

Скачкообразное намагничивание дисперсных ферромагнетиков, обусловленное магнитными межчастичными взаимодействиями

© С.Н. Трухан, О.Н. Мартыанов, В.Ф. Юданов

Институт катализа им. Г.К. Борескова Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

E-mail: oleg@catalysis.ru

(Поступила в Редакцию 3 мая 2007 г.

В окончательной редакции 2 августа 2007 г.)

В рамках двухчастичной модели исследованы общие закономерности скачкообразного намагничивания дисперсных ферромагнетиков, обусловленные магнитными межчастичными взаимодействиями. Определен диапазон значений констант магнитной анизотропии частиц и диполь-дипольного взаимодействия между ними, в котором наблюдается воспроизводимое скачкообразное изменение намагниченности системы в положительных внешних магнитных полях. Показано, что предложенная модель качественно объясняет основные особенности тонкой структуры спектров ФМР.

Работа выполнена при финансовой поддержке Отделения химии и наук о материалах (грант № 5.1.6).

PACS: 75.50.Tt, 75.60.-d, 75.60.Jk, 76.50.+g

1. Введение

Растущий интерес к наноразмерным объектам, как известно, связан с их особыми свойствами, которые отличаются от свойств массивного материала. При изучении реальных наноразмерных и наноструктурированных систем часто приходится иметь дело не с изолированной наночастицей, а с ансамблем взаимодействующих частиц, что создает дополнительные трудности при интерпретации экспериментальных данных. Важнейшей проблемой в связи с этим является исследование коллективного поведения магнитных частиц в различных дисперсных системах. Магнитные межчастичные взаимодействия играют существенную роль, а порой и определяют поведение и свойства дисперсных магнитных структур по сравнению с невзаимодействующими, изолированными или немагнитными наночастицами. К наиболее изученным эффектам относятся изменение коэрцитивного поля [1,2] и спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) [3–6], „фазовый переход“ из неупорядоченного в упорядоченное магнитное состояние в системе малых взаимодействующих суперпарамагнитных частиц [7] и магнитное фазовое расслоение в манганитах лантана и родственных материалах [8], при котором химически и структурно однородное вещество находится в неоднородном магнитном состоянии. Межчастичные взаимодействия не только влияют на фундаментальные свойства структур на сверхмалых масштабах [1,9–11], но и расширяют возможности контролируемого создания наноструктурированных систем с заданными характеристиками, приводя при определенных условиях синтеза к самоорганизации магнитных наночастиц [12,13] в низкоразмерные регулярные структуры. Температура критических явлений при этом в значительной степени определяется энергией магнитного дипольного взаимодействия.

Одной из важнейших характеристик дисперсных магнетиков является зависимость намагниченности системы от внешнего магнитного поля. Процесс намагничивания изолированной однодоменной ферромагнитной частицы, обладающей одноосной магнитной анизотропией, детально рассмотрен достаточно давно [14,15]. Однако задача об изменении магнитного момента дипольно взаимодействующих магнитных частиц в настоящее время решена точно лишь для некоторых частных случаев и обычно в приближении малой величины отношения констант диполь-дипольного взаимодействия и кристаллографической анизотропии [2,16].

Вместе с этим выполнено достаточно большое количество теоретических работ по исследованию влияния магнитных межчастичных взаимодействий на интегральные характеристики процесса намагничивания дисперсной системы [1,3,17,18]. Показано, в частности, что магнитное диполь-дипольное взаимодействие приводит к уменьшению энергетического барьера при перемагничивании и уменьшению коэрцитивной силы системы по сравнению с системой невзаимодействующих частиц [1,16], а также к уменьшению скорости магнитной релаксации по мере роста величины магнитного межчастичного взаимодействия [18].

В работе [4] на примере простой модели двух взаимодействующих идентичных магнитных диполей было впервые показано, что при некоторых параметрах системы возможен качественно иной процесс перемагничивания частиц. Оказалось, что диполь-дипольное взаимодействие может приводить к появлению скачков намагниченности и связанного с ним гистерезиса при изменении величины магнитного поля без изменения его направления на противоположное. Необходимым условием возникновения эффекта в этом случае является одинаковый порядок величины различных вкладов в полную энергию системы: энергий Зеемана, кристаллографиче-

ской анизотропии и диполь-дипольного взаимодействия. Методом ФМР было экспериментально показано, что подобные процессы наблюдаются в дисперсных системах на основе магнетиков [4,5] в виде дополнительных узких линий низкой интенсивности. Дальнейшее развитие данные работы получили при исследовании манганитов лантана с гигантским магнитосопротивлением [6]. Было продемонстрировано, что анализ дополнительных узких линий в спектрах ФМР монокристаллов манганита лантана может являться инструментом для исследования пространственной магнитной фазовой неоднородности в магнетиках с гигантским магнитосопротивлением.

Известно, что появление гистерезиса при намагничивании магнитной частицы в положительных полях возможно и в отсутствие межчастичного взаимодействия при определенной геометрии частицы и величине кристаллографической анизотропии частицы. Так, например, кристаллографическая анизотропия частицы может приводить к появлению гистерезиса в положительных полях при помещении изолированной частицы с кубической симметрией во внешнее магнитное поле, приложенное вдоль кристаллографического направления (1,1,1) [19]. Численный расчет показал, что вероятность такого явления для случайно ориентированных частиц в дисперсном образце крайне мала [4]. Другим примером наблюдения гистерезиса в положительных полях является открытый в 1919 г. эффект Баркгаузена, когда скачкообразное изменение намагниченности связано с задержкой движения междоменных стенок на структурных дефектах ферромагнитных частиц. Эффект Баркгаузена наблюдается для многодоменных частиц в небольших магнитных полях, когда намагничивание происходит преимущественно за счет движения доменных стенок. Важно отметить, что отличительной особенностью эффекта Баркгаузена является невозможность скачков намагниченности как функции внешнего магнитного поля. Ступенчатые изменения намагниченности в положительных полях также наблюдаются в монокристаллах с так называемой структурой цепочечного типа, например $\text{Ca}_3\text{Co}_2\text{O}_6$, в которых внутрицепочечное взаимодействие (interchain coupling) и межцепочечное взаимодействие (intrachain coupling) носят соответственно ферромагнитный и антиферромагнитный характер [20]. Однако в этом случае скачки намагниченности возможны только при низких температурах ($\lesssim 10\text{ K}$) и связаны с квантовым туннельным эффектом, который открывает дополнительный канал релаксации при намагничивании системы.

В настоящей работе проведен численный анализ поведения дисперсной системы, состоящей из попарно взаимодействующих магнитных частиц, во внешнем магнитном поле при произвольной величине диполь-дипольного взаимодействия. Рассчитаны характеристики скачков намагниченности в зависимости от величины магнитной анизотропии частиц и диполь-дипольного взаимодействия между ними. Показано, что предложенная

модель позволяет корректно описать основные характеристики спектра тонкой структуры ФМР, экспериментально наблюдаемые в дисперсной системе [4].

2. Физическая модель

Энергия системы из двух взаимодействующих однородно намагниченных сферических ферромагнитных частиц, обладающих одноосной кристаллографической магнитной анизотропией, имеет вид

$$E(\theta_1, \varphi_1, \theta_2, \varphi_2) = -\mu\mathbf{H}(\mathbf{n}_1 + a\mathbf{n}_2) - K_a V[(\mathbf{n}_1\mathbf{e}_1)^2 + a(\mathbf{n}_2\mathbf{e}_2)^2] + K_d[(\mathbf{n}_1\mathbf{n}_2) - 3(\mathbf{n}_d\mathbf{n}_1)(\mathbf{n}_d\mathbf{n}_2)], \quad (1)$$

где V , aV — объемы первой и второй частиц, $\boldsymbol{\mu}_1 = \mu\mathbf{n}_1$ и $\boldsymbol{\mu}_2 = a\mu\mathbf{n}_2$ — магнитные моменты частиц, K_a — константа кристаллографической анизотропии, $K_d = a(J_s V)^2/d^3$ — константа диполь-дипольного взаимодействия, J_s — намагниченность насыщения, θ_1 , φ_1 , θ_2 , φ_2 — углы между внешним магнитным полем и направлением магнитных моментов $\boldsymbol{\mu}_1$ и $\boldsymbol{\mu}_2$ соответственно, \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 — направления осей легкого намагничивания первой и второй частиц соответственно, $\mathbf{d} = d\mathbf{n}_d$ — радиус-вектор взаимного расположения частиц ($r_1 + r_2 < d$). Выражение (1) приводится к безразмерному виду в переменных $\varepsilon = E/(K_a V)$, $h = \mu H/(K_a V)$, $k_d = K_d/K_a V = aJ_s^2 V/d^3 K_a$. Систему координат выбирали таким образом, чтобы ось z была направлена вдоль внешнего магнитного поля: $\mathbf{H} = (0, 0, H)$, а вектор \mathbf{d} лежал в плоскости yz . Сферические координаты осей легкого намагничивания \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 и вектора относительного расположения частиц \mathbf{d} обозначены как θ_{e1} , φ_{e1} , θ_{e2} , φ_{e2} , θ_d , φ_d соответственно. В расчетах при монотонном изменении магнитного поля h по маршруту $\infty \rightarrow 0 \rightarrow \infty$ проводили поиск минимума ε с помощью метода BFGS, реализованного в пакете MATLAB.

3. Результаты и обсуждение

При слабом межчастичном взаимодействии ($k_d \ll 1$) постепенное уменьшение внешнего магнитного поля до нуля приводит к монотонному изменению направления магнитных моментов частиц. Для наблюдения классического гистерезиса необходимо приложить магнитное поле противоположного направления [14]. Увеличение диполь-дипольного взаимодействия при некоторых параметрах системы приводит к скачкообразному изменению магнитного момента частиц уже в положительных магнитных полях. На рис. 1 в качестве примера показаны зависимости угла θ_2 между векторами $\boldsymbol{\mu}_2$ и \mathbf{H} от величины магнитного поля при увеличении k_d при следующих параметрах системы: $a = 0.2$, $\theta_{e1} = 67^\circ$, $\theta_{e2} = 134^\circ$, $\theta_d = 94^\circ$, $\varphi_{e1} = \varphi_{e2} = \varphi_d = 0$. Видно, что в этом случае в диапазоне $0.116 < k_d < 0.431$ наблюдается скачкообразный характер изменения направления

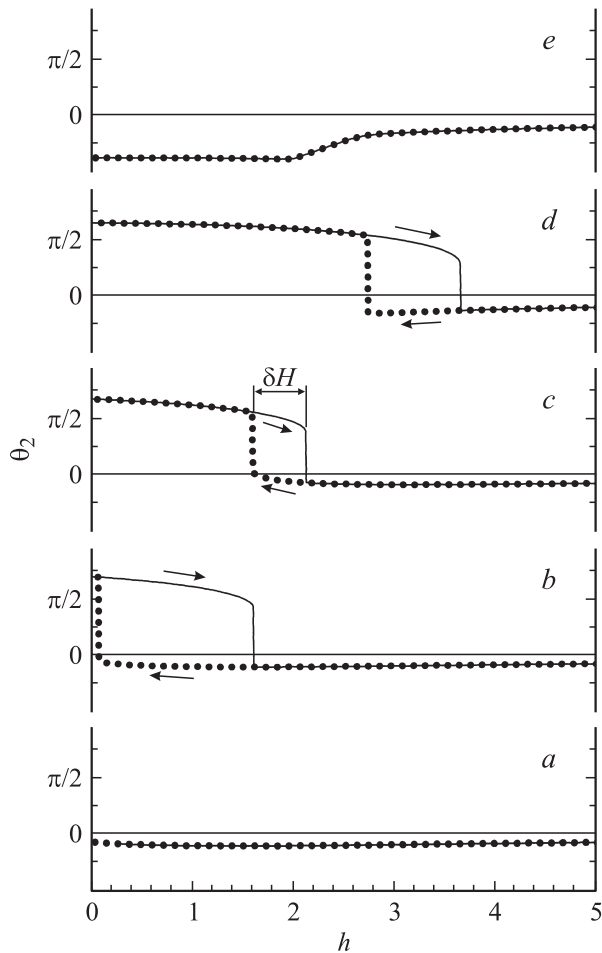


Рис. 1. Зависимости угла θ_2 между векторами μ_2 и \mathbf{H} в системе двух взаимодействующих частиц от величины внешнего магнитного поля h при значениях $k_d = 0.114$ (a), 0.116 (b), 0.200 (c), 0.430 (d), 0.432 (e). $a = 0.2$, $\theta_{e1} = 67^\circ$, $\theta_{e2} = 134^\circ$, $\theta_d = 94^\circ$, $\varphi_{e1} = \varphi_{e2} = \varphi_d = 0$.

магнитного момента μ_2 без перехода в отрицательное магнитное поле. Направление магнитного момента большей частицы μ_1 испытывает скачок, естественно, при тех же значениях магнитного поля. Приведенный пример не является уникальным. Наличие скачков намагниченности в положительных полях (СН-ПП) (SWM-PF (step-wise magnetization in positive field)) возможно при различных параметрах k_d и a в некотором диапазоне углов, определяющих направления \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 , \mathbf{n}_d . Оказалось, что искомая область значений θ_{e1} , φ_{e1} , θ_{e2} , φ_{e2} , θ_d , φ_d имеет довольно сложный вид. Это становится ясно, если изобразить ее сечение, фиксируя значения некоторых углов. В качестве примера на рис. 2 приведена зависимость магнитного поля h_j , в котором наблюдается скачок намагниченности, от углов θ_d , φ_d при $k_d = 1$, $a = 1$, $\varphi_{e1} = \varphi_{e2} = \theta_{e1} = 0$, $\theta_{e2} = 40^\circ$.

При рассмотрении перемагничивания реальной дисперсной системы необходимо решать многочастичную задачу. Однако величина магнитного диполь-дипольного

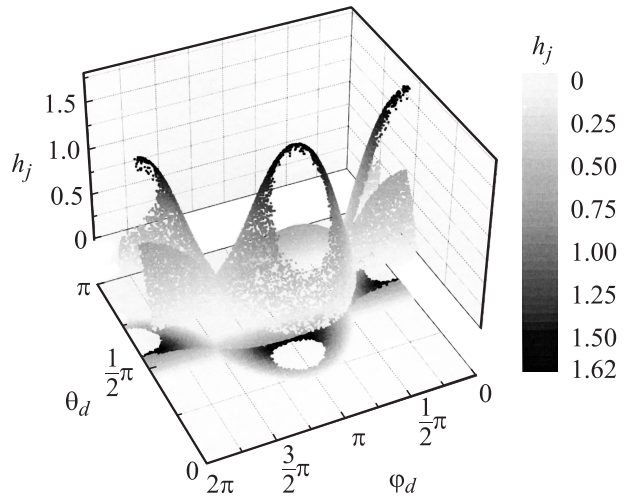


Рис. 2. Зависимости магнитного поля h_j ($h_j > 0$), в котором наблюдается скачок намагниченности, от углов θ_d , φ_d , задающих направление вектора взаимной ориентации частиц \mathbf{d} . $k_d = 1$, $a = 1$. Ось легкого намагничивания \mathbf{e}_1 первой частицы направлена по внешнему магнитному полю: $\varphi_{e1} = 0$, $\theta_{e1} = 0$. Для второй частицы $\varphi_{e2} = 0$, $\theta_{e2} = 40^\circ$. График получен методом Монте-Карло.

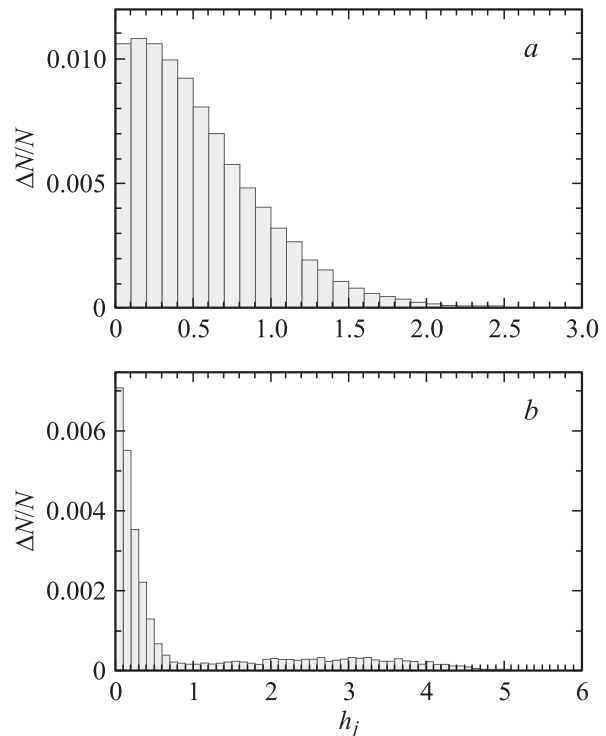


Рис. 3. Распределение вероятности скачков намагниченности $\Delta N/N$ в зависимости от внешнего магнитного поля в дисперсной системе попарно взаимодействующих случайно ориентированных магнитных диполей при $a = 1$, $k_d = 1$ (a) и $a = 2$, $k_d = 1.2$ (b). Гистограммы получены в результате усреднения по 10^6 испытаниям.

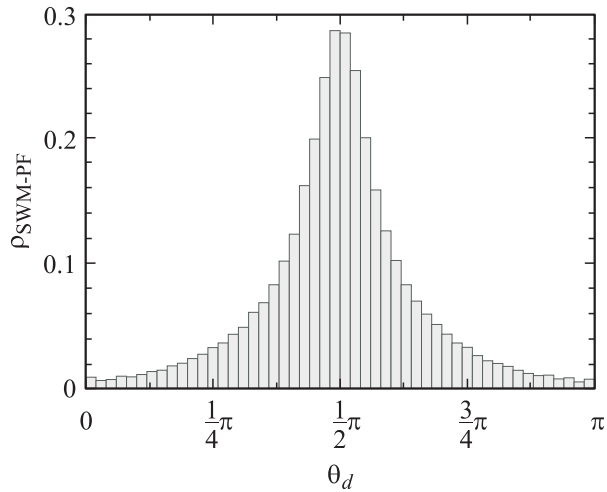


Рис. 4. Плотность вероятности $\rho_{\text{SWM-PF}}$ скачков намагниченности в положительных полях в зависимости от угла θ_d в дисперсной системе попарно взаимодействующих случайно ориентированных магнитных диполей при $k_d = 1$, $a = 1$. Гистограмма получена в результате усреднения по 10^6 испытаниям.

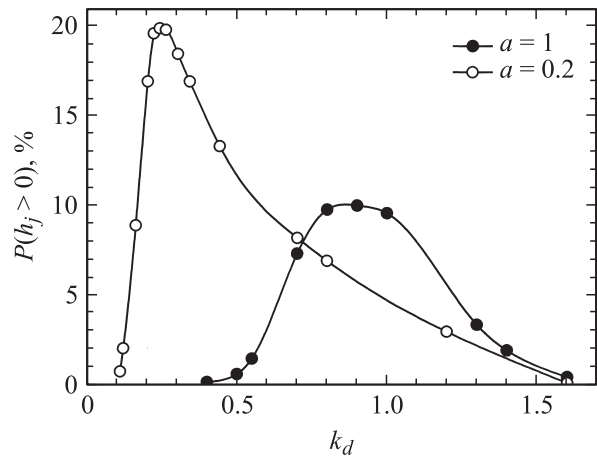


Рис. 5. Зависимость доли пар частиц, для которых наблюдаются СН-ПП, от величины k_d при $a = 1$ и 0.2 .

взаимодействия быстро спадает с расстоянием, и для разбавленных дисперсных магнетиков модель попарно взаимодействующих хаотически ориентированных частиц является достаточно хорошим приближением. Распределение вероятности $\Delta N/N$ скачков намагниченности, наблюдаемых в положительных магнитных полях в зависимости от внешнего магнитного поля, полученное методом Монте-Карло при ($a = 1$, $k_d = 1$) и ($a = 0.2$, $k_d = 1.2$), приведено на рис. 3, *a* и *b* соответственно. В первом случае общая вероятность СН-ПП составляет 0.0937 ± 0.0005 . Видно, что максимальное значение магнитного поля H , при котором наблюдаются скачки, может заметно превышать K_a/J_s . На рис. 4 приведена зависимость плотности вероятности СН-ПП ($\rho_{\text{SWM-PF}}$) от угла θ_d при $a = 1$, $k_d = 1$. Видно, что количество СН-ПП определяется прежде всего парами частиц,

вектор взаимной ориентации которых перпендикулярен внешнему магнитному полю. Так, плотность вероятности СН-ПП для $\theta_d = \pi/2$ примерно в 50 раз больше соответствующей плотности для $\theta_d \cong 0.1$. Зависимости доли пар частиц от k_d , для которых наблюдаются СН-ПП, приведены на рис. 5. При $a = 1$ и $k_d = 1$ эта величина соответствует случаю, рассмотренному выше (рис. 3, *a*). Таким образом, проведенные расчеты позволяют сформулировать критерий существования СН-ПП (по крайней мере, для $0.1 \lesssim a \leq 1$): величина k_d должна лежать в интервале

$$0.5a \lesssim k_d \lesssim 1.5. \quad (2)$$

Отсутствие скачков при больших значениях k_d можно качественно понять исходя из того, что в этом случае магнитные моменты частиц сильно коррелированы и ведут себя кооперативно, как одна частица суммарного объема [21]. В предельном случае слабо межчастичного взаимодействия диполь-дипольное взаимодействие практически не влияет на процесс намагничивания системы и скачки будут происходить только в отрицательных полях [14]. Скачки намагниченности в положительных магнитных полях возникают только в случае сравнимости конкурирующих вкладов в энергию системы. В работе [2] был рассмотрен частный случай слабо взаимодействующих идентичных частиц, оси легкого намагничивания которых параллельны внешнему магнитному полю, а угол $\theta_d = \pi/2$. Авторы показали, что увеличение k_d приводит к уменьшению энергетического барьера, который необходимо преодолеть системе взаимодействующих частиц для перемагничивания. При $k_d = 2/3$ коэрцитивное поле пары частиц становится равным нулю. Область значений $k_d > 2/3$, в которой, как показано выше, могут возникать скачки намагниченности в положительных полях, в работе [2] рассмотрена не была.

Модель сферических частиц накладывает геометрические ограничения на максимальное значение k_d . Поскольку минимальное расстояние между центрами сферических частиц $d_{\min} = r_1 + r_2$, где r — радиус частицы, диполь-дипольное взаимодействие будет ограничено сверху величиной $k_d^{\max} = 4\pi a J_s^2 / (3K_a (1 + a^{1/3})^3)$. Выше было показано, что СН-ПП возможны при $k_d \gtrsim 0.5a$; следовательно, при учете конечного размера частиц скачки намагниченности в положительных полях возможны при $4\pi J_s^2 / (3K_a (1 + a^{1/3})^3) \gtrsim 0.5$. При $4\pi a J_s^2 / (3K_a (1 + a^{1/3})^3) \gtrsim 1.5$ конечный размер частиц, согласно (2), не будет вносить каких-либо ограничений на возможность СН-ПП.

Известно, что процесс намагничивания дисперсной системы существенно зависит от формы составляющих ее частиц. Рассмотрим случай, когда энергия магнитной анизотропии частицы преимущественно определяется анизотропией формы. Анализ проведем для частиц, имеющих форму вытянутого эллипсоида (главные оси: $l_{\parallel} > l_{\perp}$). Будем считать, что $l_{\parallel} \cong l_{\perp}$, так что энергию диполь-дипольного взаимодействия эллипсоидных частиц E_D^{el} можно приближенно описать соответствующей

формулой для сферических частиц E_D . Тогда энергия системы имеет вид

$$\begin{aligned} \varepsilon_f = & -h_f \mathbf{n}_h (\mathbf{n}_1 + a \mathbf{n}_2) - \left[(\mathbf{n}_1 \mathbf{e}_1)^2 + a \frac{\Delta N_2}{\Delta N_1} (\mathbf{n}_2 \mathbf{e}_2)^2 \right] \\ & + k_f [(\mathbf{n}_1 \mathbf{n}_2) - 3(\mathbf{n}_d \mathbf{n}_1)(\mathbf{n}_d \mathbf{n}_2)], \end{aligned} \quad (3)$$

где $\varepsilon_f = 2E/(J_s^2 V \Delta N_1)$, $h_f = 2H/(J_s \Delta N_1)$, $k_f = 2aV/(d^3 \times \Delta N_1)$, $N_{\parallel 1}$, $N_{\perp 1}$, $N_{\parallel 2}$, $N_{\perp 2}$ — размагничивающие факторы для первой и второй частицы соответственно, $\Delta N_1 = N_{\perp 1} - N_{\parallel 1}$ и $\Delta N_2 = N_{\perp 2} - N_{\parallel 2}$, \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 — направления легких осей намагничивания, совпадающие в данном случае с направлением главной оси эллипсоида a . Из сравнения (1) и (3) ясно, что в случае, когда магнитная анизотропия частиц преимущественно определяется анизотропией формы, также может наблюдаться процесс СН-ПП с характеристиками, определенными выше с точностью до определения безразмерных параметров (при $\Delta N_1 = \Delta N_2 = \Delta N$). Например, аналогично условию (2) получим $4/3 \cdot (a/\Delta N) \lesssim d^3/V \lesssim 4/\Delta N$. Кроме того, как показывают оценки, конечный размер частиц в этом случае не будет вносить каких-либо ограничений на существование СН-ПП. При $a = 0.2$ и $\Delta N = 2$ получим $H_j^{\max} \gtrsim 5J_s$. Таким образом, когда энергия анизотропии определяется в основном формой, а не кристаллографической анизотропией ($J_s^2 \Delta N/2 \gg K_a$), значение магнитных полей H_j^{\max} , при которых наблюдается СН-ПП, существенно увеличивается.

Задача численного моделирования скачков намагниченности в дисперсных ферромагнетиках с учетом межчастичных взаимодействий рассматривается в настоящей работе в предельном случае нулевой температуры или достаточно больших частиц, когда тепловыми флуктуациями магнитных моментов частиц можно пренебречь. В противном случае поведение магнитного момента частицы начинает носить суперпарамагнитный характер, и при уменьшении магнитного поля переход системы из одного локального минимума в другой будет происходить раньше. Это в свою очередь приведет к уширению распределения СН-ПП в сторону больших магнитных полей.

В работе [4] было экспериментально показано, что особенности намагничивания дисперсного магнетика приводят к появлению тонкой структуры спектров ФМР (ТС ФМР). Проведенный нами анализ позволяет объяснить этот эффект. Скачкообразное изменение намагниченности приводит к изменению локальных магнитных полей, в которых находятся частицы. На рис. 6 приведено изменение проекций локальных полей на ось внешнего магнитного поля при СН-ПП для системы попарно взаимодействующих частиц ($k_d = 1$). Видно, что ΔH_z для первой и второй частицы заметно различаются. Рассматриваемый процесс может привести к изменению поглощения в спектре ФМР, если частица находится до или после скачка намагниченности в локальном магнитном поле, в котором она имеет заметное поглощение. Также необходимо, чтобы изменение локального поля

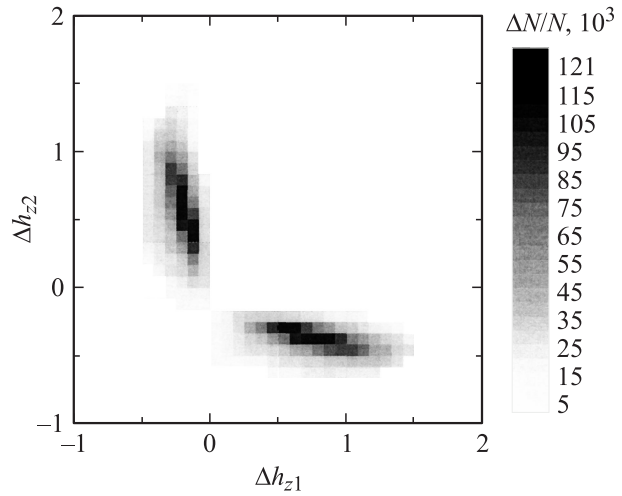


Рис. 6. Гистограмма распределения СН-ПП в зависимости от величин изменений проекций локальных полей на направление внешнего магнитного поля для двух взаимодействующих частиц при $k_d = 1$, $a = 1$.

для рассматриваемой частицы не было существенно меньше ширины линии поглощения. Кроме того, поскольку ширина гистерезиса при СН-ПП (δH на рис. 1), как правило, больше амплитуды модуляции внешнего магнитного поля, воспроизводимое изменение спектра ФМР будет наблюдаться только в случае, если производная поглощения (регистрируемая в эксперименте) до и после скачка существенно различается. Сформулированные условия выполняются для большинства дисперсных магнетиков [22]. Так, типичная ширина линии поглощения ФМР дисперсий на основе Ni, Co, Fe составляет $\sim 10^2 - 10^3$ G [22–24]. Величина изменения локального поля при СН-ПП $\sim \max(K_a/J_s, J_s)$ имеет тот же порядок (рис. 6). В предельном случае, когда изменения локального поля при СН-ПП больше ширины линии поглощения и частица до или после скачка находится в условиях резонанса, интенсивность поглощения будет скачкообразно изменяться на величину вклада рассматриваемой частицы в суммарный спектр ФМР. Важно отметить, что скачкообразное намагничивание пары частиц может приводить к заметным изменениям локального поля для третьих частиц, находящихся в ее окрестности, но не оказывающих существенного влияния на СН-ПП. При этом если интенсивность поглощения ФМР третьей частицы велика, а ширина линии ее поглощения мала, то даже малое изменение локального поля может внести существенный вклад в формирование ТС ФМР.

На рис. 7 приведен спектр ТС ФМР модельной дисперсной системы на основе Ni. Проведенный анализ вместе с полученными ранее экспериментальными данными [4] позволяют корректно описать ТС в малых полях (до ~ 1000 G) процессом скачкообразного намагничивания однодоменных частиц, в то время как ТС ФМР в больших полях можно отнести к перемагничиванию многодоменных частиц. Действительно,

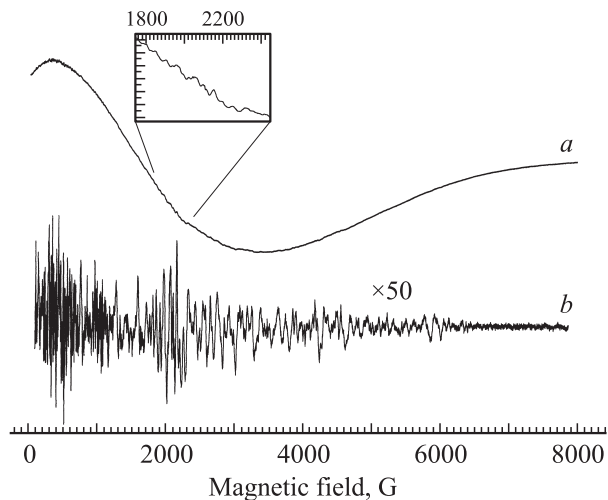


Рис. 7. *a*) Спектр ФМР модельного образца Ni, приготовленного ультразвуковым диспергированием в расплавленной парафиновой матрице. Содержание Ni 5 wt.%. По данным электронной микроскопии в образце присутствуют частицы с размерами от 0.1 до 10 μm . *b*) Тонкая структура спектра ФМР, полученная после процедуры вычитания широкой гладкой составляющей.

двухчастичная модель для однодоменных частиц Ni предсказывает высокую вероятность СН-ПП в диапазоне полей до $\cong 2J_s = 1100$ G (рис. 3). Поскольку для частиц Ni с формой, близкой к сферической, $k_d^{\text{max}} \cong 4.2 > 0.5$, СН-ПП для них возможны при любом соотношении их объемов. Однако, согласно условию (3), геометрические ограничения для сферических частиц Ni при $a < 0.17$ будут приводить к уменьшению возможных событий СН-ПП. Поскольку не все частицы, испытывающие СН-ПП, поглощают в поле скачка намагниченности h_j , интенсивность ТС ФМР будет пропорциональна не только вероятности СН-ПП, но и количеству частиц, поглощающих в поле h_j . Таким образом, отсутствие существенного роста интенсивности ТС ФМР при приближении к нулевому магнитному полю на рис. 7 можно связать с уменьшением суммарного поглощения частицами в этом поле.

4. Заключение

В работе проведен численный анализ поведения дисперсной системы, состоящей из попарно взаимодействующих магнитных частиц, во внешнем магнитном поле. Показано, что система имеет гистерезис намагниченности при изменении величины магнитного поля без изменения его направления на противоположное при определенной геометрии системы в достаточно широком диапазоне значений энергий магнитной анизотропии и диполь-дипольного взаимодействия между частицами. Рассчитана вероятность наблюдения эффекта в дисперсной системе случайно ориентированных частиц. Характерные значения внешнего магнитного

поля, при которых происходят скачки намагниченности в положительных полях, могут превышать величины $\text{max}(K_a/J_s, J_s)$. Проанализированы условия появления узких линий ТС ФМР, возникающих вследствие скачкообразных изменений резонансных условий поглощения частиц, связанных диполь-дипольным взаимодействием. Проведенный анализ позволил качественно описать основные характеристики ТС ФМР, экспериментально наблюдаемой в модельной дисперсной системе.

Список литературы

- [1] R.W. Chantrell, G.N. Coverdale, M.El. Hilo, K. O'Grady. *J. Magn. Magn. Mater.* **157–158**, 250 (1996).
- [2] W. Chen, S. Zhang, H.N. Bertram. *J. Appl. Phys.* **71**, 5579 (1992).
- [3] U. Netzelmann. *J. Appl. Phys.* **68**, 1800 (1990).
- [4] O.N. Martyanov, R.N. Li, V.F. Yudanov. *Письма в ЖЭТФ* **75**, 638 (2002).
- [5] O.N. Martyanov, R.N. Lee, V.F. Yudanov. *J. Magn. Magn. Mater.* **267**, 13 (2003).
- [6] O. Martyanov, V. Yudanov, R.N. Lee, N. Volkov, K. Sablina. *Phys. Stat. Sol. (RRL)* **1**, R 22 (2007).
- [7] A. Sugavara, M.R. Sheinfein. *Phys. Rev. B* **56**, R 8499 (1997).
- [8] E. Dagotto, T. Hotta, A. Moreo. *Phys. Rep.* **344**, 1 (2001).
- [9] E. Trons, M. Nogues, C. Chaneac, F. Lucari, F. D'Orazio, J.M. Greneche, J.P. Jolivet, D. Fiorani, A.M. Testa. *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276**, 1474 (2004).
- [10] G.A. Held, G. Grinstein, H. Doyle, Shouheng Sun, C.B. Murray. *Phys. Rev. B* **64**, 012 408 (2001).
- [11] J.L. Dormann, D. Fiorani, E. Tronc. *Adv. Chem. Phys.* **98**, 283 (1997).
- [12] M. Spasova, U. Wiedwald, R. Ramchal, M. Farle, M. Hilgendorff, M. Giersig. *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 40 (2002).
- [13] Shouheng Sun, C.B. Murray. *J. Appl. Phys.* **85** 4325 (1999).
- [14] E.C. Stoner, E.P. Wohlfart. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **240**, 599 (1948).
- [15] L. Néel. *Ann. Geophys.* **5**, 99 (1949).
- [16] J.J. Lu, M.-T. Lin, C.C. Kuo, H.L. Huang. *J. Appl. Phys.* **85**, 5558 (1999).
- [17] Xiaoyan Yao, Shuai Dong, Hao Yu, Junming Liu. *Phys. Rev. B* **74**, 134 421 (2006).
- [18] F. Luis, F. Petroff, J.M. Torres, L.M. García, J. Bartolomé, J. Carrey, A. Vaurès. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 217 205 (2002).
- [19] Н.С. Акулов. *Ферромагнетизм. Гос. изд-во технико-теоретич. лит., М.* (1939). С. 74.
- [20] V. Hardy, M.R. Lees, O.A. Petrenko, D.McK. Paul, D. Flahaut, S. Hébert, A. Maignan. *Phys. Rev. B* **70**, 064 424 (2004).
- [21] D. Rodé, H.N. Bertram, D.R. Fredkin. *IEEE Trans. Magn. MAG-23*, 2224 (1987).
- [22] A. Aharoni. In: *Magnetic properties of fine particles* / Eds J.L. Dormann, D. Fiorani. Elsevier, Amsterdam (1992). 430 p.
- [23] T. Hill, T. Risse, H.-J. Freund. *J. Chem. Phys.* **122**, 164 704 (2005).
- [24] R.D. Sánchez, M.A. López-Quintela, J. Rivas, A.González-Penedo, A.J. García-Bastida, C.A. Ramos, R.D. Zysler, S. Ribeiro Guevara. *J. Phys.: Cond. Matter.* **11**, 5643 (1999).