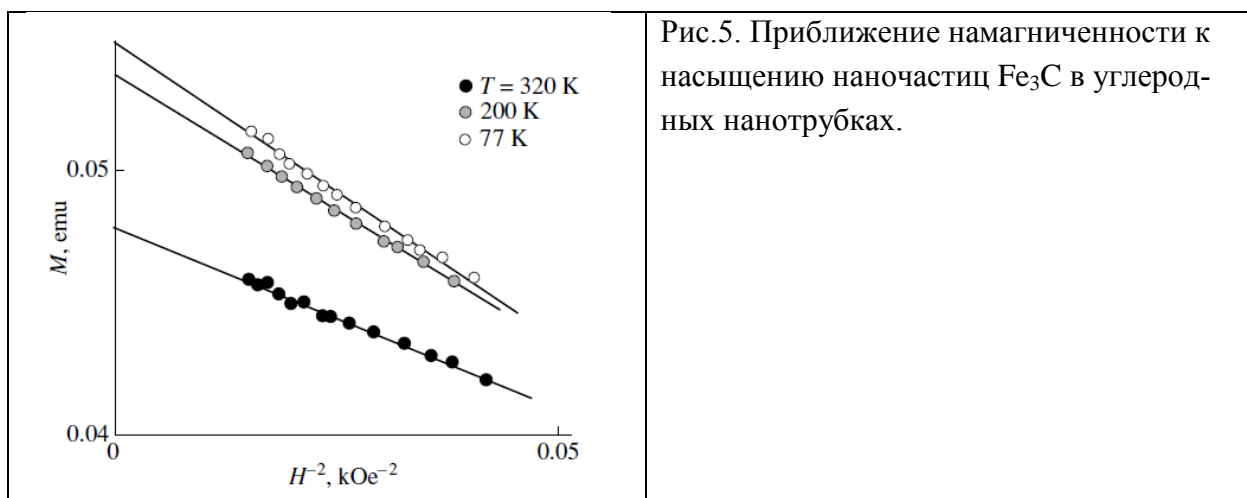
### **Глава 3. Порошки ферромагнитных наночастиц как система однодоменных зерен со случайной магнитной анизотропией**

В качестве примера систем со случайно ориентированной осью легкого намагничивания и отсутствием обменного взаимодействия между частицами в данной главе рассматриваются порошки ферромагнитных наночастиц. Независимое намагничивание частиц порошка, а также случайное расположение осей легкого намагничивания частиц достигается в случае, если частицы разделены друг от друга достаточно толстой прослойкой немагнитной фазы. Это условие трудно реализуемо на практике. Например, в гранулированных нанокompозитах ниже порога протекания магнитные гранулы могут собираться в кластеры и, таким образом, подвергаться значительному диполь-дипольному взаимодействию. В первых 3-х разделах главы описаны ферромагнитные наночастицы внутри углеродных нанотрубок. Частицы в этом случае отделены друг от друга расстояниями не менее толщины стенки многослойной углеродной трубки (порядка диаметра частицы). В действительности, неоднородно распределенные в пространстве нанотрубки, еще больше отталкивают частицы друг от друга, приводя к объемным долям магнитных частиц менее 1%. Такое разделение частиц позволяет при рассмотрении этих систем пренебрегать как обменным, так и дипольным взаимодействием.

Магнитометрическое исследование порошка предполагает размещение частиц в измерительной капсуле, так, чтобы они не двигались в процессе измерения. Для этого порошок фиксируют в вязкой немагнитной среде. В качестве такой среды использовался парафин сигнал, которого измерялся отдельно и в дальнейшем вычитался из полного сигнала системы «изучаемый порошок + парафин». Кривые намагничивания образцов разной формы, зафиксированных в парафине, совпадают. Это означает, что вклад диполь – дипольных взаимодействий частиц в кривую намагничивания здесь несущественен.

Экспериментальные данные по приближению намагниченности к насыщению здесь демонстрируют соответствие закону Н.С. Акулова  $M \sim H^{-2}$  (см., например, рис. 5 для наночастиц  $Fe_3C$ ). Исходно Акулов выводил закон приближения намагниченности к насыщению для поликристаллических ферромагнитных материалов. В результате этот закон традиционно применяют к исследованию локальной магнитной анизотропии поликристаллов с размерами зерен выше 0,1 мкм, где пренебрежение взаимодействием между кристаллитами оправдано. Здесь отметим, что порошок изолированных наночастиц, удовлетворяет

тем же исходным предположениям и его кривая приближения намагниченности к насыщению может использоваться для определения константы анизотропии индивидуальной наночастицы. Частицы, намагниченность которых приближается к насыщению в соответствии с законом  $M \sim H^{-2}$ , должны удовлетворять по размеру следующим условиям. Размер частиц должен превышать критический размер суперпарамагнетизма. В тоже время, намагничивание частицы должно происходить путем однородного вращения намагниченности, для этого размер частицы ( $D$ ) не должен превышать критический размер однодоменности. Для исследованных в работе частиц Co-Ni, Fe-Ni, Fe<sub>3</sub>C внутри нанотрубок данные по приближению намагниченности к насыщению которых приведены на рис.5, а также в главе 3 диссертации эти условия удовлетворительно соблюдаются. В результате приближение намагниченности к насыщению следует закону  $M \sim H^{-2}$ .



Приближение намагниченности к насыщению в порошках, частицы которых не изолированы друг от друга, в некоторых случаях также может описываться законом  $M \sim H^{-2}$ , если энергия магнитной анизотропии индивидуальной частицы значительно превосходит энергию дипольного взаимодействия частиц  $E_{dd}$ . Максимально возможная плотность энергии  $E_{dd}$  может быть оценена как  $2\pi M_s^2$ . Поэтому вышеуказанное условие применимости закона  $M \sim H^{-2}$  справедливо для таких материалов как, например, порошок наночастиц CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> ( $2\pi M_s^2 = 0,3 \cdot 10^7$  эрг/см<sup>3</sup>,  $K = 1,4 \cdot 10^7$  эрг/см<sup>3</sup>), наночастиц упорядоченного твердого раствора CoPt ( $2\pi M_s^2 = 0,7 \cdot 10^7$  эрг/см<sup>3</sup>,  $K = 4,7 \cdot 10^7$  эрг/см<sup>3</sup>). В результате закон Акулова наблюдается в порошках, состоящих из частиц данных материалов.

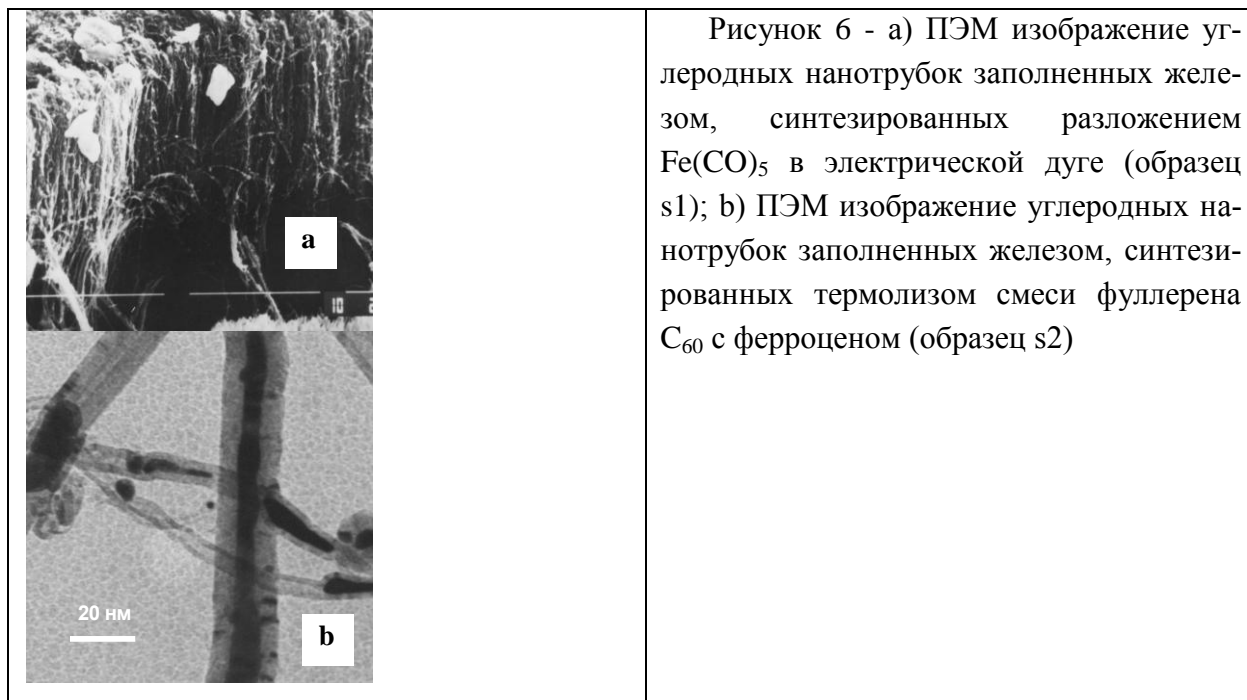
Выполнение закона Акулова в эксперименте может соблюдаться и при значительном диполь-дипольном взаимодействии частиц. Например, в исследованных образцах наночастиц Co в матрице высокопористого углерода наблюдение ЗПН Акулова мы связали с формированием цепочек частиц Co с намагниченностью близкой к 1400 Гс. В этом случае локальная магнитная анизотропия, определенная из ЗПН характеризует не индивидуальную наночастицу, а анизотропию формы конгломерата частиц. В случае цепочки частиц Co с намагниченностью 1400 Гс поле локальной магнитной анизотропии  $H_a = 2\pi M_s = 10$  кЭ, что близко к экспериментально установленным значениям  $H_a = (9 \pm 1)$  кЭ.

#### Глава 4. Магнитные нанонити как одномерная система обменно-связанных зерен со случайной магнитной анизотропией

В качестве примера систем со случайно ориентированной осью легкого намагничивания и корреляциями намагниченности протяженными только в одном измерении в данной главе рассматриваются ферромагнитные нанонити размещенные внутри углеродных нанотрубок.

Синтез углеродных нанотрубок содержащих наночастицы и нанонити Fe-C, а также наночастицы Co-Ni, Fe-Ni, изученные в 3-й главе, проводился в лаборатории физикохимии наноматериалов института неорганической химии СО РАН методами разложения  $\text{Fe}(\text{CO})_5$  в электрической дуге (s1) и методом разложения химических паров в присутствии катализатора (s2) (catalitical chemical vapor deposition - CCVD).

На микрофотографиях нанотрубок, полученных методом просвечивающей электронной микроскопии (рис.6), видно, что внутренние полости нанотрубок частично заполнены железом (темные области на микрофотографиях нанотрубок соответствуют частицам Fe, полупрозрачные - графитовым стенкам). Весовая доля Fe в данных нанокомпозитах (оцененная по намагниченности насыщения) составляет: в образце s1 ~ 50÷60%; в образце s2 ~ 15÷25%. Нанотрубки характеризуются средним внутренним диаметром ~ 10 нм, длиной от 1 до 10 мкм. Соотношение диаметр/длина включений железа внутри нанотрубок варьируется в пределах от 1/3 до 1/40. Материал, формирующий нанонити внутри нанотрубок, согласно данным мессбауэровской спектроскопии и рентгеновской дифракции [30] представляет собой частицы  $\alpha\text{-Fe}$  и  $\text{Fe}_3\text{C}$ .



Картина порошковой рентгеновской дифракции дает ряд ответов на вопросы о применимости обсуждаемых теоретических выражений (2), полученных в рамках модели случайной магнитной анизотропии к интерпретации кривых намагничивания в области приближения намагниченности к насыщению. Оценка размера кристаллита по ширине дифракционного пика, выполненная с помощью формулы Шеррера, дает величину ~10 нм. Предполагая, что размер кристаллита это удвоенный корреляционный радиус имеем оценку

$R_c \sim 5$  нм. Для железа параметр  $\delta = (A/K)^{1/2}$  приблизительно равен 20 нм [31]. Таким образом, условие  $R_c/\delta < 1$ , необходимое для реализации ряби намагниченности, а значит и используемых выражений для ЗПН (2), в данном случае соблюдается. Другой важный тест, это проверка случайности в распределении осей легкого намагничивания кристаллитов в пределах одной нанонити. Для полностью случайной ориентировки кристаллитов, интенсивности пиков на картине порошковой рентгеновской дифракции должны удовлетворять вполне определенным числовым соотношениям. Отклонения от этих отношений являются указанием на наличие текстуры в системе кристаллитов. Хорошее соответствие величин относительных интенсивностей рентгеновских отражений с соответствующими величинами из базы данных по порошковой рентгеновской дифракции в нашем случае указывает на то, что в измеряемом образце кристаллиты ориентированы случайным образом. Поскольку дальнейшие магнитометрические измерения проводились как на упорядоченных массивах нанотрубок, так и на порошковых образцах, была также выполнена проверка предположения, о том, что кристаллографическая ориентация кристаллита внутри углеродной нанотрубки не согласована с направлением оси этой нанотрубки. На образце нанотрубок выращенных методом CVD и не отделенных от подложки (т.е. на массиве ориентированных нанотрубок заполненных магнитными частицами), были измерены спектры рентгеновской дифракции без и в присутствии магнитного поля. Поле прикладывалось перпендикулярно поверхности подложки и приводило к более совершенной ориентации осей углеродных трубок вдоль направления магнитного поля. Сопоставление полученных картин дифракции не выявило существенных различий в относительной интенсивности пиков рентгеновской дифракции, и т.о. показало, что ориентировка нанотрубок содержащих частицы железа не приводит к наведению текстуры в системе кристаллитов. Таким образом, подтверждается предположение о случайной ориентации системы кристаллитов железа внутри индивидуальной углеродной нанотрубки.



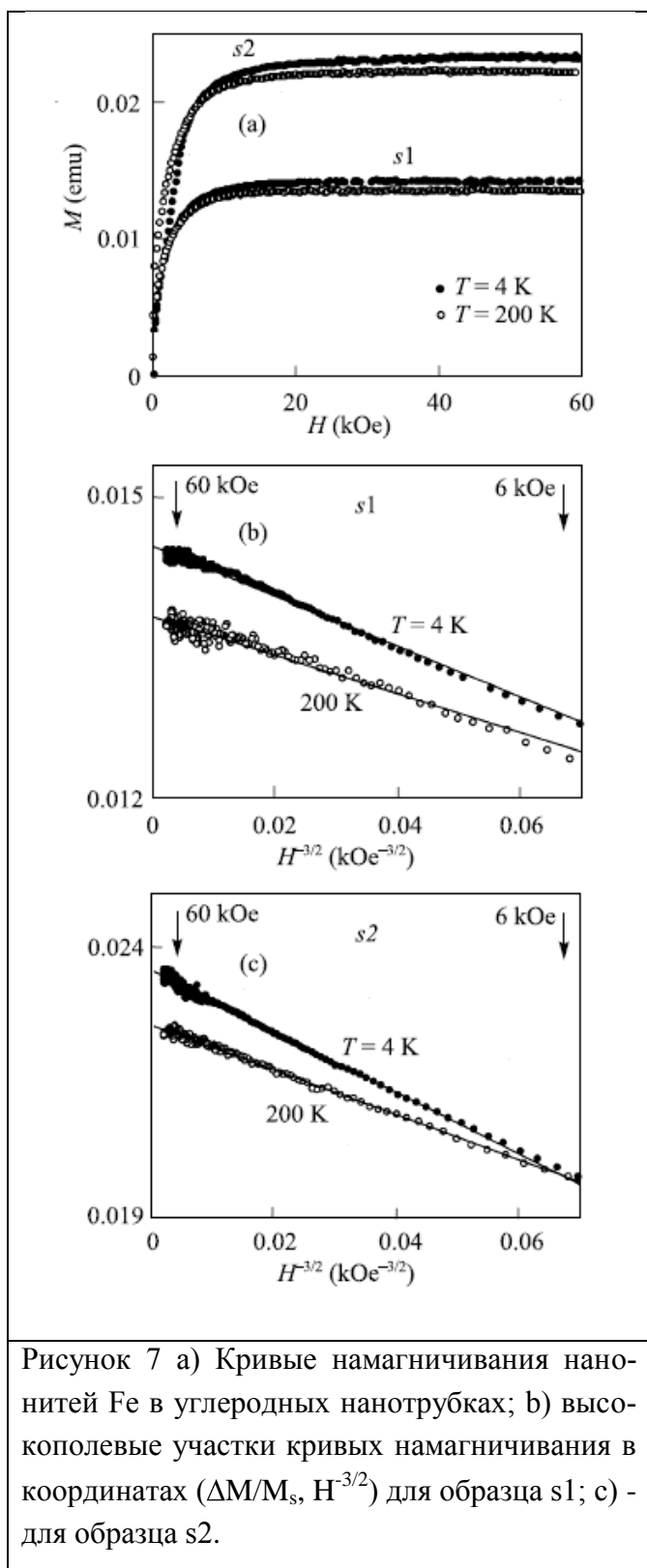


Рисунок 7 а) Кривые намагничивания нанонитей Fe в углеродных нанотрубках; б) высокополевые участки кривых намагничивания в координатах  $(\Delta M/M_s, H^{-3/2})$  для образца s1; в) для образца s2.

скопической магнитной анизотропией, ось легкого намагничивания которой ориентирована перпендикулярно подложке. Однако кривые  $M(H)$  показывают слабо выраженную анизотропию (с ориентированной перпендикулярно плоскости пленки осью легкого намагничивания) в исследуемых наноконкомпозитах (рис.8а). Как оказалось, причиной данного результата выступила неидеальность текстуры в системе магнитных нитей, а также их механическая нежесткость. Для усиления текстуры и придания жесткости конгломерату на-

На рисунке 7 приведены измеренные кривые намагничивания исследуемых нанонитей Fe как в виде стандартных изотерм  $M(H)$ , так и перестроенные в координатах  $(\Delta M/M_s, H^{-3/2})$ . Прямолинейные участки в этих координатах на высокополевых кривых намагничивания нанонитей Fe и при температуре жидкого гелия и при  $T=200\text{K}$ , указывают на выполнение здесь зависимости  $\Delta M/M_s \sim H^{-3/2}$  в диапазоне полей вплоть до 60 кЭ. Результаты, представленные на рисунке 7, описываются формулой (2) для случая  $H_L < H < H_R$  и  $d = 1$ . Это свидетельствует, что показатель степенной зависимости кривых приближения намагниченности к насыщению не зависит от температуры, технологии синтеза данного ферромагнитного материала, а определяется только размерностью упаковки  $d$  обменно-связанных зерен. В нашем случае эта размерность равна единице.

Отметим, что на экспериментальных кривых намагничивания нанонитей Fe, мы впервые обнаружили степенную зависимость  $\Delta M/M_s \sim H^{-3/2}$ , соответствующую одномерной цепочке обменно-связанных ферромагнитных зерен.

Степенной характер приближения намагниченности к насыщению  $\Delta M/M_s \sim H^{-3/2}$  наблюдался как на порошках нанотрубок отделенных от подложки, так и на ориентированных массивах нанотрубок заполненных железом. Пленки ориентированных углеродных нанотрубок, характеризуются макро-

нотрубок мы зафиксировали ориентацию нанотрубок заполненных железом, помещая пленку в магнитное поле, ориентированное перпендикулярно ее плоскости и заливая образец парафином. В результате были получены образцы с хорошо выраженной макроскопической магнитной анизотропией, ось легкого намагничивания которой ориентирована перпендикулярно плоскости пленки (рис.8б).

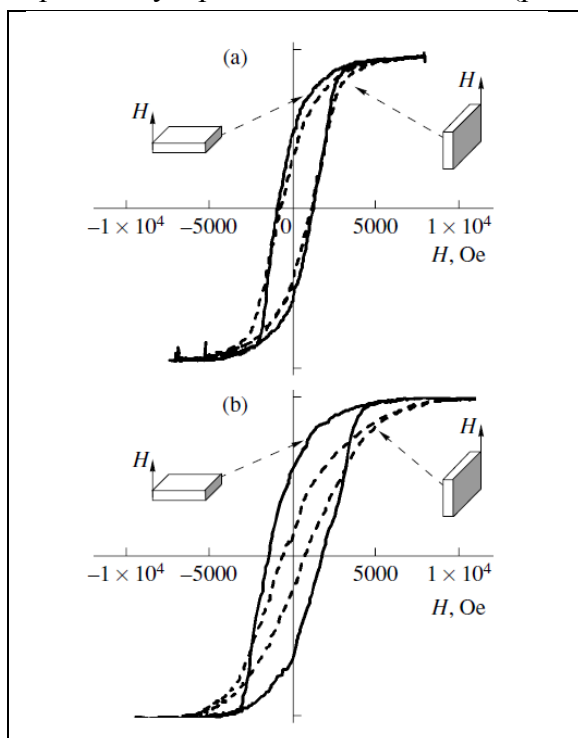


Рис.8. Кривые намагничивания пленки ориентированных углеродных нанотрубок: а) исходная пленка; б) пленка, зафиксированная в поле 3 кЭ.

Козрцитивная сила исследуемых частиц достигает 2000Э при температуре 4,2К и лишь незначительно снижается (1800Э) при увеличении температуры до 300К. Последнее указывает на то, что, несмотря на малые поперечные размеры нанотрубок, температура блокировки (температура перехода ферромагнетик - суперпарамагнетик) заключенных в них частиц Fe значительно превышает комнатную температуру. Простейшую оценку температуры блокировки дает формула  $T_B \sim V \cdot K / k_B$ , где  $V \sim d^2 \cdot l$  – средний объем наночастиц ( $d$  – средний диаметр нитевидных частиц,  $l$  – средняя длина),  $K$  – средняя константа локальной магнитной анизотропии. В нашем случае увеличение  $T_B$  обусловлено значительной величиной  $V$ , достигаемой за счет большого аспектного отношения наночастиц Fe ( $l \gg d$ ).

Специфика магнитных свойств таких ферромагнитных нанонитей в основном определяется магнитной микроструктурой, которая

здесь может быть описана как ансамбль одномерных стохастических магнитных доменов. Увеличенные значения  $H_c$  в нанонитях по сравнению с коэрцитивной силой ферромагнитных пленок и массивных материалов, могут быть объяснены с помощью выражения  $\langle K \rangle = K/N^{1/2} = K(R_c/R_L)^{d/2}$ , где  $2 R_L$  - размер стохастического магнитного домена,  $N$  – число наночастиц размещающихся в пределах одного домена. Для наноструктурированных магнетиков, в согласии с обсуждениями, данными в главах 1 и 2, специфично неравенство  $x=R_c/R_L < 1$ . Возведение этого отношения  $x$  в степень  $d/2$ , при прочих равных условиях, дает наибольший результат при  $d = 1$  (по сравнению с  $d = 3$  и  $d = 2$ ). Последнее означает, что в одномерных обменно-связанных системах ферромагнитных наночастиц эффективная анизотропия стохастического магнитного домена (а, следовательно, и коэрцитивная сила) будет большей, чем в 2-х и 3-х мерных аналогах.

## Глава 5. Тонкие нанокристаллические магнитные пленки как двумерная система обменно-связанных зерен со случайной магнитной анизотропией

В качестве примера систем со случайно ориентированной осью легкого намагничивания и корреляциями намагниченности протяженными только в двух измерениях в данной главе рассматриваются ультратонкие нанокристаллические пленки Co-P полученные химическим осаждением на стеклянные подложки. Размер кристаллитов в нанокристаллических пленках  $\text{Co}_{93}\text{P}_7$  с ГЦК структурой, оцененный по ширине линии рентгеновской дифракции составляет 10 нм при толщине пленок выше 10 нм, в пленках меньшей толщины, размер кристаллита оказывается близок к толщине пленки. В этом случае обменные связи между зернами естественно осуществляются только в двух измерениях. Параметр  $\delta$  для такой пленки составляет  $20 \div 30$  нм. Таким образом, условие  $R_c/\delta < 1$ , необходимое для реализации ряби намагниченности, а значит и используемых выражений для ЗПН (3), в данном случае соблюдается. Случайность в ориентации кристаллитов, здесь связана с использованием стеклянной подложки с аморфной структурой. Материал в тонкопленочном состоянии удобен для исследования магнитных свойств. Ориентировка внешнего магнитного поля в плоскости пленки приводит к практически нулевым размагничивающим полям, таким образом при измерении  $M(H)$  внешнее и внутреннее поля  $H$  совпадают.

На рис.9 приведен обратимый участок кривой намагничивания пленки нанокристаллического сплава  $\text{Co}_{93}\text{P}_7$  толщиной 10 нм. На этом рисунке видны: низкополевая зависимость  $\Delta M \sim H^{-2}$ , уверенно идентифицируемая в области полей  $0,2 \div 2$  кЭ зависимость  $\Delta M \sim H^{-3/4}$ , статистически достоверная в области от 2 до 6 кЭ зависимость  $\Delta M \sim H^{-1}$  и сильный шум сигнала (обусловленный тем, что дисперсия намагниченности здесь становится сравнима с точностью измерения самой намагниченности) в полях больших 10кЭ. Размеры зерен нанокристаллического сплава  $\text{Co}_{93}\text{P}_7$  порядка толщины пленки – следовательно, в этой пленке реализуется двумерная система ферромагнитно-связанных зерен ( $d=2$ ). Согласно выражениям (2) здесь должен наблюдаться низкополевой кроссовер  $M(H)$  (переход от  $\Delta M \sim H^{-2}$  к  $\Delta M \sim H^{-1}$ ). На нашей же экспериментальной зависимости наблюдается переход от  $\Delta M \sim H^{-2}$  к  $\Delta M \sim H^{-3/4}$  и лишь затем к  $\Delta M \sim H^{-1}$ . Дело в том, что величина среднеквадратичного отклонения намагниченности  $d_m^{1/2}$  должна определяться здесь из условия минимума полной энергии, включающей магнитодипольное взаимодействие (для случая тонких пленок этот вклад существенен). Теоретический анализ данной ситуации был проделан в работах [19,32]. Приведем выражение для  $d_m$  из работы [32] в наших обозначениях:

$$d_m(H) = \frac{1}{2} \frac{(aH_a)^2}{M_s^{1/2} H_R^{3/4}} \cdot \frac{1}{H^{3/4}} \equiv \frac{1}{2} \frac{(a\langle H_a \rangle_L)^2}{M_s^{1/2} H_L H_R^{-1/4}} \cdot \frac{1}{H^{3/4}}. \quad (4)$$

Анализ литературы показал, что участок  $\Delta M \sim H^{-3/4}$  на экспериментальной кривой рис.9 – это первая экспериментальная демонстрация справедливости теоретической зависимости (4). Пересечение асимптот  $H^{-3/4}$  и  $H^{-1}$  с прямой  $H^{-2}$  дает два значения величины характерного поля:  $H_{L1} \approx 140$  Э,  $H_{L2} \approx 70$  Э. Это косвенно указывает на модификацию формы стохастического домена в этой тонкой пленке из-за магнитостатики (диск с круговым основанием, существующий при полях  $H < H_{L2}$ , трансформируется в диск с эллипсоидальным основанием).

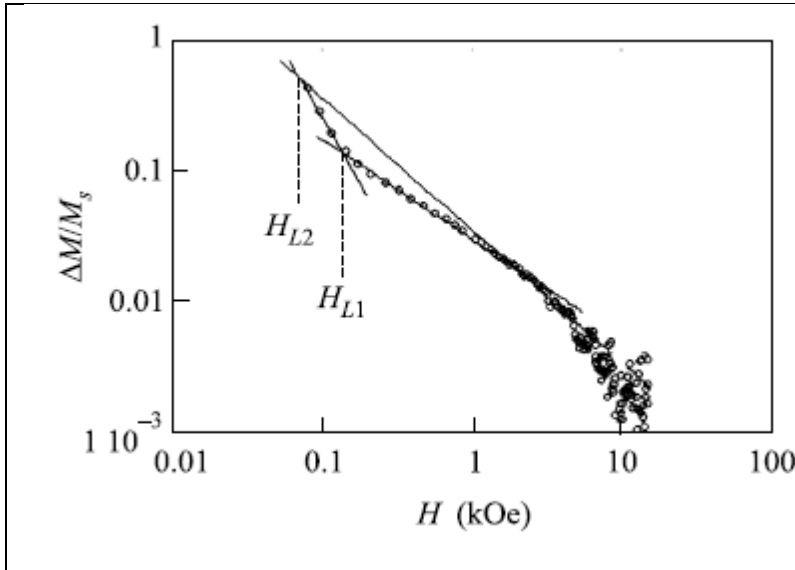


Рис.9 Зависимость дисперсии намагниченности  $\Delta M/M_s$  пленки  $\text{Co}_{93}\text{P}_7$  (толщина 10 нм).

На рис.10 приведены обратимые участки кривых намагничивания  $M(H)$  двух мультислойных пленок  $[\text{Co}_{93}\text{P}_7(x)/\text{Pd}(14\text{\AA})]_{20}$  с толщинами индивидуального слоя нанокристаллического Co 8 нм и 5.5 нм соответственно. (Отметим, что общая толщина ферромагнитного слоя здесь составляла 160 нм и 110 нм, поэтому величина полезного сигнала была увеличена более чем на порядок по сравнению с ультратонкой пленкой). В интервале полей от  $1 \div 1,5$  кЭ до 20 кЭ для этих образцов выполнялась зависимость  $\Delta M \sim H^{-1}$ , что указывало на двухмерность системы ферромагнитно связанных зерен. В области низких полей наблюдается зависимость  $\Delta M \sim H^{-2}$ , которая с ростом поля  $H$ , трансформируется в участок кривой  $M(H)$ , не описываемой степенной функцией. Последнее объясняется, на наш взгляд, более сложной магнитостатикой, чем в однослойной тонкой пленке, что обусловлено магнитодипольным взаимодействием намагниченностей индивидуальных ферромагнитных слоев. Принимая за величины характерных полей  $H_L$  значения  $H$ , при которых экспериментальные точки начинают сходиться с низкополевой зависимости  $\Delta M \sim H^{-2}$ , мы видим, что при уменьшении толщины слоя (величины  $R_c$ ) величина  $H_L$  уменьшается (соответственно, величина  $R_L$  увеличивается), что согласуется с основными формулами модели случайной магнитной анизотропии, обсуждаемыми в главах 1 и 2.

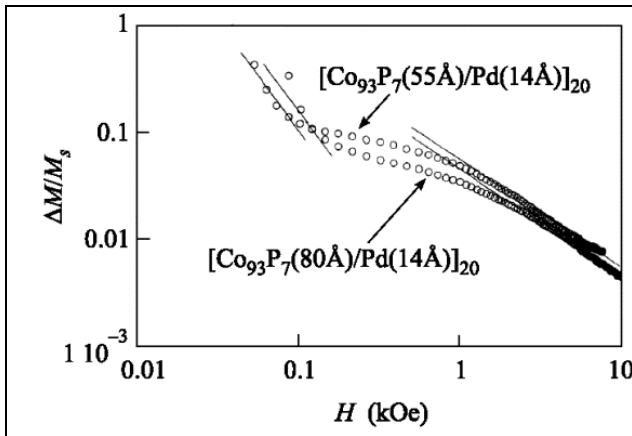


Рис.10 Зависимость дисперсии намагниченности  $\Delta M/M_s$  мультислойных пленок  $[\text{Co}_{93}\text{P}_7(x)/\text{Pd}(1.4 \text{ нм})]_{20}$  с толщинами индивидуального слоя нанокристаллического Co 8 нм и 5.5 нм от внешнего поля;  $T=4 \text{ К}$ .

Также физически разумно наблюдаемое здесь уменьшение поля анизотропии стохастического магнитного домена  $\langle H_a \rangle_L$  при увеличении его размера. Таким образом, стохастические домены формируются и в индивидуальных ферромагнитных слоях мультислойных

пленок. Использование ЗПН при характеристике тонких пленок, позволяет определять как размерность магнитных корреляционных объемов, так и характеристики низкополевой области магнитной корреляции ( $H_L$ ,  $\langle H_a \rangle_L$ ,  $R_L$ ).

## Глава 6. Нанокристаллические магнитные сплавы как материалы с трехмерной системой обменно-связанных зерен либо с трехмерными неоднородностями магнитной анизотропии

В случае трехмерной упаковки зерен в области полей от  $H_L$  до  $H_R$  согласно (3) должна выполняться зависимость  $M \sim H^{-1/2}$ . Величины же анизотропии и размера стохастического магнитного домена будут определяться формулами (1). Подходящими образцами для исследования ЗПН материалов с трехмерной системой обменно-связанных зерен либо с трехмерными неоднородностями магнитной анизотропии являются ленты и покрытия аморфных и нанокристаллических сплавов. Выбор такой формы образца, позволяет не принимать во внимание размагничивающее поле и т.о. изучать магнитные свойства материала вне связи с морфологией образца. Для этого при исследовании внешнее поле прикладывается параллельно плоскости ленты, фольги либо покрытия. В этом случае размагничивающее поле внутри образца на несколько порядков ниже полей используемых для измерения кривой приближения намагниченности к насыщению.

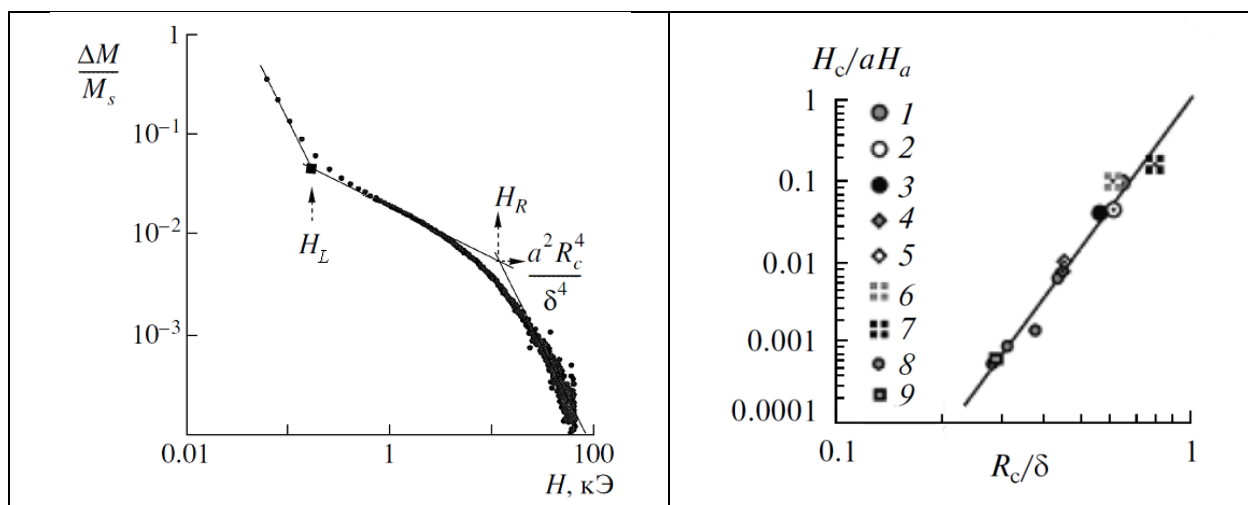


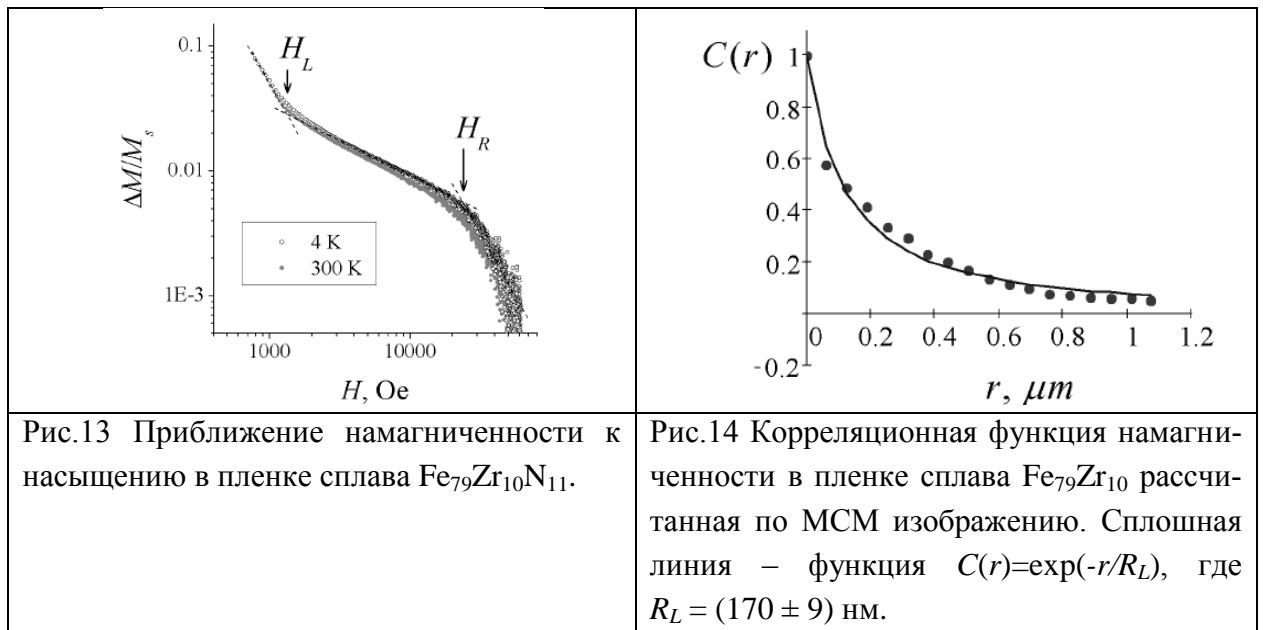
Рисунок 11. Зависимость дисперсии намагниченности  $\Delta M/M_s$  ленты нанокристаллического сплава  $Fe_{73}Si_{16}B_7Nb_3Cu_1$  (Vitroperm);  $T = 4,2$  К.

Рисунок 12. Зависимость  $H_c/aH_a$  от величины  $R_c/\delta$  для наноструктурированных ферромагнитных сплавов (1 - компактированное нанокристаллическое (НК) Fe, 2 - компактированное НК Fe; 3 - аморфный (Ам) сплав  $Fe_{74}Dy_6B_{20}$ ; 4 - покрытие Ам сплава  $Co_{90}P_{10}$ ; 5 - пленка НК сплава Fe(C) (исходн.); 6 - тоже ( $T_{отж.} = 200^{\circ}C$ ); 7 - тоже ( $T_{отж.} = 400^{\circ}C$ ); 8 - пленки НК сплава NiFe(P); 9- лента НК сплава  $Fe_{73}Si_{16}B_7Nb_3Cu_1$  (Vitroperm)).

Если для малости размагничивающего поля толщина ленты либо покрытия должна быть много меньше планарных размеров образца, то для реализации трехмерной нанострукту-

ры необходимо чтобы толщина значительно превышала размер кристаллита, либо зерна. Для того, чтобы удовлетворить такому условию, были исследованы ленты и покрытия нанокристаллических и аморфных сплавов с размерами зерна 1 - 20 нм и толщинами от 200 нм до 30 мкм. Кривые намагничивания таких образцов представлены в главах 3 и 6, для сплавов Co-P,  $Fe_{73}Si_{16}B_7Nb_3Cu_1$ ,  $Fe_{79}Zr_{10}N_{11}$ .

Кривые приближения намагниченности к насыщению для указанных сплавов демонстрируют выполнение степенной зависимости  $M \sim H^{-1/2}$  в диапазоне полей от  $H_L$  до  $H_R$  (см. рис. 11, 13), что соответствует выражениям (3) для случая  $H_L < H < H_R$  и  $d = 3$ . Кроме того, на рис. 11, 13 виден переход к зависимости  $M \sim H^{-2}$  в полях  $H < H_L$ , связанный с формированием в магнитной микроструктуре стохастических магнитных доменов.



Определенные с помощью графиков, представленных на рис.11, 13 поля  $H_L$  и  $H_R$  могут быть использованы для оценки размера стохастического магнитного домена и размера зерна. В сплаве  $Fe_{73}Si_{16}B_7Nb_3Cu_1$  определенные таким образом размеры хорошо согласуются с величинами характерных размеров определенных в данном сплаве методом рассеяния нейтронов на малые углы [33]. В пленке  $Fe_{79}Zr_{10}N_{11}$  характерный размер стохастического домена определенный по изображению неоднородной магнитной структуры измеренной с помощью магнитного силового микроскопа (рис.14) и размер кристаллита составили  $R_L = (170 \pm 9)$  нм и  $2R_c = (5 \pm 2)$  нм. Размеры, определенные из характерных полей на кривой приближения намагниченности к насыщению (рис.13) в пленке  $Fe_{79}Zr_{10}N_{11}$ , составляют  $R_L = (130 \pm 40)$  нм и  $R_c = (2.2 \pm 0.1)$  нм. Хорошее согласие характерных размеров наноструктуры и магнитной структуры определенных методом ЗПН с размерами оцененными другими методами свидетельствует в пользу достоверности оценок характерных размеров сделанных спомощью ЗПН.

О достоверности величин параметров случайной магнитной анизотропии определенных для нанокристаллических сплавов предложенным методом, можно судить, сравнивая полученные параметры с предсказаниями модели случайной магнитной анизотропии. На рис.12 можно видеть, что корреляция коэрцитивной силы ( $H_c$ ) приведенной к по-

лю локальной магнитной анизотропии ( $H_a$ ) с приведенным корреляционным радиусом оси легкого намагничивания ( $R_c/\delta$ ) хорошо согласуется с предсказанием модели случайной магнитной анизотропии для нанокристаллических ферромагнитных сплавов (9) (сплошная линия на вставке соответствует зависимости  $H_c/H_a \sim (R_c/\delta)^6$ ).

Смену асимптотических зависимостей от  $M(H) \sim H^{-1/2}$  до  $M(H) \sim H^{-2}$ , с ростом поля выше  $H_R$  (например, рис. 11), можно представить как изменение показателя степени в эмпирическом выражении  $M(H) \sim H^{-\alpha}$  описывающем небольшой участок кривой вблизи поля  $H$ . Результат определения зависимости  $\alpha(H)$  для сплава  $\text{Fe}_{73}\text{Si}_{16}\text{B}_7\text{Nb}_3\text{Cu}_1$  приведен на рисунке 15 вместе с зависимостями  $\alpha(H)$ , рассчитанными из теоретических выражений как  $\alpha = \frac{\Delta \ln(d_m(H))}{\Delta \ln(H)}$ . Видно, что на экспериментальной кривой смена асимптотических режимов  $M(H) \sim H^{-1/2}$  до  $M(H) \sim H^{-2}$  протекает значительно быстрее, чем это предсказывают теоретические выражения теории возмущений, выведенные для различных корреляционных функций неоднородности анизотропии. Для смены асимптотик в этих выражениях требуется изменение поля не менее чем на три порядка величины. На экспериментальной зависимости  $\alpha(H)$  переход от  $\alpha = 0,5$  к  $\alpha = 2$  происходит в пределах одного порядка изменения внешнего поля.

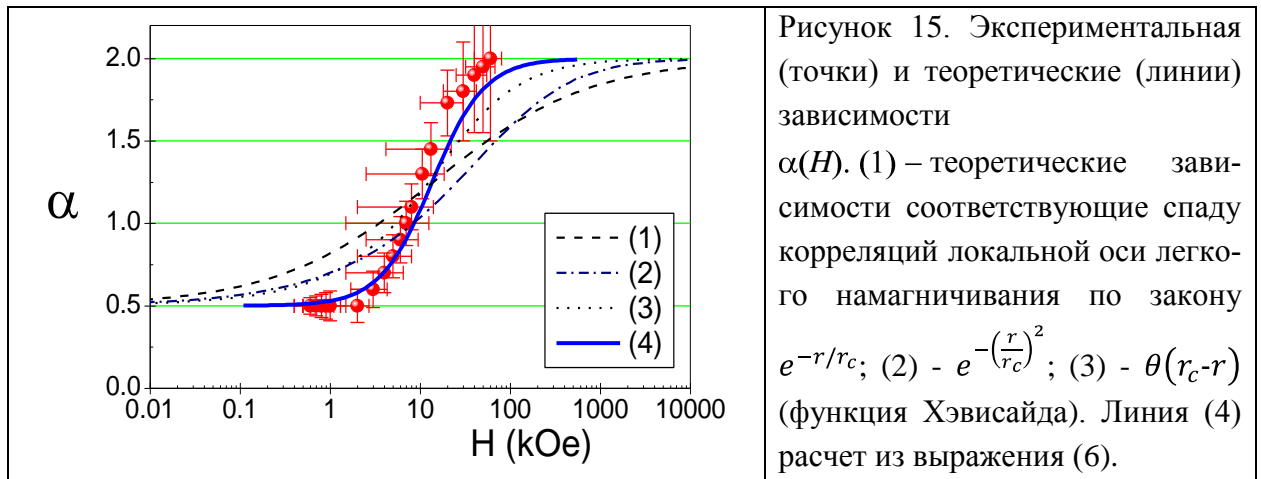


Рисунок 15. Экспериментальная (точки) и теоретические (линии) зависимости  $\alpha(H)$ . (1) – теоретические зависимости соответствующие спаду корреляций локальной оси легкого намагничивания по закону  $e^{-r/r_c}$ ; (2) -  $e^{-(\frac{r}{r_c})^2}$ ; (3) -  $\theta(r_c-r)$  (функция Хэвисайда). Линия (4) расчет из выражения (6).

Для обсуждения этого несоответствия, рассмотрим физический смысл смены асимптотических режимов при прохождении поля  $H_R$  на основе идеи скейлинга. Магнитная анизотропия, усредненная в пределах магнитного корреляционного объема ( $R_m$ ) оценивается как  $\langle K \rangle_m = \frac{K}{\sqrt{N}} = K \left( \frac{R_c}{R_m} \right)^{d/2}$ . Закон приближения намагниченности к насыщению, можно представить как результат конкуренции энергии случайной магнитной анизотропии  $\langle K \rangle_m$  локализованной на масштабе  $R_m$  с энергией магнитного поля  $M_s \cdot H$ , то есть использовать результат Акулова. В результате такого представления получим:

$$\frac{\Delta M}{M_s} = \left( \frac{2a \langle K \rangle_m}{M_s H} \right)^2 = \left( \frac{2aK}{M_s H} \right)^2 \cdot \left( \frac{R_c}{R_m} \right)^d. \quad (5)$$

Переход от  $R_m = R_H$  для  $H \ll H_R$  к  $R_m = R_c$  для  $H \gg H_R$ , может быть описан с помощью выражения  $R_m = R_H + R_c$ , подстановка которого в (5) приводит к результату, совпадающему с

точным выражением, выведенным в рамках теории возмущений для экспоненциальной корреляционной функции неоднородностей анизотропии. Если описать этот переход несколько иначе,  $R_m^d = R_H^d + R_c^d$ , предполагая, что не размер  $R_c$ , а объем кристаллита  $R_c^d$  задает нижнюю границу распространения корреляций намагниченности и воспользоваться формулой (5), то получим новое нелинейное выражение для ЗПН:

$$d_m(H) = \frac{a^2}{\delta^4} \cdot \frac{R_H^4}{1 + R_H/R_c^d} = \frac{aH_a^2}{H^{\frac{4-d}{2}} \cdot H^{d/2} + H_R^{d/2}} \quad (6)$$

Это выражение приводит к тем же асимптотическим режимам, которые получаются в рамках теории возмущений. Оказалось, что скорость смены асимптотических режимов в данном выражении значительно выше той, которая получается из выражений в рамках теории возмущений и близка к экспериментально наблюдаемой (см. рисунок 15). Параметры  $H_R$  и  $H_a$ , полученные в результате подгонки выражением (6) хорошо согласуются с данными полученными из анализа асимптотических режимов.

## Глава 7. Численное моделирование кривых намагничивания в системах наночастиц со случайной магнитной анизотропией.

Для практических приложений важно поведение ферромагнитного образца в невысоких полях  $H < H_L$ . Однако, в области малых полей теория возмущений не работает и построение здесь линейной аналитической теории кривой намагничивания становится невозможным. Поэтому растет интерес к применению численных методов для описания наномангнетиков. Целью численного эксперимента, описанного в главе, было - исследовать одновременно и корреляционную функцию и кривую намагничивания для простой модельной системы: цепочка обменно-связанных наночастиц со случайно ориентированной осью легкого намагничивания, для установления их взаимосвязи.

Рассматриваемая нами модель является частным случаем модели наномангнетика с одномерной неоднородностью анизотропии либо одномерными корреляциями намагниченности. Однако на ее примере проявляются общие закономерности, присущие наноструктурированным ферромагнетикам. Кроме того результаты расчетов на такой модели вполне могут быть применены для описания результатов экспериментов по намагничиванию нанонитей.

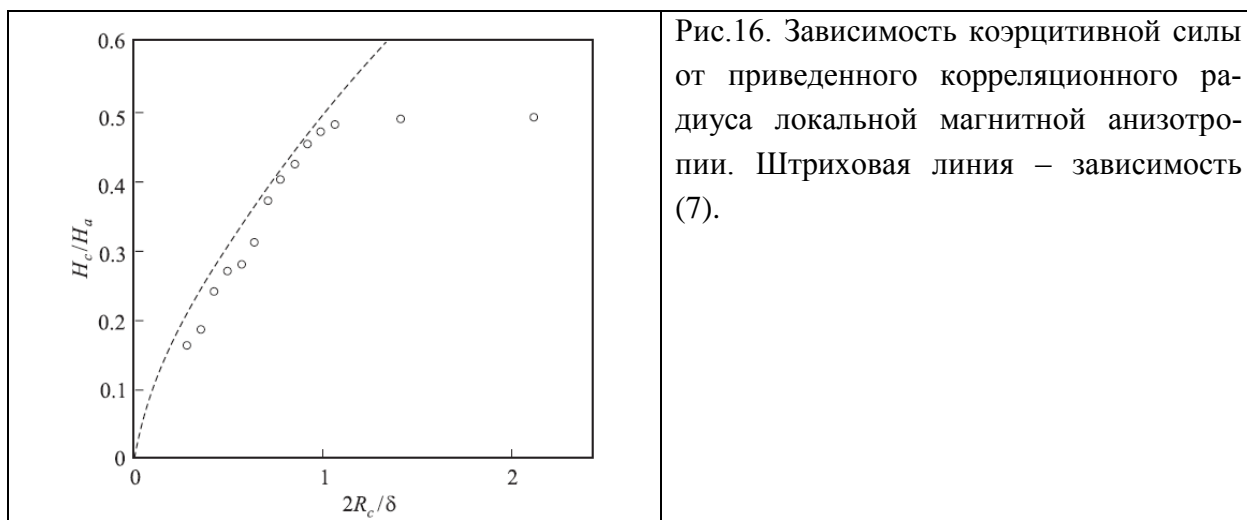
На рис.16 расчетные данные по коэрцитивной силе сравниваются с аналитической зависимостью для средней анизотропии одномерного стохастического магнитного домена в области  $2R_c/\delta < 1$  (формулы (1) для случая  $d = 1$ ):

$$\langle H_a \rangle = H_a (2R_c / \delta)^{2/3}, \quad (7)$$

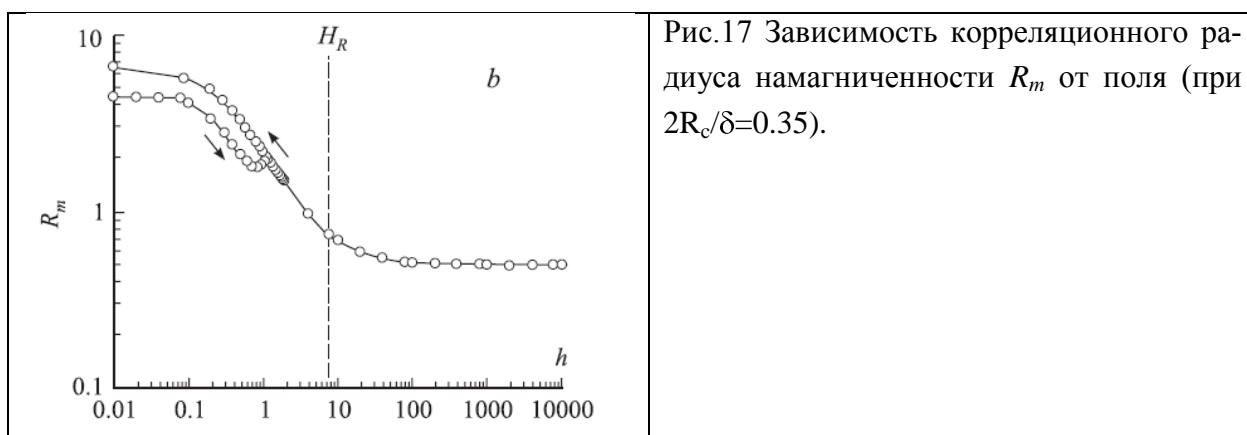
Согласно рис.16,  $H_c$  зависит от  $R_c/\delta$  по такому же степенному закону, что и  $\langle H_a \rangle$ , при этом  $H_c$  и  $\langle H_a \rangle$  связаны постоянным множителем:  $H_c = k \langle H_a \rangle$ . В нашем случае величина  $k \approx 0.48$  близка к известному результату модели Стонера-Вольфарта [14]. Обнаруженная корреляция между зависимостью  $H_c$  и зависимостью  $\langle H_a \rangle$  отвечает модельному представлению магнитной структуры наноцепочки как системы обменно-несвязанных стохас-



тических магнитных доменов со случайно ориентированными осями легкого намагничивания, усредненными в пределах каждого домена.



На рис. 17 представлена вычисленная полевая зависимость корреляционного радиуса  $R_m(h)$ , где  $h = H/H_a$ . Видно, что величина  $R_m$  характеризуется областью обратимых изменений от величины  $h$  и областью соответствующих необратимых изменений, то есть гистерезисом. В области больших полей результаты расчетов  $R_m$  полностью совпадают с предсказаниями линейной теории.



Действительно, согласно линейной теории [12], в полях ниже  $H_R = 2A/M_s R_c^2$ :  $R_m = \sqrt{2A/M_s H} \equiv \delta \cdot h^{-1/2}$ ; в полях выше  $H_R$  величина  $R_m$  стремится к постоянной величине, приблизительно равной корреляционному радиусу случайной магнитной анизотропии (в нашем случае  $R_c=1/2$ ). Аналогичным поведением, как видно из рис.17 характеризуется и рассчитанная зависимость  $R_m(h)$ . При подходе к нулевому полю, величина  $R_m$  не расходится, как предсказывает линейная теория, а стремятся к вполне определенной величине. Переход  $R_m$  к постоянной величине в поле ниже  $H_L$  (рис.17) согласуется с предположениями относительно  $R_m$ , обсуждаемыми в 1-й и 2-й главах и является важным результатом.

## Глава 8. Исследование и характеристика наноструктурированных магнитных материалов с помощью закона приближения намагниченности к насыщению.

В главе даны примеры характеристики наноструктуры, магнитной микроструктуры и энергии случайной магнитной анизотропии материалов локализованной на масштабе кристаллита и стохастического магнитного домена с помощью экспериментального исследования кривых приближения намагниченности к насыщению на основе ЗПН. Представлены результаты исследования параметров основного элемента наноструктуры и стохастического магнитного домена в зависимости от:

- режимов тепловой обработки нанокристаллических сплавов  $\text{Fe}_{73.5}\text{CuNb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$  (АМАГ 200),  $\text{Fe}_{64}\text{Co}_{21}\text{B}_{15}$ , Fe-Zr-N;
- режимов механохимической обработки сплава CoCu;
- фазового состава композитных покрытий FeCoB -  $\text{SiO}_2$ ;
- степени упорядочения сплава (наноструктурированные частицы CoPt);
- структуры подложки при химическом осаждении (пленки и микроколоны CoNiP на основе монокристаллического и пористого кремния).

Во всех этих случаях метод ЗПН зарекомендовал себя чувствительным, и, в некоторых случаях, незаменимым инструментом, для анализа особенностей магнитной микроструктуры и локальной магнитной анизотропии при изменении технологических параметров приготовления либо обработки материала. Здесь приведем наиболее яркие примеры, а также обсудим неожиданные находки, сделанные в результате такого исследования сплавов с помощью ЗПН.

### Влияние режимов тепловой обработки на случайную магнитную анизотропию и магнитные свойства

Для нанокристаллических плёнок  $\text{Fe}_{79}\text{Zr}_{10}\text{N}_{11}$ , полученных методом магнетронного напыления, а затем подвергнутых тепловой обработке, экспериментально исследованы магнитные свойства (кривая намагничивания, спектр ферромагнитного резонанса), а также основные параметры, определяющие магнитную энергию пленок: намагниченность насыщения, энергия локальной магнитной анизотропии, константа обменного взаимодействия. При уменьшении поля, на кривой приближения намагниченности к насыщению обнаружена смена зависимости  $M(H)$  от  $M \sim H^{-2}$  к  $M \sim H^{-1/2}$  вблизи поля  $H_R$ . Такая смена степенных зависимостей  $M(H)$  характерна для нанокристаллических ферромагнетиков со случайной магнитной анизотропией, т.е. для поликристаллов с размером зерна  $R_c < \delta$  ( $\delta = (A/K)^{1/2}$ ). Это хорошо согласуется с оценками размера зерна из картин XRD, этот размер оказывается также меньше  $\delta$ . Величины обменного поля  $H_R$  и  $H_a$ , определенные с помощью ЗПН, также были использованы для оценки величины  $R_c$  – корреляционного радиуса случайной магнитной анизотропии, энергии анизотропии  $\langle K \rangle_L$  и размера области обменных корреляций в магнитной микроструктуре пленок. Было установлено, что наилучшие магнитомягкие характеристики реализуются в пленках с наибольшей величиной  $\langle R \rangle_L$  и наименьшей величиной  $\langle K \rangle_L$  в согласии с предсказаниями модели случайной магнитной анизотропии. К такому же заключению приводят экспериментальные исследования лент сплавов  $\text{Fe}_{73.5}\text{CuNb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$  (АМАГ 200),  $\text{Fe}_{64}\text{Co}_{21}\text{B}_{15}$  отожженных из аморфного состояния при различных временах и температурах отжига.

Поскольку отжиг приводит к росту кристаллита, появляется возможность проследить зависимости свойств от размера зерна. Неоднородное уширение линии ФМР в наноструктурированных ферромагнитных сплавах должно определяться неоднородностью локальной магнитной анизотропии, а таким образом, и величиной поля локальной магнитной анизотропии. Поскольку в наноструктурированном ферромагнитном материале локальная магнитная анизотропия задается анизотропией стохастического магнитного домена, то согласно (1) можно ожидать, что при  $d = 3$  зависимость  $\Delta H$  от  $D$  должна повторять зависимость  $H_c \sim D^6$ . Такая зависимость  $\Delta H \sim D^6$  действительно была установлена для лент  $\text{Fe}_{73.5}\text{CuNb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$  отожженных в различных условиях.

Исследования лент  $\text{Fe}_{64}\text{Co}_{21}\text{B}_{15}$  проведенные методом ЗПН при температурах от 78 до 300 К, дают также новую интересную информацию об их магнитной микроструктуре. Так оказалось, что кривые приближения намагничивания этих сплавов, измеренные в области от  $H_L$  до  $H_R$ , хорошо удовлетворяют ЗПН вида  $M(H) = M_s \cdot 1 - b/H$ , в котором величина коэффициента  $b$  увеличивается с ростом температуры отжига. Напомним, что зависимость  $\Delta M \sim H^{-1}$  была теоретически предсказана (и экспериментально наблюдалась) для двумерных областей магнитных корреляций либо двумерных неоднородностей магнитной анизотропии (глава 4). Зависимость  $H_c(D)$  хорошо описывается степенной функцией  $H_c \sim D^2$  (рис.18). Такая зависимость в модели случайной магнитной анизотропии соответствует двумерной упаковке обменно-связанных зерен или образованию двумерных стохастических магнитных доменов.

Отметим, что формирование двумерных стохастических магнитных доменов обсуждалось ранее только для тонких пленок, где они образуются естественным образом в случае, когда толщина пленки много меньше размера стохастического магнитного домена и сопоставима с размером кристаллита. В данном случае, мы наблюдаем проявление двумерного стохастического магнитного домена для лент с толщиной 20 мкм, существенно превышающей размер кристаллита (10÷20 нм), а также, превышающей размер самого стохастического магнитного домена составляющего в таких сплавах от 0,1 до 1 мкм. Появление двумерных стохастических магнитных доменов в исследованных сплавах может быть обусловлено следующими причинами.

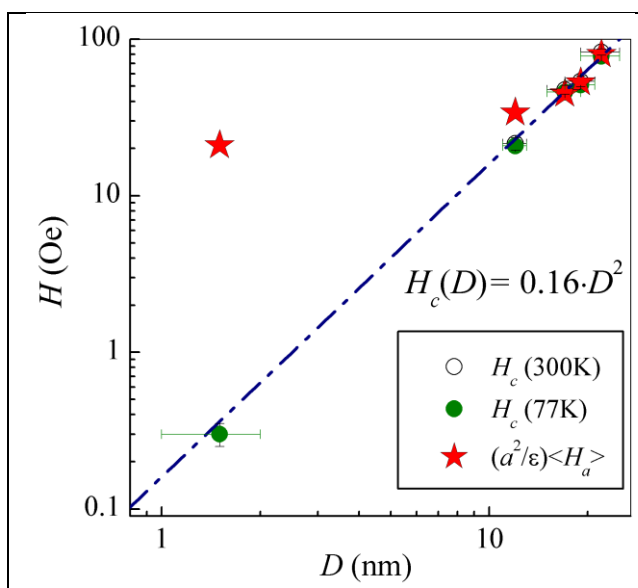


Рис.18. Зависимость коэрцитивной силы  $H_c$  и величины  $(a^2/\epsilon) \cdot \langle H_a \rangle$  связанной с полем анизотропии стохастического магнитного домена  $\langle H_a \rangle$  от размера кристаллического зерна  $D$  в фольгах  $\text{Fe}_{64}\text{Co}_{21}\text{B}_{15}$ .

Обменно-коррелированные отклонения намагниченности (рябь намагниченности) не могут иметь длину меньше, чем размер зерна и, как оказалось, больше чем размер стохастического домена. В области  $R_c \leq R_H \leq R_L$  кривая намагничивания наноструктурированного ферромагнетика определяется зависимостью (3). Параметр  $d$  в формуле (3) указывает на характер пространственного распространения ряби намагниченности. Для случая  $R_c < R_c^*$  распространение ряби может быть трехмерным, двумерным, одномерным и фрактальным, так как здесь оно обусловлено пространственной конфигурацией упаковки ферромагнитных зерен в наномгнетиках. Однако в реальных наноструктурированных ферромагнетиках корреляционный объем может характеризоваться анизотропией структурного корреляционного радиуса:  $R_c^\perp$  – в плоскости ( $xy$ ) фольги,  $R_c^\parallel$  – вдоль оси  $z$  (зерна в виде столбиков или игл). При существенном различии этих корреляционных радиусов, например для вытянутых неоднородностей, может быть реализовано неравенство  $R_c^\perp < R_c^* < R_c^\parallel$ . В этом случае анизотропность структурного корреляционного радиуса будет приводить к анизотропии магнитной микроструктуры - обменные корреляции протяженностью  $R_H$  здесь могут формироваться только в плоскости ( $xy$ ) фольги [12]. Зерна вдоль оси  $z$  (перпендикулярно плоскости фольги) обменно не коррелированы ( $R_m^z = R_c^\parallel$ ). Тогда объем стохастического магнитного домена может быть определен как  $\pi R_L^2 \cdot 2R_c^\parallel$ , где  $R_L = (R_c^*)^2 / R_c^\perp$ , т.е. при условии  $R_L \gg R_c^\parallel$  стохастические магнитные домены будут двумерными. Выражение (3) в области  $R_c^\perp < R_H < R_L$  в этом случае трансформируется к виду:

$$\frac{\Delta M}{M_s} = K_m \quad 0 = a^2 \frac{(R_c^\perp)^2}{\delta^4} R_H^2 = \frac{a^2}{\varepsilon^2} \left( \frac{R_H}{R_L} \right)^2 = \frac{a \langle H_a \rangle^2}{H_L} \frac{1}{H}, \quad (8)$$

где  $\langle H_a \rangle = 2\langle K \rangle / M_s$ ,  $\langle K \rangle = K(R_c^\perp / R_c^*)^2 = K(R_c^\perp / R_L)$ .

В виду данных рассуждений становится понятной, возможность реализации в фольге (толщиной 20 мкм) экспериментальных зависимостей  $M(H)$  следующих закономерности  $K_m(0) \sim H^{-1}$ , а также зависимости  $H_c \sim D^2$  (рис.18), указывающей на формирование двумерных стохастических магнитных доменов. Отметим, что зависимость  $K_m(0) \sim H^{-1}$  уже наблюдалась на достаточно толстых покрытиях и быстрозакаленных лентах толщиной несколько десятков микрон [21,34]. Это может служить указанием на то, что анизотропные неоднородности локальной магнитной анизотропии нередко реализуются в нанокристаллических фольгах и покрытиях.

Подтверждением правильности изложенной выше интерпретации для лент сплава  $\text{Fe}_{64}\text{Co}_{21}\text{V}_{15}$  служит зависимость коэффициента  $b$ , определяемого из экспериментальных кривых намагничивания, от размера зерна  $D$  представленная на рис.18. Видно, что величины коэрцитивного поля  $H_c$  (определяемые из округлых петель гистерезиса) и величины  $b$  (определяемые из кривых намагничивания) полностью совпали. Отметим, что одинаковость их функциональной зависимости  $f(D)$  не удивительна, т.к. согласно (8)  $b = a^2 \langle H_a \rangle / H_L = (a^2 / \varepsilon) \cdot \langle H_a \rangle$  (равенство  $H_L = \varepsilon \cdot \langle H_a \rangle$  доказывается алгебраическими преобразованиями), а коэрцитивная сила  $H_c = \langle H_a \rangle / 2$  (согласно модели Стонера-Вольфарта). Полученные результаты указывают не только на анизотропность корреляционного радиуса

атомной микроструктуры ( $R_c^\perp \neq R_c^\parallel$ ), но и на выполнение в фольгах быстрозакаленных сплавов  $\text{Fe}_{64}\text{Co}_{21}\text{B}_{15}$  неравенства ( $R_c^\perp < R_c^* < R_c^\parallel$ ) и позволяют оценить отношение  $R_c^\perp / R_c^\parallel \leq (H_L / H_R)^{1/2}$ . В нашем случае величины  $H_L$  и  $H_R$  можно оценить используя границы диапазона полей, где наблюдается зависимость  $\Delta M \sim H^{-1}$  ( $H_L < 1$  кЭ и  $H_R > 10$  кЭ). Окончательно получаем оценку  $R_c^\perp / R_c^\parallel \leq 0.32$ .

### **Влияние фазового состава и межгранульных взаимодействий на случайную магнитную анизотропию и магнитные свойства гранулированных и многофазных сред.**

Наноккомпозиты  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$  получены ионно-лучевым распылением составных мишеней в атмосфере аргона на ситалловые подложки, толщины пленок 3 - 4 мкм. Кривые намагничивания отстраивались в двойных логарифмических координатах  $[(M_s - M) / M_s, H]$ , позволяющих выявлять степенные зависимости  $\Delta M \sim H^{-\alpha}$  и определять показатели как тангенсы наклона прямолинейных участков этих зависимостей. По характерным особенностям кривых приближения намагниченности к насыщению наноккомпозиты  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$  в области исследуемых концентраций могут быть разбиты на три типа. Полевые зависимости дисперсии намагниченности, характеризующие наноккомпозит первого, второго и третьего типа различны (рис.19). Действительно, для первого типа наноккомпозита ( $x > 0.6$ ) в больших полях реализуется зависимость  $\Delta M \sim H^{-2}$ , которая с уменьшением поля трансформируется в  $\Delta M \sim H^{-1/2}$  (кривая 1 на вставке к рис.19). Для второго типа наноккомпозита ( $0.39 \leq x \leq 0.6$ ) зависимость  $\Delta M \sim H^{-2}$  с уменьшением поля вначале переходит в зависимость  $\Delta M \sim H^{-1}$  и лишь затем в  $\Delta M \sim H^{-1/2}$  (кривая 2 на вставке к рис.19). И наконец, в третьем типе наноккомпозита ( $0.3 < x \leq 0.38$ ) зависимость  $\Delta M \sim H^{-2}$  переходит в зависимость  $\Delta M \sim H^{-\alpha}$  с величиной  $\alpha$  меняющейся от  $1.05 \pm 0.05$  до  $1.4 \pm 0.1$  (рис.20).

Анализ кривых намагничивания показывает, что в области больших полей ( $H > H_R$ ,  $R_H < R_c$ ) для всех величин  $x$  исследуемых наноккомпозитов  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$  наблюдается высокополевая акулловская зависимость  $\Delta M \sim H^{-2}$  (высокополевая асимптотика в выражениях (2)). Это позволило вычислить для наноккомпозитов величину среднеквадратичной флуктуации поля локальной магнитной анизотропии  $aH_a$  (см. рис.21). Видно, что в области  $x > 0.5$  величина  $aH_a$  постоянна и равна величине  $aH_a$ , измеренной на лентах аморфного сплава (CoFeB). При уменьшении металлической фазы в области  $x \leq 0.46$  величина поля локальной магнитной анизотропии экспоненциально растет. При уменьшении поля в области полей  $H < H_R = 2A/MR_c^2$  функциональный вид кривой  $M(H)$  меняется. Здесь обратим внимание на физический смысл регистрируемых изменений. Они связаны с возникновением и распространением в спиновой системе обменно-коррелированных отклонений намагниченности (в металлических пленках эти отклонения именовались как «рябь намагниченности»). Так как в обменно-коррелированных системах со случайной анизотропией длина ряби  $R_H = (2A/MH)^{1/2}$  ограничена снизу и сверху:  $R_c \leq R_H \leq R_L$ , то функциональная зависимость  $M(H)$  в области полей  $H_L < H < H_R$  может быть определена из выражения (3) соответствующей асимптотой  $d_m$ .

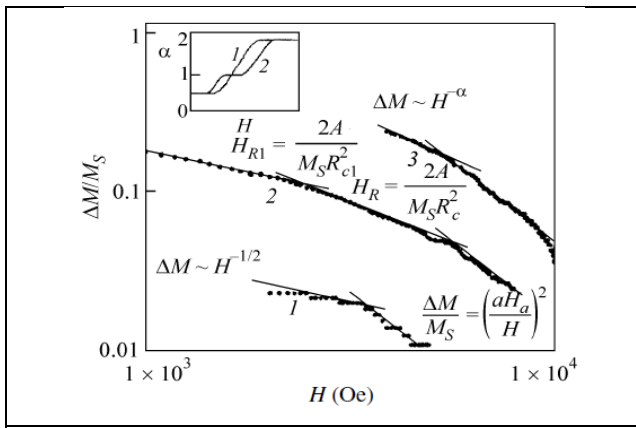


Рис.19 Отклонение намагниченности от насыщения в композиционных пленках  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ . Сверху вниз  $x = 37\%$ ;  $x = 42\%$ ;  $x = 68\%$ .

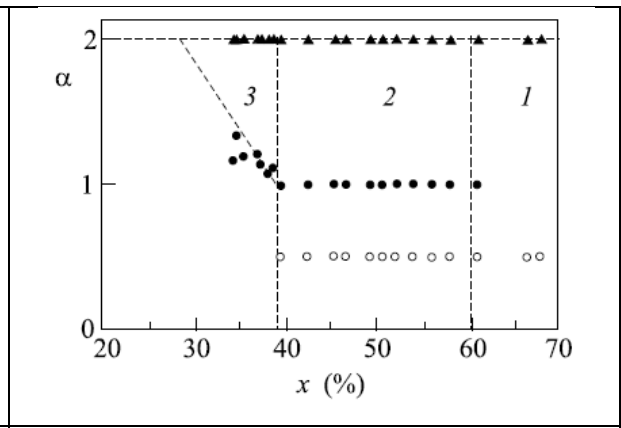


Рис.20 Показатель степени  $\alpha$  в асимптотических зависимостях приближения намагниченности к насыщению  $\Delta M \sim H^{-\alpha}$  в композиционных пленках  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ .

Данный подход позволяет связать обнаруженное разделение ферромагнитной области нанокмпозитов на три подобласти (рис.20) с характером пространственного распространения ряби намагниченности. А именно: в области  $x > 0.6$  имеем трехмерное распространение ряби, обуславливающее функциональную зависимость  $\Delta M \sim H^{-1/2}$ ; в области  $0.39 \leq x \leq 0.6$  - двухмерное распространение коротковолновой ряби ( $\Delta M \sim H^{-1}$ ) и трехмерное распространение длинноволновой ряби ( $\Delta M \sim H^{-1/2}$ ); в области  $0.33 \leq x \leq 0.38$  – фрактальное распространение ряби намагниченности  $\Delta M \sim H^{-\alpha}$ . Так как концентрационная зависимость  $\alpha(x)$  в этой области установлена (рис.20), то из выражения  $\alpha = (4 - d)/2$  может быть вычислена фрактальная размерность ( $d$ ). В зависимости от концентрации металла фрактальная размерность ( $d$ ) в этой области меняется от  $(1.20 \pm 0.06)$  до  $(1.9 \pm 0.1)$ .

Характер распространения ряби намагниченности обусловлен конфигурацией пространственной упаковки ферромагнитных зерен в нанокмпозитах. Следовательно, на основе полученных данных из кривых намагничивания, можно судить о трехмерной упаковке зерен в первой области, плоской морфологии конгломератов зерен, связанных по вертикали цепочками, во второй области, и фрактальной упаковке зерен в третьей области.

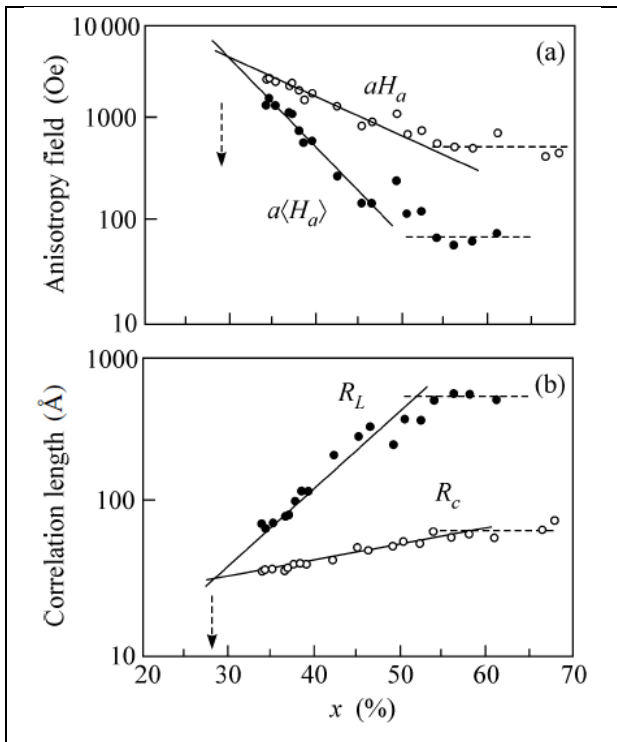


Рис.21. а) Поле магнитной анизотропии в стохастическом домене  $a\langle H_a \rangle_L$  и поле локальной магнитной анизотропии  $aH_a$  в композиционных пленках  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ . б) Размер стохастического магнитного домена  $R_L$  и структурный корреляционный размер  $R_c$ .

фазы, определяемая таким образом, равна  $x_c = 0.28$ . Аналогичная оценка может быть получена из зависимости  $A(x)$ , где  $x_c$  разделяет фазовую плоскость на область, где отсутствует межчастичный обмен и ферромагнитную область с эффективным обменом:  $x_c = 0.32$ . Таким образом, из кривых  $A(x)$ ,  $\alpha(x)$ ,  $R_L$ ,  $R_c$ ,  $\langle H_a \rangle_L$ ,  $H_a - f(x)$ , получаем оценку на критическую концентрацию ферромагнитной фазы в нанокompозите  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ , ниже которой спиновая система может быть представлена как суперпарамагнитная:  $x_c = 0.30 \pm 0.02$ .

Ширина линии ферромагнитного резонанса демонстрирует связь с размером стохастического домена в виде:  $\Delta H(x) \sim A(x)/R_L(x)^2$ , т.е. согласуется с выражением  $\Delta H \approx k \cdot \langle H_a \rangle_L \approx k \cdot 2A/MR_L^2$  отражающим механизм обменного сужения ширины ФМР в наноструктурированном ферромагнетике.

Из измеренных экспериментально величин  $H_R(x)$ , путем подстановки в соответствующее выражение величин обмена  $A(x)$  и намагниченности  $M_s(x)$ , могут быть вычислены величины структурного корреляционного радиуса  $R_c$  (см. рис.21). (Значения величин обмена  $A$  и намагниченности  $M_s$  для исследуемых нанокompозитов определены из низкотемпературного хода намагниченности насыщения.

В приближении  $\varepsilon = 1$  (что эквивалентно  $H_L = a\langle H_a \rangle_L$ ) вычислены  $a\langle H_a \rangle_L$  и  $R_L$  (также представленные на рис. 21). Видно, что в области  $x \leq 0.46$  величины  $R_L$  и  $R_c$  экспоненциально уменьшаются, а величина  $a\langle H_a \rangle_L$  экспоненциально растет (также как и  $H_a$ ) с уменьшением  $x$ . Условная экстраполяция этих зависимостей до точки пересечения (рис.21), также как экстраполяция зависимости  $\alpha(x)$  к координате  $\alpha = 2$  (рис.20), позволяет дать оценку порога протекания (обменно-невзаимодействующие частицы описываются выражением (3), в котором  $d = 0$ ,  $H_L = H_R$ ,  $\langle H_a \rangle_L = H_a$ ). Критическая концентрация ферромагнитной

## В заключении сформулированы основные **Выводы работы**

1. На основе представлений о стохастической магнитной структуре ферромагнитных наноструктурированных материалов разработана методика экспериментального определения основных характеристик этой структуры из кривых приближения намагниченности к насыщению: корреляционных радиусов, величины магнитной анизотропии стохастических магнитных доменов и их пространственной размерности.
2. Показано, что в ферромагнитной системе со случайной анизотропией и сильным обменным взаимодействием на зависимости корреляционного радиуса намагниченности от внешнего поля, кроме известного поля кроссовера  $H_R$  (выше поля  $H_R$  намагниченность однородна в пределах кристаллита), имеется второй кроссовер в поле  $H_L < H_R$ . В полях ниже  $H_L$  формируется стохастический магнитный домен, размер и анизотропия которого не зависят от величины внешнего поля. В диапазоне от  $H_L$  до  $H_R$  реализуется режим ряби намагниченности.
3. Показано, что в ферромагнитных наноструктурированных материалах кривая намагничивания в области насыщения описывается универсальной зависимостью вида  $\Delta M \sim (2 \cdot \langle K \rangle_m / M_s \cdot H)^2$ , где  $\langle K \rangle_m$  – усредненная анизотропия магнитного корреляционного объема, являющаяся функцией внешнего поля. Это приводит к последовательности различных степенных зависимостей намагниченности:  $\Delta M \sim H^{-2}$  в области ( $H \leq H_L$ ),  $\Delta M \sim H^{-(4-d)/2}$  в области ( $H_L < H < H_R$ ),  $\Delta M \sim H^{-2}$  в области ( $H_R < H$ ).
4. На обратимых кривых намагничивания в области насыщения, в полях  $H \leq H_L$ , экспериментально обнаружен участок  $\Delta M \sim H^{-2}$ , связанный с предельной длиной ряби намагниченности и с формированием стохастических магнитных доменов.
5. Экспериментально обнаружены предсказанные теорией степенные зависимости кривых намагничивания в области насыщения для наноструктурированных материалов с различной размерностью упаковки обменно-связанных зерен в области существования ряби намагниченности ( $H_L < H < H_R$ ). В объемных сплавах ( $d = 3$ ) –  $M \sim H^{-1/2}$ ; в тонких ферромагнитных пленках ( $d = 2$ ) –  $M \sim H^{-1}$ ; в ферромагнитных нанонитях ( $d = 1$ ) –  $M \sim H^{-3/2}$ .
6. Предложены новые аналитические выражения для кривых намагничивания в области насыщения, полностью согласующиеся с точными выражениями теории в предельных случаях, но позволяющие более точно описать переходный режим между степенными асимптотиками.
7. Показано, что в гранулированных магнитных пленках FeCoB-SiO<sub>2</sub>, вблизи «магнитного порога протекания», а также в нанопористой среде агрегированных наночастиц CoPt, наблюдаются степенные зависимости приближения намагниченности к насыщению, указывающие на дробную размерность упаковки обменно-связанных зерен.
8. Установлены зависимости размера стохастического магнитного домена и энергии случайной магнитной анизотропии, как кристаллитов, так и стохастических магнитных доменов, в зависимости от: режимов тепловой обработки (сплавы FeCuNbSiB, FeCoB, FeZrN), объемной доли гранул (наногранулированные пленки FeCoB-SiO<sub>2</sub>), состава (FeNi, CoNi), степени упорядочения сплава (CoPt).



9. Показано, что величины коэрцитивной силы и ширины линии ферромагнитного резонанса в сплавах FeCuNbSiB, FeCoB, FeZrN увеличиваются при росте величины эффективной анизотропии стохастического магнитного домена. Зависимости коэрцитивной силы и ширины линии ферромагнитного резонанса от размера кристаллита, согласуются с предсказаниями модели случайной магнитной анизотропии.

### Основные результаты опубликованы в следующих работах

1. Kim P.D., Song J.A., Komogortsev S. V, Semenov L.I., Karpenko, M.M., Jeong Y. Microstructure and magnetic property of Co/Cu multilayers // IEEE Trans. Magn. 1999. Vol. 35, № 5. P. 3097–3099.
2. Исхаков Р.С., Комогорцев С.В., Столяр С.В., Прокофьев Д.Е., Жигалов В.С. Структура и магнитные свойства нанокристаллических конденсатов, полученных методом импульсно плазменного испарения // Физика Металлов и Металловедение. 1999. Т. 88, № 3. С. 56–65.
3. Исхаков Р.С., Комогорцев С.В., Столяр С.В., Прокофьев Д.Е., Жигалов В.С., Балаев А.Д. Правило ступеней Оствальда в пленках метастабильных нанокристаллических сплавов Fe-C, полученных методом импульсно-плазменного испарения // Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 70, № 11. С. 727–732.
4. Исхаков Р.С., Комогорцев С.В., Балаев А.Д., Чеканова Л.А. Размерность системы обменно-связанных зерен и магнитные свойства нанокристаллических и аморфных ферромагнетиков // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72, № 6. С. 440–444.
5. Исхаков Р.С., Комогорцев С.В., Мороз Ж.М., Шалыгина Е.Е. Характеристики магнитной микроструктуры аморфных и нанокристаллических ферромагнетиков со случайной анизотропией: теоретические оценки и эксперимент // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72, № 12. С. 872–878.
6. Исхаков Р.С., Комогорцев С.В., Балаев А.Д., Чеканова Л.А. Многослойные пленки Co / Pd с нанокристаллическими и аморфными слоями Co: коэрцитивная сила, случайная анизотропия и обменная связь зерен // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28, № 17. С. 37–44.
7. Исхаков Р.С., Игнатченко В.А., Комогорцев С.В., Балаев А.Д. Изучение магнитных корреляций в наноструктурных ферромагнетиках методом корреляционной магнитометрии // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 78, № 10. С. 1142–1146.
8. Исхаков Р.С., Комогорцев С.В., Балаев А.Д., Окотруб А.В., Кудашов А.Г., Кузнецов В.Л., Бутенко Ю.В. Нанонити Fe в углеродных нанотрубках как пример одномерной системы обменно-связанных ферромагнитных наночастиц // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 78, № 4. С. 271–275.
9. Исхаков Р.С., Комогорцев С.В., Чеканова Л.А., Балаев А.Д., Юзова В.А., Семенова О.В. Магнитоструктурные исследования ферромагнитных нитей сплава CoNi(P) в матрице пористого кремния // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29, № 7. С. 1–9.
10. Исхаков Р.С., Шепета Н.А., Комогорцев С.В., Столяр С.В., Чеканова Л.А., Бондаренко Г.Н., Мальцев В.К., Балаев А.Д. Особенности структуры и магнитных свойств индивидуальных ферромагнитных слоев в мультислойных пленках Co / Pd // Физика Металлов и Металловедение. 2003. Т. 95, № 3. С. 1–6.
11. Исхаков Р.С., Кузовникова Л.А., Комогорцев С.В., Денисова Е.А., Балаев А.Д., Мальцев В.К., Бондаренко Г.Н. Ускорение процессов механосплавления взаимно нерастворимых металлов Co и Cu // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30, № 2. С. 43–51.
12. Комогорцев С.В., Исхаков Р.С., Шайхутдинов К.А., Мальцев В.К., Окотруб А.В., Кудашов А.Г., Шубин Ю.В. Особенности структуры и магнитные свойства наноча-

- стиц Co-Ni, капсулированных в углеродных нанотрубках // Вестник КГУ. 2004. № 5. С. 37–42.
13. Исхаков Р.С., Кузовникова Л.А., Комогорцев С.В., Денисова Е.А., Мальцев В.К., Бондаренко Г.Н. Эволюция структуры и магнитных свойств композиционных порошков Co-Cu в процессе механосплавления // Химия в интересах устойчивого развития. 2005. Т. 13. С. 209–216.
  14. Комогорцев С.В., Исхаков Р.С. Кривая намагничивания и магнитные корреляции в наночастичке ферромагнитных зерен со случайной анизотропией // Физика твердого тела. 2005. Т. 47, № 3. С. 480–486.
  15. Комогорцев С.В., Исхаков Р.С., Денисова Е.А., Балаев А.Д., Мягков В.Г., Булина Н.В., Кудашов А.Г., Окотруб А.В. Магнитная анизотропия в пленках ориентированных углеродных нанотрубок, заполненных наночастицами Fe // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31, № 11. С. 12–18.
  16. Iskhakov R.S., Kuzovnikova L.A., Komogortsev S. V, Denisova E.A., Balaev A.D., Bondarenko G.N. Magnetostructural investigation of ball-milled cobalt-copper alloy // Phys. Met. Metallogr. 2006. Vol. 102, № S1. P. S64–S66.
  17. Komogortsev S. V, Iskhakov R.S., Shaikhutdinov K.A., Mal'tsev V.K., Okotrub A. V, Kudashov A.G., Shubin Y. V. Magnetic properties of Ni x Co1-x nanoparticles in carbon nanotubes // Phys. Met. Metallogr. 2006. Vol. 102, № S1. P. S67–S70.
  18. Исхаков Р.С., Комогорцев С.В. Магнитная микроструктура наноструктурированных ферромагнетиков // Известия РАН. Серия физическая. 2007. Т. 71, № 11. С. 1661–1663.
  19. Исхаков Р.С., Комогорцев С.В., Денисова Е.А., Калинин Ю.Е., Ситников А.В. Фрактальная магнитная микроструктура в пленках нанокомпозитов (Co<sub>41</sub>Fe<sub>39</sub>B<sub>20</sub>)<sub>x</sub>(SiO<sub>2</sub>)<sub>1-x</sub> // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86, № 7. С. 534–538.
  20. Комогорцев С.В., Исхаков Р.С., Балаев А.Д., Кудашов А.Г., Окотруб А.В., Смирнов С.И. Магнитные свойства ферромагнитных наночастиц Fe<sub>3</sub>C, капсулированных в углеродных нанотрубках // Физика твердого тела. 2007. Т. 49, № 4. С. 700–703.
  21. Iskhakov R.S., Denisova E.A., Kuzovnikova L.A., Komogortsev S. V, Balaev A.D., Bondarenko G.N. Structure and magnetic features of nanostructured Co-Cu alloys synthesized by new modification of mechanochemical synthesis // J. Optoelectron. Adv. Mater. 2008. Vol. 10, № 5. P. 1043–1047.
  22. Smirnov S.I., Komogortsev S. V. Magnetization curves of randomly oriented ferromagnetic single-domain nanoparticles with combined symmetry of magnetic anisotropy // J. Magn. Magn. Mater. 2008. Vol. 320, № 6. P. 1123–1127.
  23. Окотруб А.В., Булушева Л.Г., Кудашов А.Г., Белавин В.В., Комогорцев С.В. Массивы углеродных нанотрубок, ориентированных перпендикулярно подложке: анизотропия структуры и свойств // Российские нанотехнологии. 2008. Т. 3, № 3-4. С. 28–37.
  24. Sheftel E.N., Iskhakov R.S., Komogortsev S. V, Sidorenko P.K., Perov N.S. Effects of heat treatment conditions on magnetic properties and structural features of nanocrystalline Fe<sub>79</sub>Zr<sub>10</sub>Ni<sub>11</sub> films // Solid State Phenom. 2009. Vol. 152-153. P. 70–74.
  25. Исхаков Р.С., Кузовникова Л.А., Денисова Е.А., Комогорцев С.В., Балаев А.Д. Сплавы Co-Cu полученные механическим сплавлением из порошковых прекурсоров с различной контактной поверхностью и энергонасыщенностью // Физика Металлов и Металловедение. 2009. Т. 107, № 5. С. 513–519.
  26. Комогорцев С.В., Исхаков Р.С., Балаев А.Д., Окотруб А.В., Кудашов А.Г., Момот Н.А., Смирнов С.И. Влияние неоднородности локальных магнитных параметров на кривые намагничивания в ансамбле ферромагнитных наночастиц Fe<sub>3</sub>C, капсулированных в углеродных нанотрубках // Физика твердого тела. 2009. Т. 51, № 11. С. 2155–2159.

27. Комогорцев С.В., Патрушева Т.Н., Балаев Д.А., Денисова Е.А., Пономаренко И.В. Наночастицы кобальтового феррита на основе мезопористого диоксида кремния // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35, № 19. С. 6–11.
28. Исхаков Р.С., Денисова Е.А., Комогорцев С.В., Чеканова Л.А., Калинин Ю.Е., Ситников А.В. Ферромагнитный резонанс и магнитная микроструктура в пленках нанокompозитов  $\text{Co}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ ,  $(\text{CoFeB})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$  // Физика твердого тела. 2010. Т. 52, № 11. С. 2120–2123.
29. Zagainova V.S., Makarova T.L., Okotrub A. V, Kurenya A.G., Komogortsev S. V, Bulusheva L.G. Magnetic Properties of Carbon Nanotubes with Low Content of Fe // Fullerenes, Nanotub. Carbon Nanostructures. 2010. Vol. 18, № 4-6. P. 569–573.
30. Комогорцев С.В., Исхаков Р.С., Барнаков Ч.Н., Момот Н.А., Мальцев В.К., Козлов А.П. Исследование структуры и магнитных свойств наночастиц Co в матрице высокопористого аморфного углерода // Физика Металлов и Металловедение. 2010. Т. 109, № 2. С. 1–6.
31. Комогорцев С.В., Исхаков Р.С., Кузнецов П.А., Беляева А.И., Бондаренко Г.Н., Чеканова Л.А. Особенности ферромагнитного резонанса нанокристаллических сплавов  $\text{Fe}_{73.5}\text{CuNb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$  // Физика твердого тела. 2010. Т. 52, № 11. С. 2143–2146.
32. Комогорцев С.В., Смирнов С.И., Момот Н.А., Исхаков Р.С. Способ определения по экспериментальной кривой намагничивания энергетических вкладов одноосной и кубической анизотропии в полную энергию магнитной анизотропии наночастиц // J. Sib. Fed. Univ. Mathematics Phys. 2010. Vol. 3, № 4. P. 515–520.
33. Сидоренко П.К., Шефтель Е.Н., Комогорцев С.В. Исследование магнитных свойств и параметров магнитной структуры нанокристаллических плёнок  $\text{Fe}_{79}\text{Zr}_{10}\text{Ni}_{11}$  // Перспективные материалы. 2010. № 9. С. 224–227.
34. Шефтель Е.Н., Комогорцев С.В., Исхаков Р.С., Сидоренко П.К., Чеканова Л.А., Перов Н.С., Иванов А.Н. Исследование магнитных свойств и параметров магнитной структуры нанокристаллических пленок  $\text{Fe}_{79}\text{Zr}_{10}\text{Ni}_{11}$  // Известия РАН. Серия физическая. 2010. Т. 74, № 10. С. 1510–1512.
35. Patrusheva T.N., Kirik S.D., Kveglis L.I., Komogortsev S. V, Polyakova K.P., Khol'kin A.I., Abylkalykova R.B. Nanosized cobalt ferrite powders obtained by pyrolytic extraction // Theor. Found. Chem. Eng. 2010. Vol. 44, № 5. P. 778–781.
36. Denisova E.A., Iskhakov R.S., Stolyar S. V, Komogortsev S. V, Chekanova L.A., Maltsev V.K., Kalinin Y.E., Sitnikov A.V. Exchange Interaction in the Co-SiO<sub>2</sub> Nanocomposite Films // Solid State Phenom. 2011. Vol. 168-169. P. 265–268.
37. Iskhakov R.S., Komogortsev S. V. Magnetic microstructure of amorphous, nanocrystalline, and nanophase ferromagnets // Phys. Met. Metallogr. 2011. Vol. 112, № 7. P. 666–681.
38. Komogortsev S. V, Iskhakov R.S., Kuznetsov P.A., Belyaeva A.I., Bondarenko G.N., Chekanova L.A., Balaev A.D., Eremin E. V. Random Magnetic Anisotropy and Ferromagnetic Resonance in Nanocrystalline Alloy  $\text{Fe}_{73.5}\text{CuNb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$  // Solid State Phenom. 2011. Vol. 168-169. P. 365–368.
39. Komogortsev S. V, Smirnov S.I., Iskhakov R.S., Momot N.A., Balaev A.D., Chekanova L.A., Denisova E.A., Eremin E. V. Experimental and Numerical Investigations of the Magnetization Curves in the Nanocomposites Consisted of Several Ferromagnetic Phases // Solid State Phenom. 2011. Vol. 168-169. P. 369–372.
40. Шефтель Е.Н., Харин Е.В., Комогорцев С.В. Исследование физической природы магнитомягких свойств нанокристаллических пленок Fe-ZrN // Металлы. 2011. № 5. С. 105–110.
41. Komogortsev S. V, Chizhik N.A., Filatov E.Y., Korenev S. V, Shubin U. V., Velikanov D.A., Iskhakov R.S., Yurkin G.Y. Magnetic properties and L10 phase formation in CoPt nanoparticles // Solid State Phenom. 2012. Vol. 190. P. 159–162.

42. Komogortsev S. V, Iskhakov R.S., Sheftel E.N., Harin E. V, Krikunov A.I., Eremin E. V. Magnetization correlations and random magnetic anisotropy in nanocrystalline films Fe78Zr10Ni12 // *Solid State Phenom.* 2012. Vol. 190. P. 486–489.
43. Комогорцев С.В., Гончарова О.А., Исхаков Р.С., Окотруб А.В., Кудашов А.Г., Зимин, А.А. Магнитные свойства наночастиц Fe-Ni в углеродных нанотрубках // *Материаловедение.* 2012. № 12. С. 39–45.
44. Komogortsev S. V., Denisova E.A., Iskhakov R.S., Balaev A.D., Chekanova, L.A., Kalinin Y.E., Sitnikov A.V. Multilayer nanogranular films (Co40Fe40B20)50(SiO2)50/ $\alpha$ -Si:H and (Co40Fe40B20)50(SiO2)50/SiO2: Magnetic properties // *J. Appl. Phys.* 2013. Vol. 113, № 17. P. 17C105.
45. Komogortsev S. V., Iskhakov R.S., Zimin A.A., Filatov E.Y., Korenev S. V, Shubin Y. V, Chizhik N.A., Yurkin G.Y., Eremin E. V. Magnetic anisotropy and order parameter in nanostructured CoPt particles // *Appl. Phys. Lett.* 2013. Vol. 103, № 15. P. 152404.
46. Safronov A.P., Beketov I. V., Komogortsev S. V., Kurlyandskaya G. V., Medvedev A.I., Leiman D. V., Larranaga A., Bhagat S.M. Spherical magnetic nanoparticles fabricated by laser target evaporation // *AIP Adv.* 2013. Vol. 3, № 5. P. 052135.
47. Комогорцев С.В., Гончарова О.А., Исхаков Р.С., Окотруб А.В., Кудашов А.Г. Особенности магнетизма наночастиц Fe – Ni, капсулированных в углеродных нанотрубках // *Известия РАН. Серия физическая.* 2013. Т. 77, № 10. С. 1450–1452.
48. Комогорцев С.В., Исхаков Р.С., Балаев А.Д., Гаврилюк А.А. Зависимость коэрцитивной силы от размера зерна в лентах нанокристаллических сплавов Fe64Co21B15 // *Известия РАН. Серия физическая.* 2013. Т. 77, № 10. С. 1458–1460.
49. Комогорцев С.В., Шефтель Е.Н. Экспериментальные методы изучения микромагнитной структуры нанокристаллических ферромагнетиков: Метод корреляционной магнитометрии // *Материаловедение.* 2013. № 10. С. 3–10.
50. Чеканова Л.А., Денисова Е.А., Гончарова О.А., Комогорцев С.В., Исхаков Р.С. Анализ фазового состава порошков сплава Co-P на основе магнитометрических измерений // *Физика металлов и металловедение.* 2013. Т. 114, № 2. С. 136–143.
51. Komogortsev S. V, Varnakov S.N., Satsuk S.A., Yakovlev I.A., Ovchinnikov S.G. Magnetic anisotropy in Fe films deposited on SiO2/Si(001) and Si(001) substrates // *J. Magn. Magn. Mater.* 2014. Vol. 351. P. 104–108.
52. Denisova E., Chekanova L., Iskhakov R., Komogortsev S., Nemtsev I., Velikanov D. Magnetic Anisotropy of Co-nanostructures Embedded in Matrices with Different Pores Size and Morphology // *Solid State Phenom.* 2015. Vol. 234. P. 583–586.
53. Iskhakov R.S., Komogortsev S.V., Balaev A.D., Gavriiliuk A.A. The manifestations of the two-dimensional magnetic correlations in the nanocrystalline ribbons Fe64Co21B15 // *J. Magn. Magn. Mater.* 2015. Vol. 374. P. 423–426.
54. Li O.A., Komogortsev S. V, Iskhakov R.S., Chekanova L.A., Eremin E. V. Temperature behavior of magnetization in multiphase Co-P powders in unsaturated regime // *Solid State Phenom.* 2015. Vol. 234. P. 522–525.

### Цитируемая литература

1. Herzer G. Modern soft magnets: Amorphous and nanocrystalline materials // *Acta Mater.* 2013. Vol. 61, № 3. P. 718–734.
2. Goll D., Kronmüller H. High-performance permanent magnets // *Naturwissenschaften.* 2000. Vol. 87, № 10. P. 423–438.
3. Harris R., Plischke M., Zuckermann M. New Model for Amorphous Magnetism // *Phys. Rev. Lett.* 1973. Vol. 31, № 3. P. 160–162.

4. Herzer G. Soft Magnetic Materials—Nanocrystalline Alloys // *Handb. Magn. Adv. Magn. Mater.* / ed. Kronmüller H., Parkin S. Chichester, UK: John Wiley & Sons, Ltd, 2007. P. 1–27.
5. Flohrer S. et al. Interplay of uniform and random anisotropy in nanocrystalline soft magnetic alloys // *Acta Mater.* 2005. Vol. 53, № 10. P. 2937–2942.
6. Петров В.И., Спивак Г.В., Павлюченко О.П. Электронная микроскопия магнитной структуры тонких пленок // *УФН.* 1972. Vol. 106, № 2. P. 229.
7. McFadyen I.R., Beardsley I.A. Micromagnetics of Co-based media: Experiment and model (invited) // *J. Appl. Phys.* 1990. Vol. 67, № 9. P. 5540.
8. Loffler J., Braun H., Wagner W. Magnetic correlations in nanostructured ferromagnets // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 85, № 9. P. 1990–1993.
9. Herzer G., Varga L.K. Exchange softening in nanocrystalline alloys // *J. Magn. Magn. Mater.* 2000. Vol. 215-216. P. 506–512.
10. Akulov N.S. Über den Verlauf der Magnetisierungskurve in starken Feldern // *Zeitschrift für Phys.* 1931. Vol. 69, № 11-12. P. 822–831.
11. Игнатченко В.А., Исааков Р.С. Стохастические свойства неоднородностей аморфных магнетиков // *Магнитные свойства кристаллических и аморфных сред* / ed. Игнатченко В.А. Новосибирск: Наука. Сибирское отделение, 1989. P. 128–147.
12. Игнатченко В.А., Исааков Р.С. Кривая намагничивания ферромагнетиков с анизотропными и низкомерными неоднородностями // *Физика Металлов и Металловедение.* 1992. № 6. P. 75–86.
13. Imry Y., Ma S.-K. Random-Field Instability of the Ordered State of Continuous Symmetry // *Phys. Rev. Lett.* 1975. Vol. 35, № 21. P. 1399–1401.
14. Stoner E.C., Wohlfarth E.P. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys // *Phil. Trans. Roy. Soc. A.* 1948. Vol. 240. P. 559.
15. Herzer G. Grain size dependence of coercivity and permeability in nanocrystalline ferromagnets // *IEEE Trans. Magn.* 1990. Vol. 26, № 5. P. 1397–1402.
16. Weiss P. Les propriétés magnétiques de la pyrrhotine // *J. Phys. Théorique Appliquée.* 1905. Vol. 4, № 1. P. 469.
17. Holstein T., Primakoff H. Magnetization near saturation in polycrystalline ferromagnets // *Phys. Rev.* 1941. Vol. 59. P. 288–394.
18. Brown W. Theory of the Approach to Magnetic Saturation // *Phys. Rev.* 1940. Vol. 58, № 8. P. 736–743.
19. Hoffmann H. Quantitative Calculation of the Magnetic Ripple of Uniaxial Thin Permalloy Films // *J. Appl. Phys.* 1964. Vol. 35, № 6. P. 1790.
20. Kronmüller H., Seeger A. Die einmündung in die ferromagnetische sättigung—II // *J. Phys. Chem. Solids.* 1961. Vol. 18, № 2-3. P. 93–115.
21. Fähnle M., Kronmüller H. The influence of spatially random magnetostatic, magnetocrystalline, magnetostrictive and exchange fluctuations on the law of approach to ferromagnetic saturation of amorphous ferromagnets // *J. Magn. Magn. Mater.* 1978. Vol. 8, № 2. P. 149–156.
22. Aharoni A. Approach to Magnetic Saturation in the Vicinity of Impurity Atoms // *Phys. Rev. B.* 1970. Vol. 2, № 9. P. 3794–3805.

23. Malozemoff A. Laws of approach to magnetic saturation for interacting and isolated spherical and cylindrical defects in isotropic magnetostrictive media // *IEEE Trans. Magn.* 1983. Vol. 19, № 4. P. 1520–1523.
24. Néel L. La loi d'approche en a: H et une nouvelle théorie de la dureté magnétique // *J. Phys. le Radium.* 1948. Vol. 9, № 5. P. 184–192.
25. Schlomann E. Properties of Magnetic Materials with a Nonuniform Saturation Magnetization. I. General Theory and Calculation of the Static Magnetization // *J. Appl. Phys.* 1967. Vol. 38, № 13. P. 5027.
26. Игнатченко В.А., Исхаков Р.С. Стохастическая магнитная структура и спиновые волны в аморфных ферромагнетиках // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1980. Vol. 44, № 7. P. 1434–1437.
27. Игнатченко В.А., Исхаков Р.С., Попов Г.В. Закон приближения намагниченности к насыщению в аморфных ферромагнетиках // *Журнал экспериментальной и теоретической физики.* 1982. Vol. 82, № 5. P. 1518–1531.
28. Chudnovsky E.M. A theory of two-dimensional amorphous ferromagnet // *J. Magn. Mater.* 1983. Vol. 40, № 1-2. P. 21–26.
29. Chudnovsky E.M., Saslow W.M., Serota R.A. Ordering in ferromagnets with random anisotropy // *Phys. Rev. B.* 1986. Vol. 33, № 1. P. 251–261.
30. Lyubutin I.S. et al. Phase states and magnetic properties of iron nanoparticles in carbon nanotube channels // *J. Exp. Theor. Phys.* 2009. Vol. 109, № 2. P. 254–261.
31. Coey J.M.D. *Magnetism and magnetic materials.* New York: Cambridge University Press, 2010.
32. Игнатченко В.А. Магнитная структура тонких магнитных пленок и ФМР // *Журнал экспериментальной и теоретической физики.* 1968. Vol. 54, № 1. P. 303–311.
33. Michels A., Viswanath R.N., Weissmüller J. Domain formation and long-range spin disorder in Vitroperm // *Europhys. Lett.* 2003. Vol. 64, № 1. P. 43–49.
34. Garoche P., Malozemoff A. Approach to magnetic saturation in sputtered amorphous films: Effects of structural defects, microscopic anisotropy, and surface roughness // *Phys. Rev. B.* 1984. Vol. 29, № 1. P. 226–231.

Подписано к печати  
Тираж 100 экз., у. п.л.:2 Заказ №  
Отпечатано в типографии  
Федерального государственного бюджетного  
учреждения науки Института физики им. Л.В. Киренского  
Сибирского отделения Российской академии наук  
660036, Красноярск, Академгородок ИФ СО РАН