На правах рукописи

Поперечный Игорь Сергеевич

Магнитодинамика наночастиц в сильном переменном поле

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

ΑΒΤΟΡΕΦΕΡΑΤ

диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук.

| Научный руководитель: | доктор физико-математических наук, профессор Райхер Юрий Львович |
|------------------------|---|
| Официальные оппоненты: | Исхаков Рауф Садыкович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией физики магнитных пленок Института физики им. Киренского СО РАН |
| | Марценюк Михаил Андреевич, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой ком- пьютерных систем и телекоммуникаций Пермского государственного националь- ного исследовательского университета |
| Ведущая организация: | Физический факультет Московского го- сударственного университета им. М.В. Ломоносова |

Защита состоится 27 марта 2012 года в 17³⁰ на заседании диссертационного совета Д 212.189.06 при ФГБОУ ВПО «Пермский государственный национальный исследовательский университет», расположенном по адресу: 614990, г. Пермь, ул. Букирева, 15, зал заседаний Ученого совета ПГНИУ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Пермского государственного национального исследовательского университета; электронная версия доступна на сайте ПГНИУ по адресу: http://www.psu.ru.

Автореферат разослан «____» февраля 2012 года

Ученый секретарь диссертационного совета, кандидат физико-математических наук, доцент

В. Г. Гилев

Общая характеристика работы

Актуальность работы. Объектом исследования настоящей работы является магнитный гистерезис (МГ) наноразмерных ферромагнитных частиц. Магнитный гистерезис — это неоднозначная связь намагниченности M тела с приложенным внешним полем H; в частности, МГ обеспечивает возможность магнитной записи информации.

До недавнего времени, пока для записи использовались частицы микронного размера, вполне удовлетворительную теорию процесса давала энергетическая модель Стонера-Вольфарта [1]. Стремление уменьшить физический размер "магнитного бита" естественным образом привело к идее заменить микрозерна наночастицами. Однако в нанодисперсных ферромагнетиках высота энергетического барьера перемагничивания может оказаться сравнимой со средней тепловой энергией уже при комнатной температуре. Поэтому для адекватного описания магнитодинамики таких систем принципиально необходим учет ориентационных флуктуаций магнитного момента [2].

В настоящее время интерес к изучению процессов перемагничивания малых частиц чрезвычайно велик, поскольку к проблемам физики материалов для магнитной записи добавились вопросы, связанные с теорией и практикой магнитоиндукционной гипертермии (разогрев системы переменным магнитным полем). Нелинейное циклическое перемагничивание (динамический гистерезис) механически неподвижных наночастиц с одноосной анизотропией исследовался в работах [3, 4]; однако в указанных публикациях были получены петли намагничивания только для одного из предельных случаев. Замкнутая теория динамического гистерезиса анизотропных наночастиц, справедливая во всей области параметров, отсутствует до сих пор; решению этой проблемы посвящена настоящая работа.

Целью диссертационной работы являются: построение последовательной кинетической теории динамического магнитного гистерезиса однодоменных частиц с одноосной анизотропией, определение границ применимости прежних приближенных моделей и сопоставление полученных результатов с данными физических экспериментов.

Достоверность результатов диссертации подтверждается использованием апробированных методов исследования, тестированием используемых программ на известных предельных случаях, согласием результатов, полученных разными методами, а также соответствием результатам других авторов

3

в предельных случаях и результатам эксперимента там, где удается провести сравнение.

Научная новизна работы заключается в том, что в ней впервые:

- разработан на основе метода матричной прогонки алгоритм численного решения кинетического уравнения Брауна при произвольной ориентации намагничивающего поля относительно оси анизотропии однодоменной частицы;
- выполнены расчеты петель динамического магнитного гистерезиса (ДМГ) ансамбля невзаимодействующих однодоменных частиц в широком диапазоне значений управляющих параметров; охарактеризованы основные существенно различные режимы ДМГ: квазистатический, переходный, поляризационный;
- в рамках разработанного подхода сформулированы количественные критерии применимости известной двухуровневой модели ДМГ и классического подхода Стонера-Вольфарта;
- исследовано видоизменение петель ДМГ ансамбля однодоменных частиц в условиях, когда к системе приложено постоянное магнитное поле (поле смещения).

Практическая значимость. Развитая в настоящей диссертации кинетическая теория может быть использована для анализа материальных параметров и магнитодинамических свойств нанодисперсных сред, применяемых в магнитной записи. Разработанный подход расширяет теоретические основы магнитоиндукционной гипертермии.

Основные положения, выносимые на защиту:

- способ численного решения кинетического уравнения Брауна при произвольной ориентации намагничивающего поля относительно оси анизотропии однодоменной частицы;
- результаты изучения процессов циклического перемагничивания ансамбля невзаимодействующих суперпарамагнитных частиц в широком диапазоне значений управляющих параметров, в том числе в присутствии постоянного поля (поля смещения);
- сопоставление известной двухуровневой модели динамического магнитного гистерезиса и классического подхода Стонера-Вольфарта с кинетической теорией и определение количественных критериев применимости приближенных моделей;

• анализ основных факторов, влияющих на эффективную коэрцитивную силу ансамбля невзаимодействующих суперпарамагнитных частиц.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались и обсуждались на следующих международных и всероссийских конференциях: Всероссийская конференция молодых ученых "Неравновесные переходы в сплошных средах" (Пермь, 2008, 2010), 16, 17 Зимние школы по механике сплошных сред (Пермь, 2009, 2011), 3 Всероссийская конференция по наноматериалам (Екатеринбург, 2009), 21 Международная конференция "Новое в магнетизме и магнитных материалах" (Москва, 2009), Моscow International Symposium on Magnetism (Москва, 2011), а также на научных семинарах по физике твердого тела Института физики микроструктур РАН (Н. Новгород) и Laboratoire de Mathématiques, Physique et Systémes Университета Перпиньяна (Франция).

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 11 печатных работах, из них 3 статьи в журналах из списка ВАК, 2 статьи в сборниках трудов конференций и 5 тезисов докладов.

Личный вклад автора. Постановка задач, обсуждение и интерпретация результатов проводилась совместно с научным руководителем и соавторами. Разработка численных алгоритмов, сопоставление разработанной теории с двухуровневой моделью и решение задачи об эффективной коэрцитивной силе выполнены соискателем самостоятельно.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав основного содержания, приложения, заключения и списка цитируемой литературы из 101 наименования. Общий объем диссертации составляет 155 страниц, включая 39 рисунков.

Содержание работы

Во **Введении** обоснована актуальность темы, указаны цели исследования, сформулирована научная новизна полученных результатов и их практическая значимость, дана общая характеристика работы.

В главе 1 приведен энергетический критерий однодоменности и описана классическая модель Стонера-Вольфарта (СВ) — исторически первая теория циклического перемагничивания однодоменной частицы. Указано, что в присутствие развитых тепловых флуктуаций магнитного момента модель СВ непригодна, и корректное описание магнитного состояния частиц размером ~ 10 нм возможно только на основе кинетического уравнения, выведенного Брауном. Подробно изложен способ решения уравнения Брауна в предельном случае высокого энергетического барьера (приближение Крамерса) и приведены выражения для наибольшего времени релаксации. Рассмотрены основные работы по динамическому гистерезису анизотропных наночастиц и отмечено, что существующие теории циклического перемагничивания однодоменных частиц имеют ограниченную применимость.

Глава 2 посвящена построению теории динамического магнитного гистерезиса (ДМГ) одноосной наночастицы под действием линейно поляризованного гармонического поля. Направление внешнего поля H задается единичным вектором h, который составляет произвольный угол ψ с осью анизотропии n. Исследуемая частица считается абсолютно однодоменной, ее магнитодинамика ограничивается поворотами магнитного момента $\mu = M_s v e$, где v объем частицы, M_s — намагниченность насыщения ферромагнетика, а e единичный вектор. Ориентационно-зависимая часть потенциальной энергии частицы имеет вид:

$$U = -\mu H(\boldsymbol{eh}) - E_A(\boldsymbol{en})^2. \tag{1}$$

Число минимумов потенциала (1) зависит от величины и направления приложенного поля: если $H < H_K$, то энергия частицы имеет два минимума (ямы) разной глубины, один из которых метастабилен; здесь H_K — критическое поле перехода к одноямному потенциалу. Ключевым для задачи о ДМГ является вопрос о магнитной релаксации. Трудность решения вызвана наличием в движении магнитного момента нескольких различных временных масштабов. При нулевой температуре переход магнитного момента из одного энергетического минимума в другой невозможен, возмущения ориентации вектора е затухают внутри ямы с температурно-независимым временем $\tau_0 = 10^{-11} - 10^{-9}$ с. При отличной от нуля, но достаточно низкой температуре $(\sigma = E_A/k_BT \gtrsim 1)$ в спектре времен релаксации системы наряду с "быстрыми" внутриямными (intrawell) модами, которые соответствуют диффузии магнитного момента вблизи дна каждой ямы и имеют порядок $\tau_D = \tau_0 (E_A/k_B T)$, присутствует "длинная" межъямная (interwell) мода. Последняя соответствует термофлуктуационному перемагничиванию частицы и определяет время установления теплового равновесия между потенциальными ямами. Характерное время этого процесса $au(H,\sigma) \sim au_0 \exp(\Delta U/k_B T)$, где ΔU — величина энергетического барьера; величина $\tau(H,\sigma)$ широко известна как неелевское время. Если поле $H > H_K$, то понятие межъямного перехода теряет смысл,

движение магнитного момента утрачивает диффузионный характер и становится вынужденным. В этой ситуации время релаксации не зависит от температуры и неограниченно убывает с ростом поля $\tau(\sigma, H) \sim 1/H$.

Периодическое поле $H(t) = H_0 \cos \omega t$ с амплитудой $H_0 > H_K(\psi)$, вызывая переключения магнитного момента, создает в частице условия для МГ. В этом процессе из-за сильной зависимости τ от H время отклика вектора e на приложенное поле изменяется "на лету" в очень широких пределах, и в этих условиях намагничивание частицы не может быть сведено к комбинации заданных intrawell и interwell мод. Достоверное описание процесса можно получить, только решая полное кинетическое уравнение Брауна для функции распределения W(e, t) направлений магнитного момента частицы; в безгирационном приближении это уравнение имеет вид:

$$2\tau_D \,\partial W/\partial t = \hat{\boldsymbol{J}} \cdot W \hat{\boldsymbol{J}} \left(U/k_B T + \ln W \right), \tag{2}$$

где $\hat{J} = e \times \partial / \partial e$ — оператор бесконечного малого поворота.

Задача решается в сферической системе координат с полярной осью вдоль вектора \boldsymbol{n} . При этом выборе векторы \boldsymbol{e} , \boldsymbol{n} и \boldsymbol{h} имеют координаты (ϑ, φ) , (0, 0) и $(\psi, 0)$ соответственно. В качестве безразмерной частоты поля использовано произведение $\omega \tau_0$; время τ_0 предполагается независящим ни от величины поля, ни от температуры. Безразмерное поле $q(t) = q_0 \cos \omega t$ с амплитудой $q_0 = H_0/H_A$ нормировано на максимальную коэрцитивную силу частицы CB $H_A = 2E_A/\mu$. Мерой температуры служит параметр $\sigma = E_A/k_BT$; в предположении, что энергия анизотропии E_A не зависит от температуры имеем $\sigma \propto 1/T$.

Ориентационная функция распределения в уравнении (2) ищется в виде ряда

$$W(\vartheta,\varphi,t) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{k=-l}^{k=l} b_{l,k}(t) Y_{l,k}(\vartheta,\varphi)$$
(3)

по сферическим гармоникам $Y_{l,k}$. Для случая периодического решения коэффициенты $b_{l,k}(t)$ представляются в виде ряда Фурье по частотам, кратным частоте ω внешнего поля:

$$b_{l,k}(t) = \sum_{p=-\infty}^{p=\infty} b_{l,k}^p e^{ip\omega t}.$$
(4)

Бесконечная система линейных алгебраических уравнений для трехиндексных коэффициентов $b_{l,k}^p$, получаемая подстановкой разложений (3) и (4) в



Рис. 1. Петли ДМГ для $\psi = 0^{\circ}$ (а), $\psi = 45^{\circ}$ (б), $\psi = 90^{\circ}$ (в); частота поля $\omega \tau_0 = 10^{-3}$, температурный параметр $\sigma = 2$ (линия 1), 5 (линия 2), 15 (линия 3); штрихами построены соответствующие циклы CB.

(2), записывается в виде матричного рекуррентного соотношения и решается методом матричной прогонки.

Средняя по ансамблю нормированная проекция магнитного момента частицы на направление поля находится согласно

$$m(t) = \langle \mathbf{eh} \rangle = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \left[b_{1,0}(t) \cos \psi - \sqrt{2} \, b_{1,1}(t) \sin \psi \right]. \tag{5}$$

Нормализованная кривая намагничивания m(q) получается путем исключения времени из пары зависимостей m(t) и q(t). Примеры петель гистерезиса m(q) для различных частот и углов наклона поля, а также температур приведены на рис. 1–3; амплитуда поля выбрана равной $q_0 = 1$. Анализ указанных кривых намагничивания показывает, что в одноосной суперпарамагнитной частице можно выделить три существенно различных режима ДМГ: квазистатический, переходный и поляризационный. Качественно эти режимы отличаются наличием или отсутствием переключения магнитного момента частицы.

В квазистатическом режиме, или режиме с переключением, перемагничивание частицы происходит дважды за цикл изменения поля; петли в этом случае близки к классическим циклам Стонера-Вольфарта, см. рис. 1.

Поляризационный режим наблюдается в условиях кинетического замораживания, то есть когда период приложенного поля сопоставим или меньше характерного времени спин-решеточной релаксации. В этом случае магнитный момент не успевает переключиться, намагничивание частицы происходит "упругим" образом, и, как показывает рис. 2, петля гистерезиса имеет эллиптический вид для всех углов наклона поля ψ . Отметим также, что с



Рис. 2. Петли ДМГ для $\psi = 0^{\circ}$ (a), $\psi = 45^{\circ}$ (б), $\psi = 90^{\circ}$ (в); частота поля $\omega \tau_0 = 1$, температурный параметр $\sigma = 2$ (линия 1), 5 (линия 2), 15 (линия 3); штрихами построены соответствующие циклы CB.

приближением к высоким частотам магнитный отклик на сильное поле "линеаризуется": в частотном спектре намагниченности веса́ всех гармоник, кроме первой, быстро уменьшаются. Этот факт иллюстрирует рис. Зб, где показаны частотные зависимости амплитуд первых трех отличных от нуля гармоник намагниченности при $\sigma = 15$ (низкие температуры). Как видно, в области $\omega \tau_0 \gtrsim 0.3$ намагниченность "монохроматична" и осциллирует с частотой приложенного поля.



Рис. 3. Переход в высокочастотному режиму ДМГ; угол наклона поля $\psi = 0^{\circ}$, температурный параметр $\sigma = 15$. (а) Петли ДМГ для $\omega \tau_0 = 0.1$ (1), 0.32 (2), 1 (3); (б) частотные зависимости амплитуды первых трех отличных от нуля гармоник (ω , 3ω и 5ω) намагниченности m(t); (в) частотные зависимости действительной части первой гармоники m(t) (слева) и ее фазовой задержки (справа); горизонтальная линия слева соответствует $\varphi = \pi/2$.

Переходный режим (см. рис. 3) наблюдается в условиях, когда примерно в равной степени конкурируют локальные осцилляции (поляризация) и сравнительно редкие перевороты (переключение) магнитного момента. Такая комбинированная релаксация может приводить к отрицательным значениям дифференциальной линейной восприимчивости, так что петля гистерезиса приобретает "аномальный" отрицательный наклон (см. кривую 2 на рис. 3а), а $|\varphi_1|$ — модуль фазовой задержки отклика m(t) от поля q(t) — превышает значение $\pi/2$, см. рис. 3в.

Рассматриваемый в работе кинетический сценарий релаксации позволяет исчерпывающе сформулировать условия применимости стандартной модели Стонера-Вольфарта:

$$\begin{cases} \tau(\sigma, q) = \infty, & q < q_K(\psi), \quad \forall \sigma, \\ \tau(\sigma, q) = 0, & q \ge q_K(\psi), \quad \forall \sigma, \end{cases} \qquad q_K = H_K/H_A; \tag{6}$$

предсказываемые ею петли показаны штриховыми линиями на рис. 1–3. Очевидно, что уравнение (2) не имеет разрывных решений, отвечающих (6). Так что, в математической смысле модель CB не принадлежит семейству решений кинетического уравнения (2). Фундаментальной физической причиной этого является тот факт, что уравнение Брауна описывает релаксацию к минимуму свободной энергии, а модель Стонера-Вольфарта основана на минимизации внутренней энергии частицы и принципиально не содержит температурнозависимого временного масштаба.

Проявления описанных выше особенностей ДМГ в реальных суперпарамагнитных системах проанализировано на примере наночастиц гамма-окиси железа (маггемит) диаметром 8 нм как в условиях ориентационной структуры (ψ =const), так и в ансамбле частиц со случайной ориентаций осей.

В рамках разработанной теории выполнен расчет количества выделяемого частицей тепла, равного площади петли гистерезиса A. На рис. 4а показана зависимость нормированной площади $A_n = A/4M_sH_0$ от угла между направлением переменного поля и осью анизотропии частицы при различных частотах. Как видно, A_n может изменяться в широких пределах, что позволяет регулировать тепловыделение путем варьирования внешних параметров.

В главе 3 на основе разработанной кинетической теории изучены изменения кривых намагничивания, вызванные присутствием дополнительного постоянного поля H_b (поле смещения). Полученные результаты применимы как к частицам с внутренним полем смещения (exchange bias), так и к однородно намагниченным частицам, помещенным в постоянное внешнее магнитное поле.

Обнаружено, что характер изменений петель гистерезиса существенно зависит от режима ДМГ. При квазистатическом перемагничивании наложение поля H_b приводит к простому сдвигу петли вдоль оси поля, см. рис. 5а. В то же время, в переходном режиме даже небольшое (в сравнении с полем



Рис. 4. Зависимость нормированной площади петли (a) и эффективной коэрцитивной силы (б) от угла наклона поля ψ . Температурный параметр $\sigma = 15$, частота поля $\omega \tau_0 = 10^{-3}$ (1), 10^{-2} (2), 10^{-1} (3), 0.32 (4), 1 (5), 10 (6); штриховые линии соответствуют режиму CB.

анизотропии) постоянное поле может привести к сильным трансформациям петли гистерезиса, см. рис. 56.



Рис. 5. Петли ДМГ при амплитуде переменного поля $q_0 = 1.0$ (а) и $q_0 = 0.45$ (б); поле смещения $q_b = H_b/H_A = 0$ (сплошные линии), 0.05 (штриховые линии), 0.1 (штрих-пунктирные линии); частота поля $\omega \tau_0 = 10^{-4}$, параметр $\sigma = 25$.

Таким образом, при определенных условиях дополнительное поле смещения H_b позволяет эффективно управлять мощностью тепловыделения R в ансамбле наночастиц. Это иллюстрирует рис. 6, где представлены частотные зависимости нормированной площади A_n петли ДМГ (рис. 6а) и величины $\omega \tau_0 \cdot A_n$, она прямо пропорциональна R (рис. 6б). Как видно, с помощью малого поля смещения удается изменить уровень поглощения энергии в несколько раз. Обратим также внимание, что насыщение (плато), достигаемое в области $\omega \tau_0 \leq 1$ является промежуточным: при больших частотах, когда на первый план выходит intrawell релаксация, уровень насыщения повышается.



Рис. 6. Зависимость нормированной площади петли A_n (a) и произведения $\omega \tau_0 \cdot A_n$ (б) от частоты $\omega \tau_0$; поле смещения $q_b = H_b/H_A = 0$ (сплошные линии), 0.05 (штриховые линии), 0.1 (штрих-пунктирные линии); параметр $\sigma = 25$, амплитуда поля $q_0 = 0.45$; тонкие вертикальные линии отмечают частоту $\omega \tau_0 = 10^{-4}$.

В главе 4 изучена одна из основных характеристик магнитного гистерезиса — эффективная коэрцитивная сила (ЭКС), которая определяется как абсолютная величина приложенного поля q_c , при которой средняя проекция намагниченности на направление поля обращается в нуль.

На рис. 4б показана зависимость ЭКС от угла наклона поля ψ для различных частот поля при значении параметра $\sigma = 15$ (низкая температура). Заметная угловая дисперсия ЭКС на низких и средних частотах (кривые 1-4) обусловлена зависимостью неелевского времени релаксации τ от угла наклона поля ψ . Слабая зависимость коэрцитивной силы от угла ψ при высоких частотах поля (кривые 5, 6) объясняется универсальностью процесса намагничивания в режиме кинетического замораживания. Как показывает рис. 4б, поведение q_c для суперпарамагнитной частицы (сплошные линии) и частицы СВ (штриховая линия) в общем случае существенно различно; это означает, что подход Стонера-Вольфарта для расчета ЭКС допустим только в узкой области параметров.

Анализ зависимости ЭКС от амплитуды поля q_0 показал, что в общем случае функция $q_c(q_0)$ не имеет простого вида; с возрастанием q_0 на ней последовательно сменяются три участка: линейный, переходный, насыщения, которым соответствуют три режима ДМГ: поляризационный, промежуточный и квазистатический.

Для изучения температурной зависимости q_c , наряду с полной теорией (кинетическое уравнение), была использована двухуровневая модель ДМГ (см., например, [3]), которая представляет собой одну из температурно-зави-

симых модификацией приближения Стонера-Вольфарта. Как показало сопоставление с результатами кинетического подхода, дискретная модель хорошо справляется с описанием ДМГ в области температур $\sigma \gtrsim 5$ и достаточно низких частот поля: $\omega \tau_0 \lesssim 10^{-3}$, при этом она существенно экономит вычислительные ресурсы. С использованием двухуровневой модели в указанных диапазонах и кинетического расчета — вне их, была проверена формула Шэррока [5]:

$$H_{c} = H_{K} \left[1 - \left(\frac{k_{B}T}{E_{A}} \ln \frac{t_{m}}{\tau_{0}} \right)^{1/m} \right], \quad m = \frac{3}{2},$$
(7)

где t_m — характерное время измерения (период осцилляций поля). Аппроксимация широко используется в физике магнитных дисперсных систем для оценки эффективной коэрцитивной силы случайно ориентированных ансамблей. Проведенный анализ обнаружил два факта. Во-первых, наилучшая аппроксимация $H_c(T)$ формулой Шэррока достигается не при общепринятом значении показателя m = 3/2, а при m = 6/5, что на 20% меньше. Во-вторых, в области $\omega \tau_0 \gtrsim 10^{-5}$ функция $H_c(T)$ теряет универсальность и существенно отличается от зависимости, предписываемой формулой (7).



Рис. 7. Кривые намагничивания нанокомпозита феррита кобальта при разных температурах: T = 333 K (a), 318 K (б), 228 K (в); пунктирные линии — эксперимент [6], сплошные — расчет при значении константы анизотропии $K = 1.2 \cdot 10^6$ эрг/см³.

В заключительной части главы дан пример использования развитой теории, для чего были взяты результаты измерений магнитного гистерезиса нанодисперсной композиции частиц феррита кобальта в твердой матрице [6]. Важное достоинство этой работы состоит в том, что авторы привели полный набор материальных параметров системы. Изученный в эксперименте температурно-частотный диапазон лежит в области, где предсказания кинетической теории и двухуровневой модели совпадают, поэтому для ускорения расчетов (выполнялось усреднение по размерам частиц) была использована последняя. Теоретические (сплошные линии) и экспериментальные (пунктир) петли гистерезиса показаны на рис. 7. Как видно, при $T \leq 300$ К теоретические кривые заметно у́же экспериментальных; простые оценки показывают, что в этой области температур диполь-дипольное взаимодействие существенно изменяет релаксационную динамику частиц и является наиболее вероятной причиной "отказа" одночастичной модели. Однако при $T \gtrsim 300$ К наблюдается хорошее согласие теории и результатов измерений; здесь разработанная кинетическая теория не только является надежным инструментом анализа показанных на рис. 7 экспериментальных кривых, но и позволяет предсказывать магнитодинамику нанокомпозита при других частотах поля. В частности, расчет показал, что при частоте ~ 5 МГц петли намагничивания соответствуют переходному режиму ДМГ, а при частоте ~ 50 МГц наступает кинетическое замораживание.

В Заключении приведены основные результаты и выводы настоящей диссертации.

В Приложении дано описание двухуровневой модели ДМГ.

Основные результаты и выводы

- На основе решения кинетического уравнения Брауна рассчитаны петли магнитного гистерезиса ансамбля невзаимодействующих суперпарамагнитных частиц в широком диапазоне значений управляющих параметров: амплитуды, частоты и угла наклона поля, а также температуры.
- Охарактеризованы основные существенно различные режимы ДМГ: квазистатический, переходный и режим кинетического замораживания (поляризационный). Качественно они отличаются наличием или отсутствием переключения магнитного момента частицы.
- Показано, что в переходном режиме наложение небольшого (по сравнению с амплитудой переменного) постоянного поля вызывает существенную деформацию петель гистерезиса и позволяет эффективно управлять мощностью тепловыделения в технологии магнитоиндукционной гипертермии.
- В рамках разработанной теории найдены частотно-температурные границы применимости двухуровневой модели ДМГ и подхода Стонера-Вольфарта.

- Построены зависимости эффективной коэрцитивной силы (ЭКС) ансамбля однодоменных частиц от амплитуды и угла наклона поля для различных частот и температур.
- Проанализирована применимость формулы Шэррока (температурная зависимость эффективной коэрцитивной силы); численный расчет показал, что для описания ЭКС ансамбля случайно ориентированных частиц следует использовать показатель степени m = 6/5. Найдено, что в области частот ωτ₀ ≥ 10⁻⁵ указанная формула является лишь аппроксимацией с подгоночными параметрами.
- Дано теоретическое описание результатов измерений магнитного гистерезиса полиуретановой пленки, в которую внедрены магнитные наночастицы феррита кобальта. Обнаружено хорошее согласие теоретических и экспериментальных кривых намагничивания в области температур *T* ≥ 300 K. При более низких температурах существенную роль играют межчастичные взаимодействия, и одночастичная модель становится непригодной.

Список основных публикаций по теме диссертации

- Поперечный И.С., Райхер Ю. Л., Степанов В. И. Поглощение энергии низкочастотного магнитного поля в нанодисперсных ферромагнетиках // 3 Всероссийская конференция по наноматериалам. Тезисы докладов. 2009. С. 109–111. (20–24 апреля 2009, Екатеринбург).
- 2. Поперечный И.С., Райхер Ю. Л., Степанов В. И. Динамический гистерезис анизотропного суперпарамагнетика // Труды 21 Международной конференции "Новое в магнетизме и магнитных материалах". С. 381–383. (29 июня–4 июля 2009, Москва).
- Déjardin P. M., Kalmykov Yu. P., Poperechny I. S. et al. Effect of a dc bias field on the dynamic hysteresis of single-domain ferromagnetic particles // Journal of Applied Physics. 2010. Vol. 107. Pp. 073914(1–6).
- 4. Поперечный И. С., Райхер Ю. Л., Степанов В. И. Динамический гистерезис анизотропного суперпарамагнетика // Известия РАН. Серия физическая. 2010. Т. 74, № 10. С. 1503–1506.

- Poperechny I. S., Raikher Yu. L., Stepanov V. I. Dynamic magnetic hysteresis in single-domain particles with uniaxial anisotropy // Physical Review B. 2010. Vol. 82. Pp. 174423(1–14).
- 6. Поперечный И.С., Райхер Ю. Л., Степанов В. И. Влияние амплитуды поля на петли динамического гистерезиса одноосного суперпарамагнетика // Всероссийская конференция молодых ученых "Неравновесные процессы в сплошных средах". Тезисы докладов. С. 70. (26–27 ноября 2010, Пермь).
- Poperechny I. S., Raikher Yu. L., Stepanov V. I. Effective coercive force of a uniaxial superparamagnetic particle // Moscow International Symposium on Magnetism. Book of Abstracts. 2011. Pp. 315–316. (21–25 August 2011, Moscow).

Цитированная литература

- 1. Stoner E. C., Wohlfarth E. P. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys // Proc. Roy. Soc. 1948. Vol. A 249. Pp. 599–642.
- W. F. Brown Jr. Thermal fluctuations of single-domain particles // Physical Review. 1963. Vol. 130. Pp. 1677–1686.
- Lu J. J., Huang H. L., Klik I. Field orientations and sweep rate effects on magnetic switching of Stoner-Wohlfarth particles // Journal of Applied Physics. 1994. Vol. 76, no. 3. Pp. 1726–1732.
- 4. Raikher Yu. L., Stepanov V.I., Perzynski R. Dynamic hysteresis of a superparamagnetic nanoparticle // Physica B. 2004. Vol. 343. Pp. 262–266.
- Sharrock M. P. Time dependence of switching fields in magnetic recording media // Journal of Applied Physics. 1994. Vol. 76. Pp. 6413–6418.
- Frickel N., Greenbaum A. G., Gottlieb M., Schmidt A. M. Magnetic Properties and Dielectrical Relaxation Dynamics in CoFe₂O₄@PU Nanocomposites // The Journal of Physical Chemistry C. 2011. Vol. 115, no. 22. Pp. 10946–10954.