

МАГНИТНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В СЛУЧАЙНОЙ СИСТЕМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ СТЕРЖНЕОБРАЗНЫХ НАНОЧАСТИЦ

Е. З. Мейлихов, Р. М. Фарзетдинова*

*Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15 декабря 2003 г.

В рамках обобщенного приближения среднего поля, учитывающего пространственные флуктуации локального магнитного поля, показано, что коллективный эффект дипольного взаимодействия в случайной трехмерной системе одинаковых (стержнеобразных) магнитных наночастиц с параллельными осями легкого намагничивания приводит к сдвигу релаксационных кривых намагниченности в сторону меньших времен, т. е. к ускорению процесса релаксации. Кроме того, характер этого процесса зависит (через размагничивающее поле) от формы образца. Взаимодействие наногранул сказывается на процессе релаксации намагниченности случайной двумерной системы только в том случае, когда магнитные моменты гранул перпендикулярны плоскости системы.

PACS: 75.50.Tt

1. ВВЕДЕНИЕ

Релаксация намагниченности системы магнитных наночастиц — процесс, определяемый множеством факторов: разбросом геометрических параметров (объема и формы) таких частиц в реальных системах, разбросом направлений их легких осей намагничивания и полей анизотропии, а также (диполь-дипольным) межчастичным взаимодействием. Описание этого процесса — трудная задача, и не удивительно, что различные приближенные методы ее решения приводят к противоречивым результатам (см. [1] и цитируемые там работы). Один из основных вопросов состоит в том, замедляют или ускоряют перечисленные факторы процесс релаксации. Экспериментально наблюдаемые долговременные релаксационные процессы в таких магнитных системах часто связываются с достаточно сильным разбросом значений хотя бы одного из параметров, влияющих на процесс релаксации [2]. Так, в работах [3, 4] в качестве причины подобной релаксации намагниченности магнитных нанокомпозитов принимается присущий таким системам значительный разброс размеров и форм маг-

нитных гранул. Другой причиной «длинных» релаксаций может служить дальнедействующее взаимодействие отдельных релаксирующих элементов системы, ускоряющее процесс релаксации. В этом случае возникает отрицательная обратная связь: в ходе процесса релаксации (т. е. при приближении релаксирующей интегральной величины к своему равновесному значению) одновременно устраняется причина такого ускорения. Так, в работе [5] в приближении теории среднего поля рассмотрена релаксация намагниченности двумерной системы изинговских магнитных моментов с легкой осью, перпендикулярной плоскости. В такой системе причиной ускорения релаксации ее отдельных элементов является размагничивающее поле, пропорциональное самой релаксирующей величине — полной намагниченности системы. Выход за рамки приближения среднего поля, связанный с учетом флуктуирующей во времени части локального поля, предпринят в работах [6, 7]. Такие флуктуации увеличивают эффективную температуру системы и тем самым изменяют скорость релаксации. Механизм обратной связи в этом случае состоит в том, что вместе с уменьшением флуктуаций по мере приближения к равновесию эффективная температура также понижается (приближаясь к

*E-mail: meilikhov@kiae.ru

реальной температуре), что замедляет релаксацию.

В настоящей работе показано, что даже в отсутствие всех трех перечисленных источников (разброс параметров, размагничивающее поле, временные флуктуации) в ансамбле взаимодействующих магнитных наночастиц может происходить долговременная релаксация намагниченности, если расположение отдельных элементов системы не является регулярным, т. е. имеет место пространственный беспорядок, приводящий к пространственным флуктуациям поля.

Далее мы будем рассматривать системы, состоящие из однодоменных наногранул с одноосной магнитной анизотропией (геометрической или кристаллической). Магнитная энергия E такой гранулы в магнитном поле H , направленном вдоль легкой оси, может быть записана в виде

$$E = -K_u V \cos^2 \theta + \mu H \cos \theta, \quad (1)$$

где θ — угол между магнитным моментом гранулы и ее легкой осью, K_u — удельная энергия анизотропии, $\mu = I_s V$ — магнитный момент гранулы, I_s — намагниченность насыщения материала гранулы, V — ее объем. Угловой зависимости энергии (1) соответствуют две потенциальные ямы разной (при $H \neq 0$) глубины, отвечающие углам $\theta = 0$, $\theta = \pi$ и разделенные асимметричным барьером, различные высоты

$$\Delta_{\pm} = K_u V \left(1 \pm \frac{H}{H_A}\right)^2 \quad (2)$$

которого отсчитываются от дна соответствующей ямы ($H_A = 2K_u/I_s$, знаки « \pm » относятся соответственно к «глубокой» и «мелкой» ямам; при $H > H_A$ мелкая яма исчезает и следует положить $\Delta_- = 0$)¹⁾.

Тепловые флуктуации приводят к «перескокам» магнитного момента гранулы из ямы в яму, причем темп таких перескоков определяется высотой соответствующего барьера. Пусть n_+ и n_- — концентрации гранул в состояниях, соответствующих меньшему

и большему значениям энергии (1) (т. е. в состояниях, соответствующих глубокой и мелкой ямам). Тогда изменение концентраций можно описать уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{dn_+}{dt} &= \\ &= -\Omega \left[n_+ \exp\left(-\frac{\Delta_+}{kT}\right) - n_- \exp\left(-\frac{\Delta_-}{kT}\right) \right], \\ \frac{dn_-}{dt} &= \\ &= -\Omega \left[n_- \exp\left(-\frac{\Delta_-}{kT}\right) - n_+ \exp\left(-\frac{\Delta_+}{kT}\right) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

где $\Omega \sim 10^9-10^{10} \text{ с}^{-1}$ — частота «попыток ухода» магнитного момента из ямы [10]. Намагниченность системы равна $I = \mu(n_+ - n_-)$, и если ввести относительную намагниченность $j = (n_+ - n_-)/n$, где $n = n_+ + n_-$ — полная концентрация гранул, то из (3) следует

$$\frac{dj}{dt} = -\Omega \left[(1+j) \exp\left(-\frac{\Delta_+}{kT}\right) - (1-j) \exp\left(-\frac{\Delta_-}{kT}\right) \right], \quad (4)$$

или

$$dj/dt = -\Omega \Phi(j, H), \quad (5)$$

где

$$\Phi(j, H) = \left\{ (1+j) \exp\left[-\frac{K_u V}{kT} \left(1 + \frac{I_s H}{2K_u}\right)^2\right] - (1-j) \exp\left[-\frac{K_u V}{kT} \left(1 - \frac{I_s H}{2K_u}\right)^2\right] \right\}.$$

Для трехмерной системы фигурирующее в выражениях (1), (2) и (5) магнитное поле

$$H = H_e + H_3 + H_d + 4\pi I/3 \quad (6)$$

зависит от ее намагниченности I и складывается из 1) внешнего поля H_e , 2) поля H_3 , которое создается всеми гранулами, расположенными внутри лоренцевской сферы, 3) поля $4\pi I/3$, которое создается в объеме рассматриваемой гранулы магнитными моментами гранул, расположенными на поверхности окружающей ее лоренцевской сферы, и 4) размагничивающего поля $H_d = -NI$ (N — размагничивающий фактор) [11].

Для двумерной системы (монослой магнитных гранул) выражение для поля H зависит от направления легкой оси гранул: если она лежит в плоскости системы, то в соотношении (6) отсутствуют два

¹⁾ Реально перемагничивание стержнеобразных частиц происходит не через вращение однородной намагниченности, а путем образования и последующего роста критического «зародыша» с повернутой намагниченностью — процесса активационного типа [8]. При этом, конечно, высота активационного барьера меняется. Однако, согласно результатам расчета [8], полевая зависимость высоты барьера функционально мало отличается от таковой в теории Нееля-Брауна, а в соответствии с экспериментом [9] (вытянутые наногранулы с аспектным отношением около 10) и угловая зависимость поля перемагничивания остается практически такой же, как в теории Стонера-Вольфарта. Поэтому использование следующих из этих моделей формул (2) по-прежнему допустимо. При этом изменение высоты активационного барьера эквивалентно лишь перенормировке энергии анизотропии K_u .

последних слагаемых, если же она перпендикулярна плоскости системы, то $H_d = -4\pi I$, а последнее слагаемое отсутствует.

Что касается поля H_3 , то оно зависит от пространственной конфигурации и направлений (знаков) магнитных моментов гранул, соседствующих с рассматриваемой гранулой, и меняется от гранулы к грануле. В модели среднего поля этим различием пренебрегают и вместо H_3 используют среднее (усредненное по всем гранулам) поле $\langle H_3 \rangle$, пропорциональное намагниченности I : $\langle H_3 \rangle = \alpha I$. Более того, поскольку $\alpha = 0$ для кубической решетки гранул [11], обычно пренебрегают и средним полем $\langle H_3 \rangle$, хотя, например, для тетрагональной и гексагональной решеток $\alpha \neq 0$ [12, 13]; то же относится и к двумерной квадратной решетке моментов [14]. Ниже будет показано, что обобщенное приближение среднего поля, в котором учитывается разброс локальных полей H_3 , качественно меняет результаты традиционной модели, в которой поле H_3 не учитывается и считается, что в отсутствие внешнего поля (типичный режим наблюдения релаксации намагниченности) среднее магнитное поле на гранулах равно

$$\langle H \rangle = \begin{cases} (4\pi/3 - N)I, \\ -NI, \\ 0 \end{cases} \quad (7)$$

соответственно в случаях трехмерной системы, квазидвумерной системы с перпендикулярными плоскости моментами и квазидвумерной системы с параллельными плоскости моментами. Поле $\langle H_3 \rangle$, пропорциональное намагниченности системы, обеспечивает обратную связь между скоростью релаксации намагниченности и ее мгновенным значением. При традиционном подходе в уравнении (5) проводится замена $H \rightarrow \langle H \rangle$ (с помощью соотношений (7)). Именно так было получено уравнение релаксации намагниченности в двумерной системе моментов, перпендикулярных плоскости, которая исследовалась в [5]. В этом случае, как видно из (7), обратная связь, приводящая к долговременной релаксации, обеспечивается ненулевым размагничивающим фактором. Мы покажем, что подобная релаксация возможна и при $N = 0$.

2. РЕЛАКСАЦИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ОБОБЩЕННОЙ МОДЕЛИ СРЕДНЕГО ПОЛЯ

Обобщение приближения среднего поля состоит в том, что вместо замены $H \rightarrow \langle H \rangle$ уравне-

ние (5) усредняется с помощью функции распределения $F(j, H_3)$ локальных полей H_3 :

$$\frac{dj}{dt} = -\Omega \int_{-\infty}^{\infty} \Phi \left[j, H = H_e + H_3 + H_d + \frac{4\pi}{3} \mu n j \right] \times \\ \times F(j, H_3) dH_3. \quad (8)$$

Получающееся уравнение и определяет релаксацию намагниченности.

В этом приближении задача сводится к определению функции распределения $F(j, H_3)$, которая для ряда систем с беспорядком была найдена ранее [15, 16]. Обычно при изучении влияния межгранульного взаимодействия на релаксационный процесс принимается, что гранулы представляют собой точечные магнитные диполи [1, 6, 7]; это допустимо только для гранул сферической формы²⁾. Однако в этом случае принципиальный «дефект» теории среднего поля — пренебрежение пространственными корреляциями — становится особенно существенным. Дело в том, что для системы, состоящей из сферических гранул (диаметром $2a$), функция распределения $F(j, H_3)$ представляет собой (не зависящую от намагниченности j и четную относительно H_3) лоренцевскую функцию, крылья которой обрезаются за счет конечного размера гранул³⁾ [15]:

$$F(j, H_3) = \begin{cases} \left(2 \arctg \frac{\mu}{h_0 a^3} \right)^{-1} \frac{h_0}{h_0^2 + H_3^2}, & |H_3| \leq \frac{\mu}{a^3}, \\ 0, & |H_3| > \frac{\mu}{a^3}, \end{cases} \quad (9)$$

где $h_0 = (8\pi^2/9\sqrt{3}) \mu n$.

Начальная стадия релаксации в этом случае связана с изменением магнитного состояния тех гранул, которые в начальный момент оказались в поле $H_3 \sim H_d$, практически устраняющем барьер Δ_+ (см. (2)). Однако известно [15], что большие локальные поля $H_3 \gtrsim h_0$, отвечающие крыльям (лоренцевского) распределения $F(j, H_3)$ в случайной системе сферических диполей, не есть коллективный эффект большого числа магнитных диполей (как это предполагается в модели среднего поля), а создают

²⁾ Взаимодействие однородно намагниченных шаров эквивалентно взаимодействию точечных магнитных диполей [17].

³⁾ При $a \rightarrow 0$ функция распределения превращается в лоренцевскую: $F(j, H_3) \rightarrow h_0/[\pi(h_0^2 + H_3^2)]$. Характер основного состояния такой системы зависит от концентрации гранул: при $na^3 < 0.183$ она парамагнитна, в противном случае основное состояние является ферромагнитным с температурой Кюри $T_C \sim \mu^2 n/k$ [15].

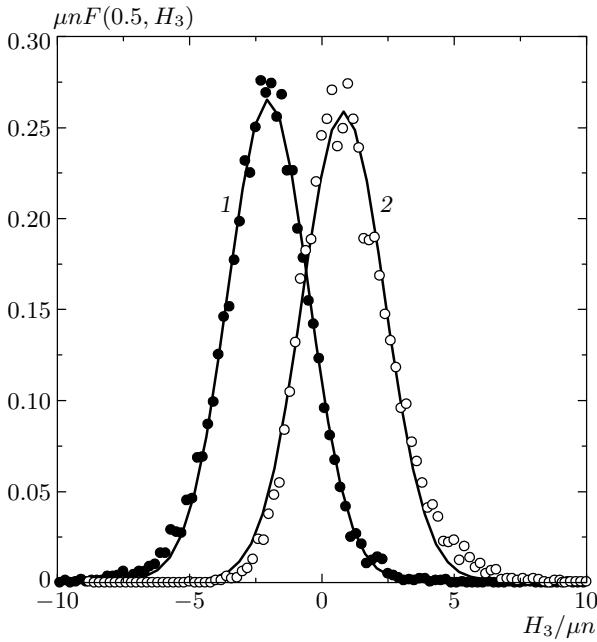


Рис. 1. Функции распределения $F(0.5, H_3)$ локальных полей для модельной системы случайно расположенных стержнеобразных изинговских диполей с $na^3 = 1$. Сплошные кривые — аппроксимирующие функции Гаусса; 1 — некоррелированные магнитные моменты; 2 — коррелированные магнитные моменты (см. текст)

ся ближайшими соседями. Именно эти гранулы (доля которых невелика) и определяют начальную стадию релаксации. Нельзя ожидать, что «коллективное» приближение среднего поля может правильно описать такую «локальную» релаксацию.

Совсем иная ситуация возникает в трехмерной системе случайно расположенных гранул стержнеобразной формы, которая и обеспечивает одноосность их магнитной анизотропии ($K_u \approx \pi I_s^2$). Для такой системы (тонкие стержнеобразные гранулы длиной $2a$) вид функции распределения $F(j, H_3)$ зависит от концентрации n гранул, определяемой величиной параметра na^3 . Однако в широкой области концентраций $0.3 \lesssim na^3 \lesssim 300$, где основное состояние системы является парамагнитным, эта функция оказывается гауссовской (рис. 1) с максимумом, сдвигающимся линейно с ростом намагниченности в область отрицательных (направленных в сторону, противоположную намагниченности) полей H_3 [16]:

$$F(j, H_3) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left[-\frac{(H_3 + jH_j)^2}{2\sigma^2} \right]. \quad (10)$$

Параметры этого распределения (положение макси-

мума и ширина) зависят от концентрации гранул:

$$H_j = \frac{4\pi}{3} \mu n, \quad \sigma = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\frac{1}{na^3}} \mu n. \quad (11)$$

Важно, что в этом случае актуальные поля H_3 являются коллективным результатом сложения полей, создаваемых многими гранулами, что соответствует духу приближения среднего поля и позволяет надеяться на адекватность этого метода применительно к релаксации намагниченности в такой системе.

Вопрос о корреляции взаимодействующих магнитных моментов при рассмотрении магнитной релаксации очень важен. К сожалению, аналитических методов расчета таких корреляций для дальнедействующего анизотропного взаимодействия, которое и имеет место в нашей системе, сегодня нет. Тем не менее есть два аргумента в пользу возможности пренебречь корреляциями в рассматриваемом случае.

1) Поскольку в системе с дальнедействующим взаимодействием возможны лишь длинноволновые корреляции, они могут быть учтены в рамках теории Гинзбурга–Ландау, результаты которой, как известно [18], отличаются от результатов теории среднего поля лишь в области температур, близких к критической температуре.

2) Мы оценили возможное влияние корреляций путем расчета функции распределения локальных магнитных полей для случая, когда все магнитные моменты в сфере с диаметром, равным длине стержнеобразных частиц, полностью коррелированы (поле каждого из них параллельно магнитному моменту в центре сферы). Учет такой корреляции приводит лишь к сдвигу функции распределения (тем меньшему, чем выше интегральная намагниченность системы) при неизменной ее ширине. Поскольку повышение эффективной температуры системы, определяющей изменение скорости магнитной релаксации, определяется именно шириной функции распределения (см. формулу (13)), можно полагать, что учет корреляций не изменит выводов работы.

Далее будем исследовать релаксацию намагниченности в отсутствие внешнего поля ($H_e = 0$), а для того чтобы выявить роль беспорядка в чистом виде, рассмотрим сначала сферический образец, для которого $N_d = 4\pi/3$. В этом случае, как следует из (6), вклад намагниченности в локальное поле H связан только со случайным полем H_3 ($H \equiv H_3$). Если бы локальные поля H_3 были одинаковы для всех гранул и пропорциональны намагниченности ($H_3 = jH_j$, $H_j = \text{const}$), то уравнение (5) не требовало бы усреднения и после подстановки $H_3 \rightarrow jH_j$ превратилось

бы в уравнение релаксации, подобное исследованному в [5]. Однако в нашем случае смысл этого уравнения совершенно иной: локальное поле $H_3 = jH_j$ есть не поле размагничивания (как в [5]), а случайное поле магнитных моментов лоренцевской сферы.

После подстановки функции распределения (10) в соотношение (8) и последующего интегрирования получаем уравнение, определяющее релаксацию намагниченности в случайной системе стержнеобразных гранул:

$$\frac{dj}{dt} = -\Omega \sqrt{\frac{\Theta}{\Theta_{eff}}} \left\{ (1+j) \exp \left[-\frac{(1-jH_j/H_A)^2}{\Theta_{eff}} \right] - (1-j) \exp \left[-\frac{(1+jH_j/H_A)^2}{\Theta_{eff}} \right] \right\}, \quad (12)$$

где $\Theta = kT/K_uV$ — приведенная температура и

$$\Theta_{eff} = \Theta + \Delta\Theta, \quad \Delta\Theta = \frac{2\sigma^2}{H_A^2}. \quad (13)$$

Здесь Θ_{eff} — эффективная температура релаксации, превышающая реальную температуру Θ на величину $\Delta\Theta$, пропорциональную дисперсии σ^2 распределения случайных локальных полей H_3 . Формально уравнение (12) совпадает с уравнением релаксации намагниченности [5], но, как уже отмечалось, имеет совершенно иной смысл. Точно так же превышение эффективной температуры релаксации над реальной температурой напоминает результат, полученный в [6] при учете временных флуктуаций поля. Однако здесь — это результат учета пространственных флуктуаций поля.

Используя введенные выше определения различных параметров, среднее локальное поле и эффективное повышение температуры можно соответственно записать в виде

$$H_j/H_A = \frac{2}{3}nV \ll 1, \quad \Delta\Theta = \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{2a} \right)^2 nV \ll 1$$

(так как относительная доля nV объема, занятого гранулами, и отношение диаметра D гранул к их длине $2a$ всегда меньше единицы). Хотя из (12), (13) следует, что флуктуации локального поля могут влиять на процесс релаксации лишь при $\Theta \lesssim \Delta\Theta \ll 1$, это не означает, что соответствующие температуры очень низки. Действительно, последнее неравенство, например, для гранул из материала с $I_s \approx 10^3$ Э, длиной $2a = 100$ нм, отношением $D/2a=0.1$ и концентрацией $nV = 0.1$ выполняется уже при $T \lesssim 100$ К.

Рассмотрим теперь релаксацию намагниченности исследуемой системы, предварительно намагниченной до насыщения ($j = 1$) с помощью достаточно сильного внешнего поля. Согласно уравнению (12), процесс релаксации после выключения этого поля (в момент времени $t = 0$) происходит по закону

$$\left(1 + \frac{\Delta\Theta}{\Theta} \right)^{1/2} \int_j^1 \frac{dj}{\Psi(j, \Theta, nV)} = \Omega t, \quad (14)$$

где

$$\Psi(j, \Theta, nV) = (1+j) \exp \left[-\frac{(1-\beta j nV)^2}{\Theta_{eff}} \right] - (1-j) \exp \left[-\frac{(1+\beta j nV)^2}{\Theta_{eff}} \right], \quad \beta = \frac{2}{3}. \quad (15)$$

Характер этого процесса определяется двумя параметрами: температурой Θ и ее эффективным повышением $\Delta\Theta$, пропорциональным, как уже отмечалось, параметру взаимодействия σ^2 . Если в аргументах экспонент соотношения (15) можно пренебречь членами, пропорциональными j (низкая концентрация гранул или малая намагниченность системы), то решение уравнения (14) имеет вид

$$j(t) = \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right), \quad (16)$$

где

$$\tau = \frac{1}{2\Omega} \left(1 + \frac{\Delta\Theta}{\Theta} \right)^{1/2} \exp \left[\frac{1}{\Theta(1 + \Delta\Theta/\Theta)} \right],$$

согласно которому релаксация намагниченности в рассматриваемом случае происходит по простому экспоненциальному закону, но время релаксации τ существенно зависит от взаимодействия магнитных моментов. В системах, где оно достаточно сильно, время релаксации при низких температурах может уменьшаться на несколько порядков. Однако экспериментально заметить это вряд ли возможно, поскольку само это время при низких температурах очень велико.

В образцах несферической формы локальное поле H определяется не только случайным полем H_3 , создаваемым диполями лоренцевской сферы, но, согласно (6), имеет дополнительную компоненту

$$H_d + 4\pi I/3 = (4\pi/3 - N)jI_s nV.$$

Для этого случая процедура получения уравнения

релаксации приводит к прежнему уравнению (14) с модифицированной подынтегральной функцией:

$$\Psi(j, \Theta, nV) = (1 + j) \exp \left[-\frac{(1 + \beta_1 j nV)^2}{\Theta_{eff}} \right] - (1 - j) \exp \left[-\frac{(1 + \beta_2 j nV)^2}{\Theta_{eff}} \right], \quad (17)$$

где $\beta_1 = N/2\pi - 4/3$, $\beta_2 = N/2\pi$ (для сферического образца $N = 4\pi/3$ и, следовательно, $-\beta_1 = \beta_2 = 2/3$, см. (15)).

На начальной стадии процесса релаксации (пока $j \approx 1$) превалирует первое слагаемое функции (17). При этом характер влияния размагничивающего поля на процесс релаксации зависит от знака параметра β_1 : при $\beta_1 > 0$ (т. е. при $N > 8\pi/3$) релаксация намагниченности замедляется, а при $\beta_1 < 0$ — ускоряется. Конечная стадия релаксации ($j \rightarrow 0$), а также релаксация намагниченности «разбавленной» системы с малой долей объема гранул всегда происходят по экспоненциальному закону с постоянной времени τ , определяемой соотношением (16).

Результаты соответствующих расчетов (с помощью уравнения (14) с подынтегральной функцией (17)) представлены на рис. 2, где приведены релаксационные (сплошные) кривые для образцов в виде длинного цилиндра ($N = 0$), шара ($N = 4\pi/3$) и тонкого диска ($N = 4\pi$), намагниченных вдоль оси вращения. Штриховая кривая, описывающая релаксацию намагниченности цилиндрического образца с меньшей концентрацией магнитных гранул, приведена для того, чтобы показать, как сильно эта концентрация может влиять на процесс релаксации (в данном случае двукратное уменьшение концентрации увеличивает характерные времена релаксации более чем на два порядка).

Наиболее растянутая по времени релаксация намагниченности, как видно, может происходить в цилиндрическом образце. В рассматриваемом случае она на протяжении третьей–четвертой декады (по времени) близка к логарифмической, т. е. описывается законом $j = \text{const} - \ln t$. Вставка на рис. 2 показывает, что закон релаксации намагниченности длинного цилиндра ($N = 0$) на протяжении временного интервала в две–три декады можно описать также «растянутой» экспонентой:

$$j = j_0 \exp[-(t/t_0)^\gamma], \quad 0 < \gamma < 1,$$

которая часто привлекается для описания процессов релаксации [19].

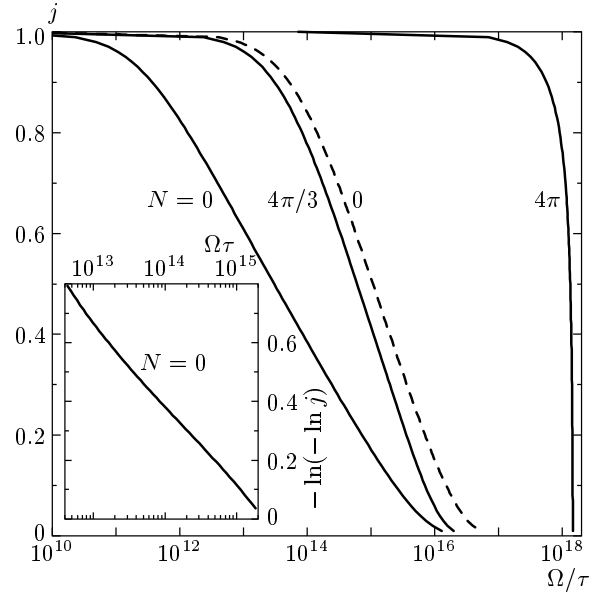


Рис. 2. Релаксация намагниченности случайной системы стержнеобразных гранул для образцов в виде длинного цилиндра ($N = 0$), шара ($N = 4\pi/3$) и тонкого диска ($N = 4\pi$) при температуре $\Theta = 0.025$ и концентрации гранул $nV = 0.1$ (сплошные кривые). Вставка иллюстрирует, что релаксацию намагниченности цилиндра можно описать с помощью «растянутой» экспоненты (с показателем $\gamma \approx 0.3$). Штриховая кривая — релаксация намагниченности цилиндра при той же температуре, но $nV = 0.05$

Описанная модель применима и для рассмотрения двумерной случайной системы стержнеобразных наночастиц. При умеренных концентрациях гранул ($0.1 \lesssim na^3 \lesssim 100$) функция распределения $F(j, H_3)$ случайных полей и в этом случае близка к гауссовской функции, но значения параметров σ , H_j этого распределения иные [12]:

$$H_j/h_0 = na^2 I_1, \quad (\sigma/h_0)^2 = 2na^2 I_2, \quad (18)$$

где $h_0 = \mu/a^3 \equiv I_s V/a^3$, n — двумерная (поверхностная) концентрация гранул. Численные параметры I_1 , I_2 определяются пространственной зависимостью энергии $W(\rho, \alpha) = -(\mu^2/4a^3)h(\rho, \alpha)$ взаимодействия двух однородно намагниченных гранул стержнеобразной формы от расстояния $r \equiv \rho a$ между ними и угла α между соединяющей их прямой и направлением магнитного момента [16]:

$$I_1 = - \int_0^{\pi/2} d\alpha \int_0^\infty h(\rho, \alpha) \rho d\rho, \tag{19}$$

$$I_2 = \frac{1}{8} \int_0^{\pi/2} d\alpha \int_0^\infty h^2(\rho, \alpha) \rho d\rho,$$

где

$$h(\rho, \alpha) = -\frac{2}{\rho} + \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + 4 + 4\rho \cos \alpha}} + \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + 4 - 4\rho \cos \alpha}}. \tag{20}$$

Для рассматриваемой системы как размагничивающее поле, так и поле лоренцевской двумерной сферы (окружности) равны нулю. Поэтому в отсутствие внешнего поля уравнение релаксации намагниченности двумерной системы совпадает с уравнением (12) для трехмерной системы сферической формы, в котором теперь

$$\frac{H_j}{H_A} = \frac{I_1}{2\pi} na^2 \frac{V}{a^3}, \tag{21}$$

$$\Delta\Theta = \frac{2\sigma^2}{H_A^2} = \frac{I_2}{\pi^2} na^2 \left(\frac{V}{a^3}\right)^2.$$

Параметры I_1, I_2 для двумерной системы имеют конечную величину только при условии, что гранулы не касаются друг друга⁴⁾. Формально это означает, что интегрирование в (19) следует проводить по области, точки которой находятся от поверхности стержнеобразной гранулы на расстоянии, большем ее диаметра D (см. вставку на рис. 3). Результат такого интегрирования, естественно, зависит от отношения $D/2a$ диаметра и длины гранул.

Следует различать два случая: параллельные друг другу оси гранул 1) лежат в плоскости системы или 2) перпендикулярны этой плоскости (ситуация, рассмотренная в [6, 7]). Во втором случае все углы $\alpha = \pi/2$ и нет необходимости в интегрировании по α . Соответствующие зависимости параметров I_1, I_2 от отношения $D/2a$ представлены на рис. 3.

В первом случае численный расчет дает $I_1 \lesssim 0.2 \ll 1$ (т. е. гауссовское распределение (10) практически симметрично относительно $H_3 = 0$), $I_2 \lesssim 3$. Стержнеобразность гранул означает, что их длина $2a$ на порядок (или более) превышает диаметр D ,

⁴⁾ В противном случае функция распределения $F(j, H_3)$ теряет гауссовский облик и приобретает длинные (описываемые не экспоненциальным, а степенным законом) крылья.

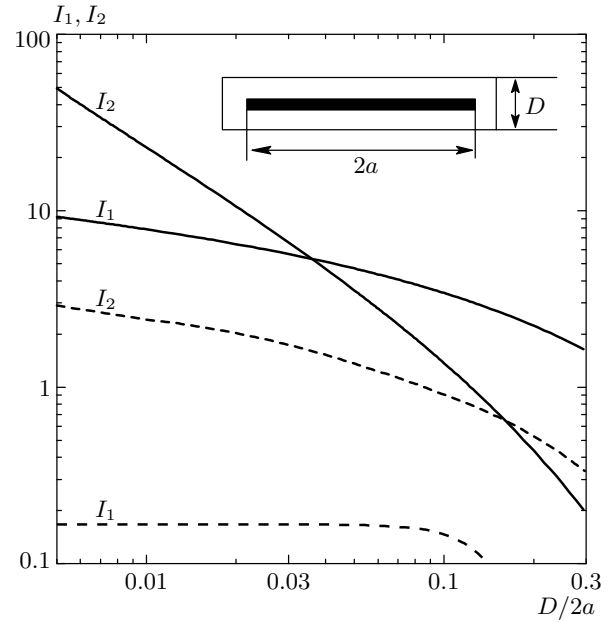


Рис. 3. Зависимости параметров I_1, I_2 , определяющих значения H_j, σ (см. (18), (21)), от отношения $D/2a$ диаметра и длины гранул. Штриховые кривые — оси гранул лежат в плоскости системы, сплошные кривые — оси гранул перпендикулярны плоскости системы

откуда следует, что $\Delta\Theta \lesssim 10^{-3} naD$. Поэтому даже при такой высокой концентрации гранул, как $2naD \sim 0.5$ (гранулами покрыто 50% поверхности), $\Delta\Theta \lesssim 2 \cdot 10^{-4}$. Это означает, что в первом случае взаимодействие гранул оказывает заметное влияние на релаксацию намагниченности системы только при очень низких температурах.

Во втором случае при $D/a \lesssim 0.02$ параметр $I_2 \gtrsim 10$ и на порядок больше, чем в первом случае. Это соответствует гораздо более сильному разбросу случайных полей (более широкой функции распределения $F(j, H_3)$) и, согласно (21), значительному повышению эффективной температуры. Таким образом, взаимодействие наногранул в случайной двумерной системе существенно сказывается на процессе релаксации ее намагниченности, но только в системе второго типа (магнитные моменты гранул перпендикулярны плоскости системы).

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках обобщенного приближения среднего поля, учитывающего пространственные флуктуации локального магнитного поля, показано, что коллек-

тивный эффект дипольного взаимодействия в трехмерной случайной системе одинаковых (стержнеобразных) магнитных наночастиц с параллельными осями легкого намагничивания приводит к сдвигу релаксационных кривых намагниченности в сторону меньших времен, т. е. к ускорению процесса релаксации. В системах, где средняя величина случайного локального магнитного поля не равна нулю, появляется отрицательная обратная связь: по мере уменьшения средней намагниченности релаксация замедляется. Эти выводы согласуются с результатами работ [6, 7], которые получены при учете временных флуктуаций локального поля в регулярной системе. В то же время они противоречат точке зрения, согласно которой взаимодействие всегда увеличивает эффективную высоту энергетических барьеров (2) и тем самым замедляет релаксацию.

Что касается случайной двумерной системы, то взаимодействие наногранул сказывается на процессе релаксации ее намагниченности только в том случае, когда магнитные моменты гранул перпендикулярны плоскости системы, т. е. в ситуации, рассмотренной в [6, 7].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 03-02-17029, 02-02-16974).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. L. Dormann, D. Fiorani, and E. Tronc, *J. Magn. Mat.* **202**, 251 (1999).
2. С. Л. Гинзбург, *Необратимые явления в спиновых стеклах*, Наука, Москва (1989).
3. Е. З. Мейлихов, *ЖЭТФ* **117**, 1136 (2000).
4. В. В. Рыльков, Б. А. Аронзон, А. Б. Давыдов, Д. Ю. Ковалев, Е. З. Мейлихов, *ЖЭТФ* **121**, 908 (2002).
5. D. K. Lottis, R. M. White, and E. Dan Dalberg, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 362 (1991).
6. S. I. Denisov and K. N. Trohidou, *Phys. Rev. B* **64**, 184433 (2001).
7. S. I. Denisov, T. V. Lyutyy, and K. N. Trohidou, *Phys. Rev. B* **67**, 014411 (2003).
8. H.-B. Braun, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3557 (1993).
9. M. Lederman, S. Shulz, and M. Ozaki, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1986 (1994).
10. L. Néel, *Ann. Geophys. (CNRS)* **5**, 99 (1949).
11. Ч. Киттель, *Введение в физику твердого тела*, Наука, Москва (1978).
12. H. Mueller, *Phys. Rev.* **47**, 947 (1935).
13. H. Mueller, *Phys. Rev.* **50**, 547 (1936).
14. Е. З. Мейлихов, Р. М. Фарзетдинова, *ЖЭТФ* **122**, 1027 (2002).
15. Е. З. Мейлихов, *ЖЭТФ* **124**, 650 (2003).
16. Е. З. Мейлихов, Р. М. Фарзетдинова, *ЖЭТФ* **124**, 656 (2003).
17. A. Aharoni, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-23**, 1853 (1987).
18. Вик. С. Доценко, *УФН* **165**, 481 (1995).
19. R. G. Palmer, D. L. Stein, E. Abrahams, and P. W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 958 (1984).