

На правах рукописи

ИЛЬЮЩЕНКОВ ДМИТРИЙ СЕРГЕЕВИЧ

**МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ИЗ
ФЕРРОМАГНИТНЫХ АМОРФНЫХ НАНОЧАСТИЦ**

Специальность 01.04.07 - физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург

2011

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

Гуревич С. А.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор

Учреждение Российской академии наук

Физико-технический институт

им. А. Ф. Иоффе РАН

Парфеньев Р. В.

доктор физико-математических наук

Санкт-Петербургский государственный

университет

Аксенова Е. В.

Ведущая организация:

Учреждение Российской академии наук

Институт физики твердого тела РАН

Защита состоится 31 марта 2011 г. в 15:00 на заседании диссертационного совета Д 002.205.01 при Учреждении Российской академии наук Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН по адресу: 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Учреждения Российской академии наук Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН.

Автореферат разослан 28 февраля 2011 г.

Ученый секретарь диссертационного совета:

кандидат физико-математических наук



Петров А. А.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы диссертации. В последнее время пленки из ферромагнитных наночастиц стали привлекать к себе большое внимание, поскольку, с одной стороны, они представляют новый объект, свойства которого могут значительно отличаться от свойств объемного материала; с другой стороны, они открывают возможности создания совершенно новых материалов для различных применений: в устройствах для записи информации, медицинской диагностики, химического катализа и т. д. Наночастицы, размер которых может составлять от единиц до сотен нанометров, получают самыми различными способами: от простого химического осаждения коллоидных растворов, плазменного нанесения до химического восстановления солей металлов.

В Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе РАН была разработана уникальная методика получения аморфных наночастиц чистых металлов на основе лазерного электродиспергирования [1]. Главная особенность метода заключается в том, что получаемые пленки состоят из практически монодисперсных аморфных наночастиц (гранул) с дисперсией размера менее 10 %. При этом размер частиц фиксирован и зависит только от материала мишени. Полученные этим методом наноструктурированные пленки Pt, Pd, Cu уже нашли применение в катализе благодаря высокой каталитической активности [2].

Магнетизм аморфных ферромагнитных наночастиц представляет большой интерес, поскольку аморфная форма материи может обладать специфическим типом магнетизма. Таким образом, является актуальным получение аморфных магнитных наноструктурированных материалов и изучение их свойств.

Целью работы является:

1. Получение пленок из магнитных наночастиц Ni и Co с помощью технологии лазерного электродиспергирования и изучение их электрических и магнитных свойств.
2. Построение теоретической модели, позволяющей адекватно описать наблюдавшиеся при экспериментальных исследованиях особенности магнитного поведения пленок.

3. Проведение численного моделирования по методу Монте-Карло с целью проверки построенной теоретической модели и выявления особенностей поведения магнитной структуры.

Научная новизна работы состоит в решении следующих задач:

1. Впервые получены пленки из аморфных наночастиц Ni и Co .
2. Изучены электрические и магнитные свойства полученных пленок Ni и Co .
3. Построена теоретическая модель ферромагнитного стекла, описывающая необычное магнитное поведение толстых пленок.
4. Разработан подход и проведено численное моделирование по методу Монте-Карло для модели ферромагнитного стекла.

Практическая значимость работы. Впервые получены пленки из аморфных наночастиц Ni и Co , которые представляют большой интерес в различных областях: в устройствах для записи информации, медицинской диагностики, химического катализа и т.д.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Метод лазерного электродиспергирования позволяет получить пленки из аморфных наночастиц Ni , размер которых составляет 2.5 нм, и Co , размер которых составляет 3.5 нм.
2. Тонкие пленки Ni толщиной ~ 10 нм характеризуются суперпарамагнитным поведением. При этом образуются магнитные кластеры с латеральным размером (100 – 150) нм, которые состоят из 3×10^3 наночастиц.
3. Магнитное поведение толстых пленок Ni толщиной ~ 50 нм может быть описано в рамках модели ферромагнитного стекла, в которой размер локальной магнитной упорядоченности и переходные области характеризуются единой корреляционной длиной.
4. Корреляционная длина \mathcal{L} определяется отношением обменной энергии и энергии анизотропии и может меняться с температурой.

5. Численное моделирование по методу Монте-Карло согласуется с предсказаниями модели ферромагнитного стекла.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на семинарах лабораторий Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе, и на Всероссийском симпозиуме “Нанозифика и нанозлектроника” (Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 2006, 2008 и 2010 гг.)

Публикации. По результатам исследований, проведенных в диссертации, опубликовано 8 статей (их список приведен в конце диссертации).

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения и списка литературы. Диссертация содержит 87 страниц текста, включая 32 рисунка. Список цитируемой литературы содержит 72 наименования.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во Введении обоснована актуальность темы исследований, сформулированы цель и научная новизна работы, перечислены положения, выносимые на защиту, а также кратко изложено содержание диссертации.

Первая глава “Экспериментальные исследования” посвящена экспериментальному изучению свойств гранулированных пленок из наночастиц Ni и Co , которые были получены с помощью метода лазерного электродиспергирования, развитого в Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе РАН. В главе изложены основы метода и представлены результаты исследования структурных параметров, электрических и магнитооптических свойств, выполненных в ФТИ им. А.Ф. Иоффе, а также исследования магнитных свойств для тонких и толстых пленок Ni толщиной 10 нм и 50 нм, проведенные в университете г. Амстердама. В главе также приведены данные по исследованию магнитооптических свойств гетероструктур $Co/CaF_2/Si(001)$, выращенных с помощью метода молекулярно-лучевой эпитаксии. Глава содержит 5 параграфов.

В первом параграфе изложен метод лазерного электродиспергирования, разработанный в Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе РАН. В основе метода лежит процесс каскадного деления расплавленных металлических капель, заряженных в плазме лазерного факела. Для экспериментальной реализации этого процесса использовался импульсно-

периодический неодимовый лазер YAG:Nd^{3+} (длина волны $\lambda = 1.06$ мкм, время импульса $\tau \approx 30$ нс, частота следования импульсов $\nu \approx 28$ Гц, энергия в импульсе $E \approx 0.3$ Дж, плотность энергии $P \approx 110$ Вт/см²), которым облучалась плоская металлическая мишень. В параграфе изложены ключевые моменты процесса образования металлических капель нанометрового размера.

Во втором параграфе главы обсуждаются структурные свойства получаемых наноструктурированных пленок. Главная особенность пленок состоит в том, что они состоят из аморфных наночастиц строго определенного размера, что подтверждается данными исследования с помощью туннельного электронного микроскопа демонстрирующих, что полученные пленки состоят из практически сферических наночастиц, равномерно распределенных по поверхности подложки случайным образом.



Рис. 1: Картина дифракции электронов ТЭМ пленок из наночастиц Ni

Анализ изображений показал, что соседние наночастицы сохраняют индивидуальную форму и не коагулируют между собой, в отличие от других методов изготовления наночастиц. Средний размер наночастиц $D \approx 2.5$ нм для наночастиц Ni и 3.5 нм – для Co , при этом дисперсия размера очень мала, менее 10 %. Неструктурированное гало на картинах дифракции электронов, полученных с помощью ТЭМа, свидетельствует о том, что наночастицы находятся в аморфном состоянии (Рис. 1).

В параграфе приведены данные атомно-силового микроскопа (АСМ) для пленок Ni , свидетельствующие о ступенчатом характере роста пленки, и даны объяснения такого механизма роста.

При исследовании с помощью АСМ поверхности пленки из наночастиц Ni , толщина которой составляет 10 нм, обнаружены кластеры из наночастиц (пирамидки), высота которых составляет 10 нм, а латеральный размер порядка 100–150 нм. Приняв во внимание размер наночастиц Ni 2.5 нм, можно оценить число наночастиц в таком кластере: $N \sim 3 \times 10^3$. В случае наночастиц Co данные АСМ свидетельствуют о послойном характере роста.

Третий параграф посвящен обсуждению электрических свойств. Измерения электрических свойств проводились для магнитных пленок из наночастиц Ni и Co различной толщины. Установлено, что удельное сопротивление толстых пленок оказывается на 2–3 порядка выше по сравнению с удельным сопротивлением сплошных пленок объемного металла той же толщины. Это свидетельствует в пользу того, что даже толстые многослойные пленки состоят из отдельных наночастиц, контактирующих друг с другом.

В параграфе приведены оценки усредненной межгранульной проводимости, позволяющие сделать вывод, что контакты между гранулами либо точечного типа, либо, что более вероятно, имеют туннельный интерфейс. Оценочное значение межгранульной проводимости оказывается достаточно большим, чтобы обеспечить обменное спаривание между гранулами.

Четвертый параграф главы посвящен изучению магнитных свойств пленок Ni при помощи SQUID-магнетометра.

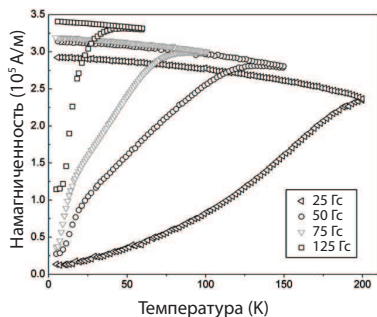


Рис. 2: Измерение намагниченности пленок Ni толщиной 10 нм по методу ZFC/FC.

охлаждения от 350 К до 5 К в том же внешнем магнитном поле (FC кривая). На Рис. 2 представлены результаты измерений намагниченности по методу ZFC/FC, которые позволяют определять температуру блокировки (необратимости): значение температуры, при которой происходит разделение ZFC и FC кривых. В результате были получены зависимости

Пленки из наночастиц Ni различной толщины исследовались при помощи стандартных процедур измерения намагниченности в нулевом магнитном поле и во внешнем магнитном поле (ZFC/FC). Для получения ZFC и FC кривых образцы предварительно охлаждались без внешнего магнитного поля ($H = 0$) от комнатной температуры до 5 К. После этого измерялась температурная зависимость намагниченности образцов при нагревании от 5 К до 350 К в заданном внешнем магнитном поле (ZFC кривая) и при последующем

температуры блокировки как функции магнитного поля.

Измерение петель гистерезиса при различных температурах позволило определить температурную зависимость коэрцитивного поля $H_c(T)$. На полученных пленках гистерезис наблюдался вплоть до комнатной температуры, 300 К.

Аналогичные измерения были проведены также для пленок из наночастиц Ni толщиной 50 нм, их результаты приведены в диссертации. Оказалось, что их магнитное поведение существенно отличается и указывает на резкое возрастание роли обменного взаимодействия между наночастицами. Для пленок толщиной 50 нм при измерениях температурной зависимости остаточной намагниченности (TRM) было обнаружено anomalous поведение остаточной намагниченности (см. Рис. 3). В ходе измерений образцы охлаждались в заданном внешнем магнитном поле от температур, существенно превышающих T_{irr} до 5 К, а затем магнитное поле выключалось, и измерялась температурная зависимость остаточной намагниченности при нагревании от 5 К до 350 К в отсутствие внешнего магнитного поля. Важно отметить, что остаточная намагниченность существенно увеличивается с ростом температуры, противоположно тому, что можно было бы ожидать от системы локализованных магнитных моментов. Заметим, что в экспериментах по измерению термоостаточной намагниченности, вклад Зеемановской энергии, обусловленной влиянием внешнего магнитного поля, устраняется, и термоостаточную намагниченность можно рассматривать как сумму магнитных моментов наночастиц, все еще заблокированных в замороженном состоянии, вызванном ранее приложенным внешним магнитным полем.

В пятом параграфе главы обсуждаются магнитооптические свойства пленок из наночастиц Ni и Co , полученных при помощи метода лазерной электродисперсии, а также свойства гетероструктур $Co/CaF_2/Si(001)$, выращенных с помощью метода молекулярно-лучевой эпитаксии. Маг-

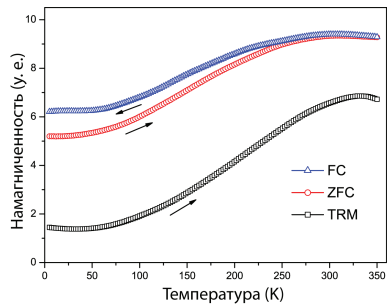


Рис. 3: Измерение термоостаточной намагниченности пленок Ni толщиной 50 нм.

нитные свойства структур исследовались с помощью автоматизированной магнитооптической методики, позволяющей проводить измерения меридионального (продольного) эффекта Керра (МЭК) на длине волны $\lambda = 650$ нм. Измерения проводились в диапазоне магнитных полей $H \leq 2$ кГс и температурном диапазоне $T = (10 - 300)$ К с чувствительностью измерения поворотов плоскости поляризации света $\Delta\alpha \sim 10''$. Сканирование магнитного поля осуществлялось с помощью компьютера. Время одного цикла составляло $\tau \sim (50 - 100)$ с.

На Рис. 4 представлены результаты измерений эффекта Керра для пленок толщиной 20 нм из наночастиц *Co*.

Результаты измерений температурной зависимости величины эффекта Керра для тонких пленок из наночастиц *Ni* и *Co* свидетельствуют о суперпарамагнитном характере их магнитного поведения. Модель суперпарамагнетизма подробно обсуждается в следующей главе.

В заключение параграфа приведены экспериментальные данные, полученные для гетероструктур *Co/CaF₂/Si(001)*, свидетельствующие, что при малых плотностях покрытия, магнитная структура плёнок при $T=294$ К представляют собой ансамбль суперпарамагнитных слабовзаимодействующих наночастиц и характеризуется небольшими величинами коэрцитивного поля H_c и остаточной намагниченности M_r .

Во **второй главе** “Теоретические модели” изложена модель суперпарамагнетизма [3], которая как показали результаты проведенного исследования, хорошо применима для описания магнитного поведения тонких пленок толщиной 10 нм. Предложена модель ферромагнитного стекла, которая позволила выявить природу магнитных аномалий пленок толщиной 50 нм из аморфных наночастиц *Ni*.

В первом параграфе “Суперпарамагнетизм тонких пленок” показано, что наблюдаемое в экспериментах магнитное поведение может быть

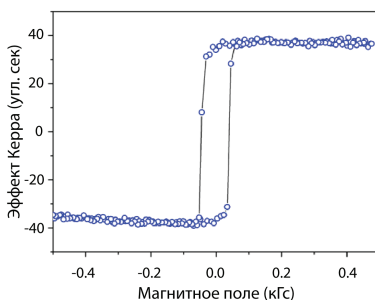


Рис. 4: Петля гистерезиса, полученная при измерении эффекта Керра пленки *Co* толщиной 20 нм.

объяснено на основе модели Нееля для ансамбля невзаимодействующих монокристаллических магнитных суперчастиц. В этой модели существует два параметра: μ – магнитный момент однодоменной суперчастицы и температура блокировки при нулевом магнитном поле $T_{irr,0}$, характеризующая энергию анизотропии. Зависимость температуры блокировки (необратимости) от магнитного поля дается выражением:

$$T_{irr}(H) = T_{irr,0} \left(1 - \frac{\mu H}{50k_B T_{irr,0}} \right)^2, \quad (1)$$

где k_B – константа Больцмана. Показано, что экспериментальные данные для $T_{irr}(H)$ описывается законом (1) со следующими параметрами: $T_{irr,0} = 253K$ и $\mu = 0.93 \times 10^6 \mu_B$, где μ_B – магнетон Бора.

Температуру блокировки T_{irr} и магнитный момент суперчастицы можно независимо оценить из температурной зависимости коэрцитивного поля, которая в модели суперпарамагнетизма определяется законом:

$$H_c(T) = H_{c,0} \left[1 - \left(\frac{T}{T_{irr,0}} \right)^{1/2} \right], \quad (2)$$

где

$$H_{c,0} = 50k_B T_{irr,0} / \mu, \quad (3)$$

По экспериментальным данным для для $H_c(T)$ были найдены следующие значения параметров: $T_{irr,0} = 300K$ и $H_{c,0} = 11.3$ кА/м. Соответственно, для магнитного момента суперчастицы имеем: $\mu = 1.5 \times 10^6 \mu_B$, что хорошо согласуется с оценками, полученными из зависимости $T_{irr}(H)$.

Полученное значение магнитного момента суперчастицы намного больше магнитного момента отдельных наночастиц Ni . В самом деле, наночастица Ni имеет диаметр 2.5 нм и содержит порядка 600 атомов. Поскольку, что магнитный момент атома Ni для наночастиц $0.7\mu_B$, магнитный момент наночастицы Ni примерно равен $400\mu_B$. А значит, в изучаемых пленках из наночастиц Ni толщиной 10 нм отдельные наночастицы Ni образуют суперчастицу, состоящую примерно из 3×10^3 наночастиц. Эта оценка хорошо коррелирует с оценкой размера кластеров, полученной при помощи АСМ. Вследствие обменного взаимодействия, магнитные моменты всех наночастиц в кластере выстроены параллельно, формируя однодоменную суперчастицу.

Наши результаты однозначно показывают, что мы имеем дело с образованиями, состоящими из большого числа отдельных гранул, сформированных в результате обменного взаимодействия между гранулами.

Используя значения объема суперчастицы и температуры блокировки $T_{irr,0}$, полученные из эксперимента, можно оценить константу анизотропии монодоменной суперчастицы, которая формируется в пленке вследствие самоорганизации. Соотношение между этими параметрами определяется выражением:

$$T_{irr,0} = \frac{KV}{25k_B}, \quad (4)$$

где V – объем суперчастицы. Используя это соотношение, получаем значение константы анизотропии монодоменной суперчастицы: $K = 4 \times 10^4$ эрг/м³.

Проведенный теоретический анализ показал, что теория суперпарамагнетизма применима к пленкам из наночастиц только в случае, когда размер кластера, образованного из наночастиц, намного меньше корреляционной длины магнитного упорядочивания.

Важно, что наблюдаемое в экспериментах значение температуры блокировки достаточно велико. Обычно, в пленках, состоящих из случайно расположенных магнитных наночастиц, эта температура не превосходит 10–20 К. При использовании специальных методов формирования пленки, предполагающих строгий контроль расположения наночастиц, температуру блокировки удастся существенно увеличить, вплоть до комнатной температуры. В нашем случае, высокое значение температуры блокировки обусловлено процессом самоорганизации наночастиц в кластеры, которые играют роль невзаимодействующих монодоменных магнитных суперчастиц.

Во втором параграфе главы представлена модель ферромагнитного стекла, которая позволила описать магнетизм толстых пленок. В рамках модели предполагается, что гранулы монодисперсны, а контакт между ними происходит через туннельный переход.

Обменное взаимодействие между соседними гранулами 1 и 2 описывается гамильтонианом:

$$H_{ex} \sim -\tilde{J} \sum_i \mathbf{S}_{i,1} \mathbf{S}_{i,2}, \quad (5)$$

где суммирование выполнено по парам прилегающих друг к другу спинов $\mathbf{S}_{i,1}$ и $\mathbf{S}_{i,2}$, разделенных туннельным барьером, \tilde{J} – это константа обмена на границе между двумя соседними гранулами, которую можно оценить как $\tilde{J} = JW$, где J – это константа обмена, характеризующая объемный материал, а $W < 1$ – вероятность туннелирования. Оценка сверху для этой константы получена из отношения проводимости образца и проводимости объемного материала, которое для пленок Ni составляет 10^{-3} .

В модели полагается, что в грануле моменты всех атомов выстроены в одном направлении, откуда следует, что $\mathbf{S}_{i,1}\mathbf{S}_{i,2} = \cos\theta_{1,2}$, где $\theta_{1,2} = \angle \mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2$. Здесь $\mathbf{M}_{1,2}$ – это намагниченность гранулы, при этом для простоты принимается $|\mathbf{S}| = 1$. Энергия обменного взаимодействия между двумя соседними гранулами определяется выражением:

$$E_{ex,g} = -\tilde{J}s \cos \Delta\theta \rightarrow \frac{1}{2}\tilde{J}s (\Delta\theta)^2, \quad (6)$$

где $\Delta\theta$ – угол между намагниченностями гранул \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 , а s – число спиновых контактов. В выражении (6) мы использовали приближение $\cos \Delta\theta \approx 1 - (\Delta\theta)^2/2$, и пренебрегли слагаемым независимым от угла $\Delta\theta$.

Анизотропии аморфных гранул (возникающая главным образом из-за формы гранулы) характеризуется случайным распределением направлений осей анизотропии. Соответствующий энергетический член записывается как: $\mathcal{U}_{a,i} = K_u V_g \sin^2 \beta_i$, где K_u – константа одноосной анизотропии, V_g – объем гранулы (мы пренебрегаем различиями значений объема и константы анизотропии для различных гранул), а β_i – угол между намагниченностью гранулы и ее осью анизотропии.

В нашем модельном рассмотрении считается, что намагниченность гранул, а также ось анизотропии каждой гранулы лежат в плоскости пленки. В этом случае полную энергию анизотропии некоторого объема V , содержащего N гранул, оценивается следующим образом:

$$\mathcal{U}_a = \sum_i K_u V_g \sin^2 \beta_i = \frac{K_u V_g}{2} N - \frac{K_u V_g}{2} \sum_i \cos 2\beta_i. \quad (7)$$

Здесь $\beta_i = \varphi_i - \alpha_i$, где φ_i – случайный угол, характеризующий направление оси анизотропии гранулы i , в то время как угол α_i (слабо меняющийся при изменении i) описывает направление намагниченности гранулы i .

Среднее значение зависящей от угла части энергии анизотропии равно нулю, а ее среднеквадратичное отклонение σ_u дается выражением:

$$\sigma_u = \frac{K_u V_g}{2\sqrt{2}} \sqrt{N}. \quad (8)$$

Длина корреляции \mathcal{L} , определяющая характерный масштаб, на котором намагниченность меняет направление на противоположное, оценивается из условия, что минимум средней плотности полной энергии (состоящей из суммы обменной энергии и энергии анизотропии) достигается в области с характерным масштабом \mathcal{L} . Принимая во внимание выражения (6) и (8), мы получаем:

$$\mathcal{L} \approx 3\sqrt{2}\pi^2 \frac{\tilde{J}s}{K_u V_g} (Dd)^{1/2}, \quad (9)$$

где D – диаметр гранулы, d – толщина пленки. Отметим, что число спиновых контактов s можно оценить как $s \sim (D/a)^2$, где a – межатомное расстояние. Чтобы оценить длину корреляции \mathcal{L} мы использовали рассуждения, подобные приведенным в работах [4], [5]. Образец с относительно небольшим размером менее \mathcal{L} можно рассматривать как однодоменный, при этом его обменная энергия равна:

$$E_{ex,d} = \frac{3\pi^2}{2} \tilde{J}s \frac{d}{D}. \quad (10)$$

В противоположность обычному объемному ферромагнетику, в котором размер домена и ширина доменной стенки отвечают разным пространственным масштабам, в нашем случае имеется лишь один пространственный масштаб, задаваемый корреляционной длиной, который определяет и размер домена, и размер доменной стенки.

Важная особенность нашей модели заключается в том, что свойства рассматриваемых систем сильно зависят от отношения (внутригранульной) энергии анизотропии и (межгранульной) обменной энергии. Если это отношение меняется, ожидается, что магнитные свойства будут сильно зависеть от этих изменений. В частности, уменьшение этого отношения с ростом температуры может приводить к явным изменениям термоостаточной намагниченности.

В заключение этого параграфа обсуждается возможность существования в пленках двух критических температур: $T_{c,g}$ – эффективной температуры Кюри для кластера и T_c – температуры Кюри объемного ферромагнетика. Показана возможность существования температурных режимов $T_{c,g} < T < T_c$, при которых коллективный ферромагнетизм исчезает, и мы имеем дело с ферромагнитно несвязанными между собой гранулами, хотя при этом ферромагнетизм продолжает существовать внутри самих гранул.

Третья глава “Численное моделирование методом Монте-Карло” посвящена компьютерным расчетам распределения намагниченности в пленках. Представлена модель, использующая подход эффективного поля и учитывающая влияние внешнего магнитного поля, анизотропию наночастиц, диполь-дипольное и обменное взаимодействие. В главе описан подход к моделированию и представлены основные результаты расчета взаимодействующих монодисперсных систем магнитных наночастиц с заданным распределением направлений осей анизотропии.

В первом параграфе главы описаны основные особенности построенной численной модели. Моделирование проводилось с помощью метода Монте-Карло. В рамках модели магнитные гранулы располагаются в узлах кубической решетки, гранулы считаются монодисперсными и имеющими форму сферы. Оси анизотропии каждой гранулы направлены в пространстве случайным образом. Энергия каждой гранулы складывается из энергии анизотропии (E_a), энергии обменного взаимодействия с соседними гранулами (E_{ex}) и энергии диполь-дипольного взаимодействия с окружающими гранулами (E_{dd}). При моделировании используется подход эффективного локального магнитного поля, в рамках которого энергия отдельной гранулы представляется в виде:

$$E_i = E_a + E_{ex} + E_{dd} \equiv -K_u V_g \cos^2 \beta - \vec{M}_i \cdot \vec{B}_i, \quad (11)$$

где K_u – константа анизотропии, V_g – объем, β – угол между направлением намагниченности и осью анизотропии, а \vec{M}_i – магнитный момент гранулы. Эффективное магнитное поле \vec{B}_i есть сумма приложенного внешнего поля \vec{B}_a , “дипольного” и “эффективного обменного” полей. Последнее описывает обменное взаимодействие с соседними гранулами.

Соответственно, \vec{B}_i определяется выражением:

$$\vec{B}_i = \vec{B}_a + \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{j \neq i} \left[\frac{3 \left(\vec{M}_j \vec{r}_{ij} \right) \vec{r}_{ij}}{r_{ij}^5} - \frac{\vec{M}_j}{r_{ij}^3} \right] + C^* \sum_{j \neq i} \vec{M}_j, \quad (12)$$

где \vec{r}_{ij} – вектор между центрами i -ой и j -ой гранул, $r_{ij} = |\vec{r}_{ij}|$, а константа обменного взаимодействия C^* определяется выражением:

$$C^* = \frac{JW_s}{M^2} = \frac{\bar{J}}{M^2}. \quad (13)$$

Таким образом, потенциальная энергия зависит от направления магнитного момента, легкой оси намагниченности (оси анизотропии) и эффективного магнитного поля \vec{B}_i .

В процессе расчета для каждой гранулы определяется направление магнитного момента, обеспечивающее минимум полной энергии системы в заданном внешнем магнитном поле при фиксированных направлениях намагниченности остальных гранул. Указанная процедура применяется к каждой наночастице, причем гранулы обходятся в случайном порядке. Процедура повторяется до тех пор, пока не будет найдено установившееся положение моментов наночастиц.

Во втором параграфе данной главы приводятся основные результаты проведенных численных расчетов.

Проведенное компьютерное моделирование показало, что в полном согласии с полученными ранее аналитическими результатами, система разбивается на кластеры, или “домены”, из наночастиц, с практически коллинеарно-ориентированными магнитными моментами. Размер “доменов” зависит от соотношения энергий обменного взаимодействия и случайной анизотропии, в полном соответствии с полученным аналитически выражением для длины корреляции в модели ферромагнитного стекла. Для квазидвумерной системы предсказана структура взаимной ориентации магнитных моментов, относящаяся к случаю сильного диполь-дипольного взаимодействия между отдельными гранулами.

Компьютерное моделирование показало, что наблюдаемое экспериментально увеличение остаточной намагниченности с ростом температуры является результатом уменьшения с температурой анизотропии наночастиц либо увеличения с температурой прямого обмена между нано-

частицами. На основании экспериментальных данных, а также результатов аналитических вычислений и компьютерного моделирования мы заключили, что структуры, образованные ферромагнитными наночастицами, характеризующимися наличием слабого прямого обмена и случайной анизотропии формы, имеют свойства ферромагнитных стекол.

Структура намагниченности образуется из “доменов”, размер которых определяется соотношением слабого межгранульного прямого обмена и случайной анизотропии. Для квазидвумерных структур диполь-дипольные силы становятся определяющими и ответственными за образование вихреподобных картин намагниченности (см. Рис. 5).

В главе также представлены результаты расчетов, описывающих магнитное поведение образцов, полученное в результате экспериментов по измерению эффекта Керра при повороте магнитного поля, представленных в соответствующем параграфе первой главы.

С помощью моделирования систем состоящих из магнитных и немагнитных наночастиц показана возможность использования метода лазерного электродиспергирования для получения пленки с магнитным туннельным переходом, состоящей из чередующихся слоев металлических наночастиц с разными значениями коэрцитивного поля. В таких материалах должен наблюдаться эффект гигантского туннельного магнитосопротивления, поскольку намагниченность в разных слоях по-разному зависит от приложенного внешнего магнитного поля. Такой материал может быть использован при создании новых спинэлектронных устройств: магнитных сенсоров, магнитных ячеек памяти.

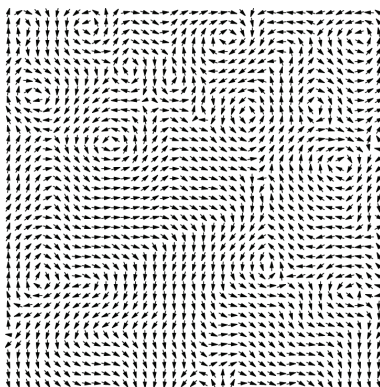


Рис. 5: Распределение намагниченности, рассчитанное с помощью метода Монте-Карло для пленки Ni .

В Заключении приведены основные результаты работы:

1. Впервые получены пленки из аморфных наночастиц Ni и Co .
2. Изучены электрические и магнитные свойства полученных пленок Ni и Co .
3. Показано, что модель суперпарамагнетизма применима для описания тонких пленок Ni толщиной ~ 10 нм.
4. Изучено магнитное поведение толстых пленок Ni толщиной 50 нм, и показано, что в них существенно возрастает роль обменного взаимодействия между наночастицами. Магнитное поведение толстых пленок не укладывается в рамки суперпарамагнетизма.
5. В магнитных пленках с толщиной 50 нм обнаружено аномальное поведение спонтанной намагниченности структуры: ее возрастание с температурой.
6. Для описания магнитного поведения толстых пленок предложена теоретическая модель ферромагнитного стекла, представляющая собой обобщение модели случайной анизотропии.
7. Проведено численное моделирование по методу Монте-Карло для модели ферромагнитного стекла, позволившее продемонстрировать особенности магнитного поведения в зависимости от отношения обменной энергии и энергии анизотропии.

Публикации автора по теме диссертации

[A1] D. S. Pyushenkov, V. I. Kozub, I. N. Yassievich, et al., Ferromagnetic glass on the base of aggregates of Ni amorphous nanogranules // J.Magn.Magn.Mater., **323**(10), 1259–1253 (2011).

[A2] D. S. Pyushenkov, V. I. Kozub, D. A. Yavsin, et al., Magnetic properties of self-assembled nanostructure films on the base of amorphous Ni granules // J.Magn.Magn.Mater., **321**(5), 343–347 (2009).

[A3] Б. Б. Кричевцов, С. В. Гастев, Д. С. Ильющенко и др., Магнитные свойства массивов наночастиц кобальта на поверхности $CaF_2(110)/Si(001)$ // ФТТ, **51**(1), 109–117 (2009).

[A4] Д. С. Ильющенко, В. И. Козуб, И. Н. Ясиевич, Формирование доменов в пленках магнитных наночастиц со случайным распределением осей анизотропии // ФТТ, **49(10)**, 1853–1857 (2007).

[A5] Д. С. Ильющенко, М. А. Одноблудов, Д. А. Явсин и др. Магнитные плёнки из монодисперсных никелевых наночастиц // Институт физики микроструктур РАН, симпозиум “Нанофизика и нанoeлектроника”, **2**, 293–294 (2006).

[A6] Д. С. Ильющенко, С. В. Гастев, В. И. Козуб и др. Магнитные свойства пленок из наночастиц никеля и кобальта // Институт физики микроструктур РАН, симпозиум “Нанофизика и нанoeлектроника”, **2**, 265–256 (2008).

[A7] Д. А. Андроников, Д. С. Ильющенко, С. А. Гуревич и др., Магнитосопротивление гранулированных пленок, состоящих из наночастиц Co, полученных методом лазерного электродиспергирования // Институт физики микроструктур РАН, симпозиум “Нанофизика и нанoeлектроника” **2**, 377–378 (2010).

[A8] Д. С. Ильющенко, В. И. Козуб, И. Н. Ясиевич, Ферромагнитные стекла на основе наночастиц никеля // Институт физики микроструктур РАН, симпозиум “Нанофизика и нанoeлектроника” **2**, 386–387 (2010).

Список литературы

- [1] V. M. Kozhevin, D. A. Yavsin, V. M. Kouznetsov, et al., J. Vac. Sci. Tech. B **18(3)**, 1402 (2000).
- [2] T. N. Rostovshchikova, V. V. Smirnov, S. A. Gurevich, et al., Catalysis Today **105**, 344 (2005).
- [3] Blundell, S. Magnetism in Condensed Matter – Oxford University Press, 2006. – P. 238.
- [4] V. M. Vinokur, M. B. Mineev, M. V. Feigelman, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **81**, 2142 (1981).
- [5] Skomski, R. Simple Models of Magnetism – Oxford University Press, 2008. – P. 349.