

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ГРАНУЛЯРНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Е. З. Мейлихов*

*Институт молекулярной физики Российского научного центра «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 5 июля 1999 г.

Гранулярные ферромагнитные металлы обычно рассматривают как систему слабо-взаимодействующих суперпарамагнитных частиц, намагниченность которой описывается ланжевеновской моделью. Показано, что подобный подход неправилен. Правильное описание магнитных свойств гранулярных ферромагнитных металлов требует учета магнитной анизотропии гранул, разброса их ориентаций и разнообразия их форм. Модель магнитно-анизотропных эллипсоидальных гранул, в отличие от ланжевеновской, предсказывает согласующуюся с экспериментом слабую зависимость намагниченности гранулярных ферромагнитных металлов от температуры и позволяет получить усредненную информацию о формах гранул. Показана стекольная природа магнитного состояния таких систем. Рассмотрены магнитные корреляции за счет дипольного взаимодействия магнитных моментов гранул.

PACS: 75.50 Kj, 75.50 Tj, 75.60 Ej

Эксперимент показывает, что намагниченность нанокompозита $\text{Fe}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ с содержанием железа $x \approx 0.5$, близким к критическому значению, после которого происходит переход диэлектрик–металл, весьма слабо зависит от температуры в интервале $T = 4\text{--}300$ К [1]. Поэтому описание намагниченности такой системы с помощью функции Ланжевена (см., например, [2, 3]) неправомерно. Это означает, что обычно используемая модель однодоменных суперпарамагнитных (и невзаимодействующих друг с другом) Fe-гранул в этом случае неприменима. Тому есть несколько причин, но основная из них — большая магнитная энергия W_A , связанная с (кристаллической и геометрической) анизотропией гранул. Слабая зависимость этой энергии от температуры (по крайней мере, вдали от точки Кюри) приводит к температурной независимости намагниченности. С другой стороны, эта анизотропия может проявляться в стекольном поведении гранулярных ферромагнитных металлов и, в частности, в зависимости их намагниченности от предыстории и скорости измерений, а также в крипе намагниченности, т. е. ее зависимости от времени при неизменных внешних условиях. В настоящей работе сделана попытка рассмотреть все эти вопросы на основе простой модели, в которой магнитная анизотропия гранул связывается с их несферической формой и статистическим образом учитываются распределения ориентаций и форм гранул в реальных системах. Работа продолжает начатое в [4] рассмотрение магнитных свойств нанокompозитов со сферическими ферромагнитными гранулами.

*E-mail: meilikhov@imp.kiae.ru

1. НАМАГНИЧЕННОСТЬ НАНОКОМПОЗИТА ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Рассмотрим сначала вопрос о применимости суперпарамагнитного приближения. Независимость намагниченности рассматриваемой системы от температуры возможна только в том случае, когда энергия W_A , необходимая для изменения ориентации магнитных моментов отдельных однодоменных гранул, существенно превышает тепловую энергию kT . В отсутствие внешнего магнитного поля ориентация этих моментов определяется внутригранулярной кристаллической анизотропией или асимметричной геометрической формой гранул. При этом соответственно $W_A \sim VK_1$ или $W_A \sim VI_s^2\nu$, где V — объем гранулы, K_1 — константа кристаллической анизотропии (для железа $K_1 \sim 10^5$ эрг/см³), I_s — намагниченность насыщения (для железа $I_s \approx 1700$ Гс), $\nu \sim 1$ — разность коэффициентов размагничивания для несферических гранул. Для гранул размером $a \sim 10^{-6}$ см имеем $W_A \sim 10^3$ К (для кристаллической анизотропии) и $W_A \sim 10^4$ К (для анизотропии формы), что выше температур эксперимента.

Для того чтобы установить, какой из двух рассмотренных механизмов анизотропии реально имеет место, нужно сравнить экспериментально измеренные значения поля $H \sim 10$ кЭ, в которых намагниченность начинает (независимо от температуры!) насыщаться, с эффективным полем анизотропии $H_A = W_A/VI_s$, которое составляет $H_A \sim K_1/I_s \sim 1$ кЭ (для кристаллической анизотропии) или $H_A \sim I_s^2\nu \sim 10$ кЭ (для анизотропии формы). Ясно, что в рассматриваемом случае полевая зависимость намагниченности определяется анизотропией, связанной с несферической формой гранул.

Далее будем полагать, что Fe-гранулы имеют форму вытянутых эллипсоидов вращения с полуосями $a > b = c$. В отсутствие внешнего магнитного поля магнитный момент каждой однодоменной гранулы направлен вдоль ее большой оси. Внешнее магнитное поле, не совпадающее по направлению с этой осью, стремится повернуть магнитный момент гранулы так, чтобы его направление приблизилось к направлению поля. Равновесную ориентацию магнитного момента определим углом θ между его направлением и большой осью гранулы. Тогда энергию анизотропии можно записать в виде [5]

$$W_A = \frac{1}{2} I_s^2 \nu \sin^2 \theta,$$

где $\nu = N_b - N_a$, N_b и N_a — коэффициенты размагничивания эллипсоида вдоль осей b и a . Полная магнитная энергия W эллипсоида во внешнем магнитном поле равна

$$\frac{W}{V} = \frac{1}{2} I_s^2 \nu \sin^2 \theta - HI_s \cos \gamma, \quad (1)$$

где последнее слагаемое соответствует энергии взаимодействия магнитного момента гранулы с магнитным полем, γ — угол между магнитным моментом гранулы и магнитным полем. Так как в равновесии (и в пренебрежении тепловыми флуктуациями, см. ниже) магнитное поле, большая ось эллипсоидальной гранулы и ее магнитный момент лежат в одной плоскости, то $\gamma = \beta - \theta$, где β — угол между магнитным полем и большой осью эллипсоида.

Равновесный угол $\gamma(H, \beta)$ ориентации магнитного момента соответствует минимуму энергии (1) и может быть найден с помощью уравнения

$$\frac{\sin 2(\beta - \gamma)}{\sin \gamma} = h_\nu, \quad h_\nu = \frac{2H}{I_s \nu}, \quad (2)$$

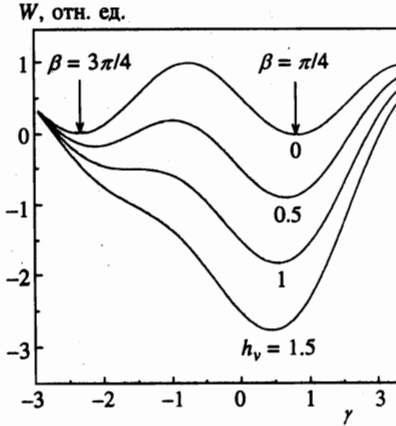


Рис. 1

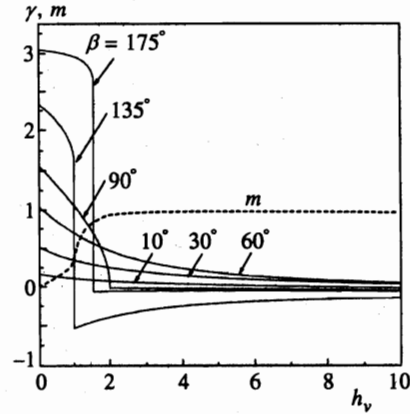


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость магнитной энергии W однодоменной эллипсоидальной гранулы от угла γ между ее магнитным моментом и внешним магнитным полем при различных значениях приведенного поля h_ν . Исходная (при $h_\nu = 0$) ориентация магнитного момента: $\beta = \pi/4$ (магнитный момент всегда «сидит» в правом минимуме кривой $W(\gamma)$) или $\beta = 3\pi/4$ (в поле $h_\nu \approx 1$ магнитный момент «перескакивает» из левого минимума в правый)

Рис. 2. Полевые зависимости углов γ наклона магнитного момента эллипсоидальных однодоменных гранул. Первоначальное направление момента определяется ориентацией большой оси эллипсоида (угол β). Монотонно растущая кривая — полный магнитный момент системы эллипсоидальных гранул с равномерно-случайным распределением углов ориентации β

которое определяет полевую зависимость этого угла для гранул с заданной (углом β) ориентацией. Ясно, что с ростом поля направление магнитного момента должно приближаться к направлению магнитного поля. Однако соответствующие зависимости $\gamma(H, \beta)$ оказываются качественно различными в двух случаях: $|\beta| < \pi/2$ (исходный магнитный момент наклонен под острым углом к «будущему» магнитному полю) и $|\beta| > \pi/2$ (то же, но с тупым углом). Это связано с наличием двух минимумов магнитной энергии (1) гранулы в слабых магнитных полях (рис. 1). Как показывает рис. 2, в первом случае угол γ стремится к нулю монотонно, а во втором это происходит со скачкообразным изменением знака, что соответствует «перескоку» магнитного момента из одного минимума магнитной энергии (1) в другой.

Если бы все гранулы были одинаковой формы ($\nu = \text{const}$), а направления их осей были равномерно распределены в пространстве, то полевая зависимость полного магнитного момента M системы (нормированного на свое значение M_s в насыщении) находилась бы простым суммированием (по ориентациям):

$$m_\nu(h_\nu) = \frac{M}{M_s} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos \gamma(h_\nu, \beta) d\beta. \tag{3}$$

Полученная таким образом зависимость $m_\nu(h_\nu)$ также представлена на рис. 2. Как видно, она еще сохраняет «воспоминание» о скачкообразных «прыжках» магнитных момен-

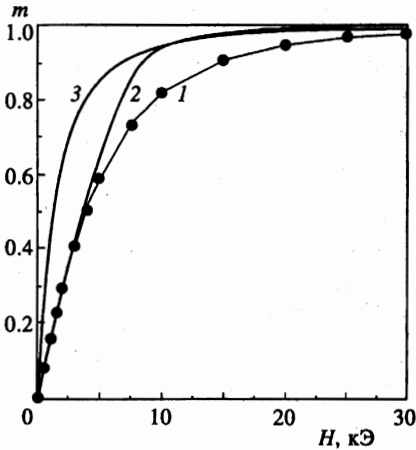


Рис. 3. Полевые зависимости намагниченности гранулярного ферромагнетика (Fe): 1 — экспериментальная зависимость для диэлектрического нанокompозита $\text{Fe}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ ($x \approx 0.5$, $T = 77$ K); 2 — теоретическая «быстрая» зависимость для системы эллипсоидальных Fe-гранул с равномерно-случайными распределениями ориентации и отношения осей (см. текст); 3 — теоретическая «бесконечно медленная» (термодинамическая) зависимость для системы эллипсоидальных Fe-гранул одинакового объема с равномерно-случайными распределениями ориентации и отношения осей (см. текст), соответствующая приведенной температуре $T_1 = kT/VI_s^2 = 0.1$

тов в половине гранул в полях $h_\nu \sim 1$. Ясно, что эта не согласующаяся с экспериментом особенность поведения намагниченности системы связана с упрощающим предположением о подобии всех гранул ($\nu = \text{const}$). В реальной системе это условие, как правило, не выполняется, поскольку она состоит из гранул разной формы. Полагая для простоты, что все гранулы по-прежнему эллипсоидальны, а распределение их объемных долей по параметру ν описывается функцией распределения $\psi(\nu)$, вместо (3) получим

$$m(H) = \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} m_\nu \frac{2H}{I_s \nu} \psi(\nu) d\nu, \quad (4)$$

где пределы интегрирования определяются распределением форм гранул.

Для примера рассмотрим однородное распределение $\psi(\nu) = (\nu_{\max} - \nu_{\min})^{-1}$ для случая, когда форма гранул меняется от шарообразной ($\nu_{\min} = 0$) до вытянутого эллипсоида с отношением осей $a/b = 10$ ($\nu_{\min} = 5.9$)¹⁾. Полученная для этого случая зависимость $m(H)$ приведена на рис. 3 (кривая 2)²⁾. Там же показана соответствующая экспериментальная зависимость (кривая 1) для намагниченности системы $\text{Fe}_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ ($x \approx 0.5$), измеренная при $T = 77$ K [1]. Видно, что теоретическая зависимость совпадает с экспериментальной везде, за исключением области промежуточных полей $H \sim 10$ кЭ, где расчетные значения намагниченности несколько выше (до $\sim 20\%$), чем экспериментальные. Рассмотренная модель, по существу, относится к температуре $T = 0$. Поэтому полученное совпадение, не основанное на использовании каких-либо подгоночных параметров, свидетельствует о неприменимости ланжевеновской модели

¹⁾ Электронно-микроскопические исследования показывают, что гранулы реального композита несферичны, а отношение их наибольшего и наименьшего размеров может меняться на порядок. Вариант, рассмотренный в работе, надо считать чисто иллюстративным. Отметим, однако, что результаты расчетов, выполненных для других не очень «экзотических» распределений $\psi(\nu)$, в качественном отношении аналогичны приведенным в тексте.

²⁾ «Привязка» расчетной кривой к абсолютным значениям магнитного поля проводилась исходя из значения $I_s = 1700$ Гс.

тепловых флуктуаций магнитного момента и о необходимости учета магнитной анизотропии, связанной с формой гранул.

В рамках рассмотренной модели можно получить простые соотношения, которые могли бы позволить получить информацию о «средней» форме гранул исходя из экспериментальных зависимостей намагниченности гранулярных металлов. Для этого можно было бы использовать простые по форме решения уравнения (1) для двух предельных случаев, относящихся соответственно к начальному участку кривой намагниченности (малые поля) и области ее насыщения (большие поля). В первом случае решение уравнения (1) имеет вид

$$\cos \gamma \approx \cos \beta + (1/2)h_\nu \sin^2 \beta,$$

так что

$$m_\nu = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos \gamma(\beta) d\beta = \frac{H}{2I_s \nu}, \quad m(H) = \int_0^\infty m_\nu(H/\nu) \psi(\nu) d\nu = \frac{H}{2I_s} \langle \nu^{-1} \rangle.$$

Последнее соотношение позволяет определить момент распределения $\langle \nu^{-1} \rangle$. Во втором случае решение уравнения (1) имеет вид

$$\cos \gamma \approx 1 - \frac{1}{2h_\nu^2} \sin^2 2\beta,$$

так что

$$m_\nu = 1 - \nu^2 \left(\frac{I_s}{4H} \right)^2, \quad m(H) = 1 - \langle \nu^2 \rangle \left(\frac{I_s}{4H} \right)^2,$$

что дает возможность определить момент распределения $\langle \nu^2 \rangle$.

Однако точность экспериментов в области насыщения намагниченности обычно недостаточна для надежной оценки $\langle \nu^2 \rangle$. Поэтому имеет смысл применять указанный рецепт лишь к начальному участку экспериментальной кривой на рис. 3, что дает $\langle \nu^{-1} \rangle \approx 0.5$.

Что касается расхождений расчетной и экспериментальной зависимостей $m(H)$ в промежуточной области полей, то они связаны, во-первых, с тепловыми флуктуациями магнитного момента, а, во-вторых, с тем обстоятельством, что в этой области полей гранулярный металл представляет собой магнитное «стекло».

2. НАНОКОМПОЗИТ КАК МАГНИТНОЕ СТЕКЛО

В модели Ланжевена не учитывается магнитная анизотропия и энергия гранулы описывается вторым (зеemanовским) слагаемым соотношения (1). В этом случае глубина $VI_s H$ потенциальной ямы (для магнитного момента) велика по сравнению с тепловой энергией лишь в сильных магнитных полях $H \gg kT/VI_s$. В малых полях глубина этой ямы мала, и потому флуктуационный тепловой разброс углов ориентации γ магнитных моментов гранул велик, что приводит к сильной температурной зависимости намагниченности в слабых магнитных полях. Иное дело — несферическая гранула с

большой магнитной анизотропией. Здесь, как уже упоминалось, возможны две ситуации: начальный (при $H = 0$) магнитный момент гранулы, направленный вдоль большой оси эллипсоида, может оказаться наклоненным к включенному магнитному полю под острым или тупым углом. В первом случае ($\beta < \pi/2$, см. рис. 1) тот минимум ориентационной зависимости магнитной энергии (1), в котором исходно «располагался» магнитный момент гранулы ($\gamma \approx \beta$), либо отделен от симметричного ему второго минимума ($\gamma \approx \beta - \pi$) высоким энергетическим барьером высотой $\sim VI_s^2 \gg kT$ (в малых магнитных полях), либо является единственным минимумом (в сильных магнитных полях). В обоих случаях это — единственный глубокий минимум с малым эффективным разбросом $\Delta(\cos \gamma)$ ориентаций магнитного момента за счет тепловых флуктуаций:

$$\Delta(\cos \gamma) \sim \begin{cases} (kT/VI_s^2)^{1/2} \ll 1, & H \ll I_s \\ (kT/VI_s H)^{1/2} \ll 1, & H \gg I_s \end{cases} \quad (5)$$

Намагниченность таких гранул практически не зависит от температуры.

Во втором случае ($\beta > \pi/2$) ситуации в слабом и сильном магнитных полях аналогичны первому случаю ($\beta < \pi/2$), но имеется область промежуточных полей (та самая, в которой происходит перескок магнитного момента гранулы из исходного минимума энергии в другой), где два минимума энергии W разделены барьером, высота которого невелика (а при некотором значении H вообще превращается в нуль, см. рис. 1). При этом глубина исходного минимума также становится небольшой. В этом диапазоне полей магнитный момент гранулы уже нельзя считать локализованным в одном из минимумов энергии. С конечной вероятностью он будет находиться в любом из них. При этом результат измерения намагниченности будет зависеть от времени, отведенного на измерение. При «быстрых» измерениях магнитный момент не успевает перейти из одного минимума в другой, и эффективная ширина актуальных значений $\Delta(\cos \gamma)$ связана только с исходным минимумом. При «медленных» измерениях магнитный момент «размазан» (в результате тепловых флуктуаций) по двум минимумам. Соответственно, намагниченность, измеренная быстро, должна отличаться от намагниченности, измеренной медленно. Характерное время перескока магнитного момента

$$\tau(H) \sim \tau_0 \exp[\delta W(H)/kT],$$

где $\tau_0 \sim mc/eH$ — период прецессии магнитного момента, $\delta W(H)$ — зависящая от поля высота барьера между минимумами энергии [6]. Высота исходного барьера $\delta W(0) \sim VI_s^2 \sim 10^4 - 10^5$ К; высота конечного (в магнитном поле $H \gg I_s \sim 1$ кЭ) барьера $\delta W(\infty) \sim VHI_s \sim 10^4 - 10^5$ К, так что любые измерения в слабых и сильных полях являются быстрыми. Время переброса $\tau \sim 1$ с достигается при $\delta W(H) \sim 20kT \ll \delta W(0)$, что реализуется только в узкой области промежуточных полей $H = 1 - 10$ кЭ (см. рис. 1). Однако и в этом случае измерения не будут истинно медленными, так как при наличии широкого разброса ориентаций, форм и объемов гранул условие медленности при каждом значении поля будет выполняться только для отдельной группы гранул.

Все это означает, что реально наблюдать медленную (т. е. термодинамически равновесную) полевую зависимость намагниченности ноноконкомпозита вряд ли возможно. Однако можно пытаться регистрировать крип намагниченности (т. е. медленное ее изменение во времени) при длительных измерениях в постоянном поле. Оценить величину возможного крипа можно, сравнивая полученную выше быструю зависимость с предельной формой полевой зависимости намагниченности для бесконечно медленных

измерений. В последнем случае полевая зависимость намагниченности $m_{\beta\nu}(H)$ группы гранул, ориентация и форма которых характеризуются параметрами β и ν , определяется соотношением

$$m_{\beta\nu}(H) \propto \int_{\gamma=0}^{\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} \exp \left[-\frac{W(\gamma, \phi)}{kT} \right] \cos \gamma d\Omega, \quad (6)$$

где один из аргументов в выражении (1) для энергии гранулы (угол θ) для удобства интегрирования заменен азимутальным углом магнитного момента ϕ , связанным с углами θ, γ, β соотношением $\cos \theta = \cos \gamma \cos \beta + \sin \gamma \sin \beta \cos \phi$, $d\Omega = \sin \gamma d\gamma d\phi$ — телесный угол. (В модели Ланжевена, которая не учитывает магнитной анизотропии, энергия W зависит только от γ , так что (6) сводится к функции Ланжевена.)

Соотношение (6) справедливо для термодинамически равновесной системы гранул. Усреднение по ориентациям и формам гранул можно, как и прежде, провести с помощью соотношений (3), (4). Поскольку эффективная температура $T_1 = kT/VI_2^2$ в этом случае зависит от объема гранулы V , для упрощения расчета для всех гранул принималось $V = \text{const}$. Найденная таким образом бесконечно медленная полевая зависимость $m(H)$ для $T_1 = 0.1$ (при $V = 10^{-19} \text{ см}^3$ это соответствует $T \approx 200 \text{ К}$) приведена на рис. 3 (кривая 3). Из сказанного ясно, что ожидать ее совпадения с экспериментом не следует. Однако, как можно было предвидеть, термодинамическая зависимость $m(H)$ (кривая 3) везде лежит выше экспериментальной зависимости, а в интервале полей $1 < H < 10 \text{ кЭ}$, где в реальном эксперименте магнитный момент размазан между двумя минимумами энергии, и выше теоретической быстрой полевой зависимости (кривая 2). Различие между кривыми 3 и 1, составляющее $\approx 50\%$ в поле $H \approx 5 \text{ кЭ}$, дает оценку изменения намагниченности в процессе крипа (за бесконечное время).

3. РОЛЬ КОРРЕЛЯЦИЙ В НАМАГНИЧЕННОСТИ

В промежуточных магнитных полях (для рассматриваемой системы в полях $H = 1-10 \text{ кЭ}$) магнитная анизотропия уже не играет определяющей роли, а упорядочивающее действие внешнего магнитного поля еще не приводит к «принудительному» выстраиванию магнитных моментов всех гранул вдоль его направления. Поэтому магнитный момент каждой гранулы может более или менее свободно подстраиваться под направление локального магнитного поля, создаваемого в месте ее расположения всеми остальными гранулами. Это приводит к корреляционным эффектам, влияющим на полный магнитный момент системы³⁾.

Далее для простоты рассмотрим систему, состоящую из одинаковых гранул. Поскольку анизотропия формы теперь не важна, можно считать их одинаковыми сферами с равными по величине магнитными моментами μ . Магнитный момент i -ой гранулы μ_i прецессирует вокруг направления магнитного поля с частотой $\omega \sim eH_i/m_e c$, где $H_i = H + \delta H_i$ — сумма внешнего поля и поля δH_i , создаваемого в месте расположения рассматриваемой гранулы всеми остальными гранулами. Учет поля δH_i означает

³⁾ Корреляции в системе суперпарамагнитных (ланжевенских) гранул рассмотрены в статье [2], которой мы и будем следовать в настоящей работе.

учет взаимодействия между магнитными моментами гранул. Для гранул в диэлектрической матрице наиболее существенно дальнедействующее дипольное взаимодействие, энергия которого (порядка μ^2/l^3 , l — среднее расстояние между гранулами) вполне может быть сравнима с тепловой энергией kT . Как показано в [7], при расчете дипольного взаимодействия между гранулами, состоящими из большого числа «магнитных» атомов, их можно заменить эффективными магнитными моментами, расположенными в центре масс гранул.

Угол разориентации θ между направлениями магнитных моментов соседних гранул, определяющий вероятность электронного межгранульного туннелирования, связан с углами их ориентации $\gamma_{1,2}$, $\phi_{1,2}$ соотношением

$$\cos \theta = \cos \gamma_1 \cos \gamma_2 + \sin \gamma_1 \sin \gamma_2 \cos(\phi_1 - \phi_2). \quad (7)$$

В результате случайных возмущений теплового происхождения прецессионное движение магнитных моментов гранул подвержено случайным сбоям, меняющим, вообще говоря, не только фазу прецессии (углы $\phi_{1,2}$), но и углы наклона $\gamma_{1,2}$. Поскольку изменение угла наклона магнитного момента требует гораздо больших энергетических затрат, чем изменение фазы прецессии, естественно считать, что время τ_ϕ сохранения когерентной прецессии существенно меньше времени τ_γ сохранения неизменных углов наклона⁴⁾. Поэтому в предположении, что углы $\phi_{1,2}$ не коррелированы, можно усреднить соотношение (7) за время $\tau_\phi \ll t \ll \tau_\gamma$ и получить

$$\overline{\cos \theta} = \overline{\cos \gamma_1 \cos \gamma_2}. \quad (8)$$

Усреднение (8) по времени за времена $t \gg \tau_\gamma$ эквивалентно усреднению по пространству (т. е. по различным гранулам):

$$\langle \cos \theta \rangle = \langle \cos \gamma_1 \cos \gamma_2 \rangle. \quad (9)$$

Здесь $\cos \gamma_{1,2} = m(H) + \delta_{1,2}$, где δ_i — локальная флуктуация, связанная с отличием локального поля от среднего (естественно, в среднем по гранулам $\langle \delta_i \rangle = 0$), $m(H)$ — приведенная (нормированная на единицу) намагниченность системы.

Корреляцию таких флуктуаций для различных гранул можно описать с помощью коррелятора

$$\langle \delta_i \delta_k \rangle = \langle \delta_i^2 \rangle \exp\left(-\frac{r_{ik}}{r_\gamma}\right),$$

где r_γ — радиус корреляции, r_{ik} — расстояние между гранулами i, k . Легко видеть, что

$$\langle \delta_i^2 \rangle = \langle [\cos \gamma_i - m(H)]^2 \rangle = \langle \cos^2 \gamma \rangle - m^2(H).$$

Окончательно

$$\langle \cos \theta \rangle = m^2(H) + [\langle \cos^2 \gamma \rangle - m^2(H)] \exp(-\ell/r_\gamma), \quad (10)$$

⁴⁾ Заметим, однако, что для ферромагнитных гранул с большим эффективным магнитным моментом соответствующие флуктуации невелики.

где ℓ — расстояние между гранулами 1 и 2. Отсюда, в частности, следует, что в отсутствие корреляции между углами наклона $\gamma_{1,2}$ ($r_\gamma = 0$) угол разориентации θ определяется простым соотношением $\langle \cos \theta \rangle = m^2(H)$.

Поле на i -й грануле равно $\overline{H}_i = H + \delta H_i$, где коллективная добавка к внешнему полю $\delta H_i = \mu \sum \beta_{ik} \delta_k$ определяется «геометрией» (через «геометрические» параметры β_{ik}) и флуктуациями δ_k окружающих гранул. Так как $\langle \cos \gamma_i \rangle = m(H_i)$, то $\cos \gamma_i = m(H + \delta H_i) \approx m(H) + \delta H_i m'(H)$, откуда следует

$$\delta_i = \mu m'(H) \sum \beta_{ik} \delta_k, \tag{11}$$

где $m'(H)$ — производная полевой зависимости намагниченности.

С другой стороны, флуктуации δ_i (а значит, и радиус корреляции r_γ) определяются интенсивностью межгранульного взаимодействия и геометрией (т.е. взаимным расположением гранул):

$$\delta_i = \sum \lambda_{ik} \delta_k. \tag{12}$$

В континуальном приближении, которое применимо, если $r_\gamma \gg \ell$ (в противном случае корреляцией магнитных моментов можно пренебречь), можно ввести гладкую функцию координат $\delta = \delta(\mathbf{r})$ такую, что $\delta(r_{ik}) = \delta_k$. Тогда

$$\delta \approx \delta \left(\sum \lambda_{ik} \right) + (\nabla \delta) \left(\sum \lambda_{ik} r_{ik} \right) + \frac{1}{2} (\nabla^2 \delta) \sum \lambda_{ik} r_{ik}^2,$$

причем в силу изотропии системы два первых слагаемых разложения равны нулю. Таким образом, пространственное изменение $\delta(\mathbf{r})$ подчиняется уравнению

$$\nabla^2 \delta = \delta / r_\gamma^2, \quad r_\gamma^2 = \frac{1}{2} \sum \lambda_{ik} r_{ik}^2.$$

Его решение имеет вид $\delta \propto \exp(-r/r_\gamma)$ и описывает пространственную корреляцию магнитных моментов гранул. Из (11), (12) следует $\lambda_{ik} = \mu m'(H) \beta_{ik}$, так что

$$r_\gamma^2 = \frac{1}{2} \mu m'(H) \sum \beta_{ik} r_{ik}^2. \tag{13}$$

Таким образом, магнитополевая зависимость радиуса корреляции r_γ определяется производной полевой зависимости намагниченности. Поскольку в больших полях последняя стремится к насыщению, увеличение магнитного поля приводит к уменьшению радиуса корреляции, так что в режиме насыщения намагниченности корреляцией магнитных моментов гранул можно пренебрегать.

Для оценки радиуса корреляции заметим, что $\beta_{12} \sim (1/\ell^3)$, так что $\sum \beta_{ik} r_{ik}^2 \sim 1/\ell$. Что касается производной $m'(H)$, то из рис. 3 следует, что $m'(H) = 10^{-4} - 10^{-5} \text{ Э}^{-1}$. В системе, состоящей из гранул разных размеров, корреляция магнитных моментов связана в основном с большими гранулами. Они обладают большими магнитными моментами $\mu = (10^3 - 10^4) \mu_B$ и «подстраивают» под себя магнитные моменты ближайших гранул меньшего размера. При среднем расстоянии между большими и малыми гранулами $\ell \sim 30 \text{ \AA}$ находим $r_\gamma \sim 10^{-7} - 10^{-6} \text{ см}$.

Эффекты корреляции могут оказаться важными при рассмотрении эффекта гигантского магнитосопротивления в ферромагнитных гранулированных металлах [4, 8]. Этому вопросу будет посвящена отдельная работа.

Автор благодарен Б. А. Аронзону и В. В. Рылькову В.В. за полезные дискуссии. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 96-02-18429-а и 98-02-17412-а), а также программы PICS-РФФИ (грант 98-02-2237).

Литература

1. Б. А. Аронзон, Д. Ю. Ковалев, А. Н. Лагарьков, Е. З. Мейлихов, В. В. Рыльков, М. А. Седова, Н. Негре, М. Гойран, Дж. Леонтин, Письма в ЖЭТФ **70**, 83 (1999).
2. P. Allia, M. Knobel, P. Tiberto, and F. Vinai, Phys. Rev. B **52**, 15398 (1995).
3. S. Honda, T. Okada, M. Nawate, and M. Tokumoto, Phys. Rev. B **56**, 14566 (1997); E. F. Ferrari, F. C. S. da Silva, and M. Knobel, Phys. Rev. **56**, 6086 (1997).
4. Е. З. Мейлихов, Письма в ЖЭТФ **69**, 579 (1999).
5. C. Kittel, Rev. Mod. Phys. **21**, 541 (1949).
6. W. J. Schuele, S. Shtrikman, and D. Treves, J. Appl. Phys. **36**, 1010 (1965).
7. D. Altbir, P. Vargas, J. d'Albuquerque e Castro, and U. Raff, Phys. Rev. B **57**, 13604 (1998).
8. J. Inoue and S. Maekawa, Phys. Rev. B **53**, R11927 (1996).