

К ТЕОРИИ КИНЕТИКИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ МАГНИТНЫХ КОМПОЗИТОВ

© 2024 г. А. Ю. Зубарев¹, *, Л. Ю. Исакова¹

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина”, Екатеринбург, Россия

*E-mail: A.J.Zubarev@urfu.ru

Поступила в редакцию 15.11.2023

После доработки 22.11.2023

Принята к публикации 28.12.2023

Представлены результаты теоретического исследования кинетики перемангничивания ансамбля взаимодействующих ферромагнитных частиц, иммобилизованных в несущей немагнитной среде. Результаты показывают, что влияние межчастичного взаимодействия на кинетику перемангничивания частиц определяется амплитудой внешнего поля: оно замедляет перемангничивание композита в слабом поле, и ускоряет его в сильном поле. Взаимодействие частиц увеличивает обе компоненты комплексной магнитной восприимчивости композита.

DOI: 10.31857/S0367676524040188, EDN: QHAUVR

ВВЕДЕНИЕ

Композитные материалы, состоящие из немагнитной среды и внедренных в нее ферромагнитных наночастиц, привлекают большой интерес исследователей и инженеров благодаря богатому набору уникальных физических свойств, ценных для многих промышленных и биомедицинских приложений (см., например, [1–14]). Динамическая восприимчивость этих композитов является одной из важнейших характеристик их реакции на переменные внешние поля. Теоретически кинетика перемангничивания систем с невзаимодействующими однодоменными частицами рассматривалась в рамках феноменологического подхода Дебая в пионерской работе [15], также с использованием методов статистической физики в [16]. Однако приближение “идеального газа” невзаимодействующих частиц справедливо только тогда, когда их объемная концентрация очень мала и любым взаимодействием между ними можно пренебречь. Для многих приложений магнитный отклик композитов с низкой концентрацией частиц слишком слаб, чтобы представлять практический интерес. Увеличение концентрации частиц приводит к усилению влияния их взаимодействия на динамику перемангничивания композита (см., например, [17–23]). При синтезе магнитных композитов магнитные частицы обычно внедряются в жидкую несущую среду, после чего она отвердевается (полимеризуется) при помощи химических добавок. Известно, что магнитные частицы, при внедрении в жидкую

среду, могут либо агломерировать, либо находиться в одиночном состоянии, взаимодействуя друг с другом. Эксперименты [17–21] показывают, что особенности пространственного расположения частиц играют существенную роль в кинетике перемангничивания отвержденного композита.

Отметим, что учет взаимодействия многих частиц представляет собой одну из сложнейших задач статистической физики и теории композитных материалов, вообще говоря, не имеющую строгого математического решения. Часто математические сложности этой задачи обходятся при помощи различных интуитивных и эвристических конструкций, даже качественная адекватность которых заранее не известна. Чтобы избежать искусственных результатов и выводов, очень важно проверять теоретические результаты сравнивая их с экспериментами, либо разрабатывать математически регулярные подходы, свободные от необоснованных интуитивных построений. Для этого целесообразно рассматривать системы с неагрегированными и агрегированными частицами по отдельности. В этой работе мы рассмотрим системы с неагрегированными, но взаимодействующими частицами.

Теоретические модели динамической восприимчивости магнитных композитов с взаимодействующими частицами, хаотически (газоподобно) расположенными и иммобилизованными в несущей среде, предложены в [24, 25]. Эти модели основаны на математически регулярном приближении парного взаимодействия частиц. Обе работы

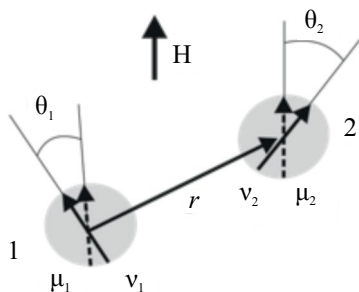


Рис. 1. Иллюстрация двух взаимодействующих частиц. Сплошные и прерывистые стрелки обозначают единичные вектора $\vec{\mu}_{1,2}$ и $\vec{v}_{1,2}$ соответственно. Азимутальные углы $\phi_{1,2}$ не показаны для краткости.

рассматривают системы однодоменных частиц с одной осью магнитной анизотропии, причем предполагается, что оси анизотропии всех частиц параллельны действующему переменному магнитному полю. Физически это соответствует предположению, что композиты были синтезированы в очень сильном магнитном поле, а направление переменного поля совпадает с направлением поля, в котором происходило отвердевание композита. Однако на практике такая ситуация имеет место весьма нечасто. Например, введение феррочастиц в биологические ткани для медицинских и биоинженерных целей (магнитная гипертермия; изготовление матриц для регенерации тканей; материалы для биосенсорики и адресной доставки лекарств), как правило, осуществляется без применения внешнего поля. В этом случае ориентация осей инжектируемых частиц должна быть хаотичной.

В предлагаемой работе представлены результаты теоретического исследования динамической восприимчивости магнитного композита с пространственно однородно расположенными сферическими однодоменными одноосными ферромагнитными частицами с хаотической ориентацией осей их легкого намагничивания. Предполагается сильная магнитная анизотропия частиц (т.е. частицы не суперпарамагнитны). При анализе динамики магнитного момента частицы мы будем пренебрегать гиромангнитными эффектами, которые существенны лишь при очень высоких частотах приложенного поля, что выходит за рамки многих приложений (в том числе биомедицинских технологий) магнитных композитов. Отметим, что в биологических тканях наночастицы, как правило, прочно связаны с окружающей средой и практически иммобилизованы [26, 27]. Это означает, что предложенные результаты могут быть, в частности, использованы для объяснения динамического отклика на переменное поле биологической ткани с неагрегированными магнитными частицами.

ОСНОВНЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для того, чтобы получить математически определенные результаты и избежать интуитивных построений, мы будем использовать приближение парного взаимодействия частиц. С этой целью рассмотрим две одинаковые сферические ферромагнитные частицы с произвольной ориентацией осей их легкого намагничивания. Эти частицы схематично показаны на рис. 1.

Обозначим единичные векторы, направленные вдоль магнитных моментов частиц 1 и 2, как $\vec{\mu}_1$ и $\vec{\mu}_2$, а единичные векторы, направленные вдоль осей их легкого намагничивания, как $\vec{v}_1$ и $\vec{v}_2$ соответственно; нормализованную на единицу парную функцию распределения (плотность вероятности) по ориентациям $\vec{\mu}_1$ и $\vec{\mu}_2$ при заданных $\vec{v}_1$ и $\vec{v}_2$ обозначим $W_{II}(\vec{\mu}_1, \vec{\mu}_2 | \vec{v}_1, \vec{v}_2)$.

В рамках принятых приближений функция W_{II} может быть найдена как решение двухчастичного уравнения Фоккера–Планка:

$$2\tau_D \frac{\partial W_{II}}{\partial t} = -\frac{1}{\sin\theta_1} \left(\frac{\partial}{\partial\theta_1} J_{II\theta 1} + \frac{\partial}{\partial\phi_1} J_{II\phi 1} \right) - \frac{1}{\sin\theta_2} \left(\frac{\partial}{\partial\theta_2} J_{II\theta 2} + \frac{\partial}{\partial\phi_2} J_{II\phi 2} \right). \quad (1)$$

Здесь τ_D – характерное время вращательной диффузии магнитного момента иммобилизованной частицы относительно ее тела, J_{II} – плотность потока вероятности в двухчастичном пространстве векторов $(\vec{\mu}_1, \vec{\mu}_2)$. Компоненты этого вектора:

$$J_{II\theta i} = -\sin\theta_i \left(W_{II} \frac{\partial U_i}{\partial\theta_i} + \frac{\partial W_{II}}{\partial\theta_i} \right),$$

$$J_{II\phi i} = -\frac{1}{\sin\theta_i} \left(W_{II} \frac{\partial U_i}{\partial\phi_i} + \frac{\partial W_{II}}{\partial\phi_i} \right), \quad i=1,2, \quad (2)$$

где θ_i и ϕ_i – полярный и азимутальный углы в координатных системах с полярными осями, направленными вдоль $\vec{v}_i$; U_i – безразмерная, отнесенная к тепловой энергии kT , энергия i -й частицы. Она может быть представлена в виде:

$$U_i = U_{ih} + U_{i\sigma} + U_{dd},$$

$$U_{ih} = -(\vec{\mu}_i \cdot \vec{h}), \quad U_{i\sigma} = -\sigma(\vec{\mu}_i \cdot \vec{v}_i)^2, \quad (3)$$

$$U_{dd} = -\lambda n \int_{r>1} \frac{3(\vec{\mu}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\mu}_2 \cdot \vec{r}) - (\vec{\mu}_1 \cdot \vec{\mu}_2)r^2}{r^5} d\vec{r},$$

где

$$\vec{h} = \mu_0 \frac{m}{kT} \vec{H}, \sigma = \frac{Kv_p}{kT}, \lambda = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{m^2}{d_p^3 kT}; n = \frac{N}{V} d_p^3. \quad (4)$$

Здесь μ_0 — магнитная восприимчивость вакуума; m — абсолютное значение магнитного момента частицы; K — параметр магнитной анизотропии частицы; v_p и d_p — объем и диаметр частицы соответственно; $\vec{r}$ — безразмерный, отнесенный к d_p , радиус-вектор, соединяющий центры частиц. Член U_{ih} — безразмерная энергия Зеемана взаимодействия частицы с полем $\vec{H}$; U_{is} — безразмерная энергия магнитной анизотропии частицы; U_{dd} — энергия диполь-дипольного взаимодействия между частицами в паре, усредненная по всем физически возможным взаимным расположениям частиц; нижний предел $r=1$ соответствующего интеграла означает, что частицы не могут перекрываться; N — число частиц в системе; V — объем этой системы. Отметим, что в рамках парного приближения плотность вероятности обнаружения частиц на расстоянии $r > 1$ друг от друга равна $\frac{N}{V}$. Это учитывается в соотношении для U_{dd} .

Вектор $\vec{h}$ может рассматриваться как безразмерное магнитное поле; σ и λ — безразмерные параметры магнитной анизотропии частицы и диполь-дипольного взаимодействия частиц соответственно. Отметим, что для одиночной частицы уравнение (1) совпадает с хорошо известной формой уравнения Фоккера—Планка для магнитного момента частицы в “негиротропном” приближении (см., например, [16] и ссылки в этой работе).

Для дальнейшего введем одночастичную функцию распределения

$$W_I(\vec{\mu}_1 | \vec{v}_1) = \int W_{II}(\vec{\mu}_1, \vec{\mu}_2 | \vec{v}_1, \vec{v}_2) d\vec{\mu}_2 d\vec{v}_2. \quad (5)$$

Интегрируя (1–2) по всем ориентациям вектора $\vec{\mu}_2$ и всем физически возможным значениям радиуса-вектора $\vec{r}$, мы приходим к уравнению

$$2\tau_D \frac{\partial W_I(\vec{\mu}_1)}{\partial t} = -\frac{1}{\sin\theta_1} \left(\frac{\partial}{\partial\theta_1} J_{I\theta}(\vec{\mu}_1) + \frac{\partial}{\partial\varphi_1} J_{I\varphi}(\vec{\mu}_1) \right)$$

$$J_{I\theta}(\vec{\mu}_1) = \int J_{II\theta}(\vec{\mu}_1, \vec{\mu}_2) d\vec{\mu}_2 d\vec{v}_2; \quad (6)$$

$$J_{I\varphi}(\vec{\mu}_1) = \int J_{II\varphi}(\vec{\mu}_1, \vec{\mu}_2) d\vec{\mu}_2 d\vec{v}_2.$$

Для краткости векторы $\vec{v}_1$ и $\vec{v}_2$ в уравнении (6) опущены, однако мы их будем иметь ввиду как аргументы фигурирующих там функций.

Общий анализ уравнений (1), (2), (6) представляет собой очень сложную, до сих пор строго не

решенную математическую задачу (см., например, [16]). Для того, чтобы получить результаты в прозрачном виде, удобном для использования, мы ограничимся исследованием систем с сильной магнитной анизотропией ($\sigma \gg 1$; $\sigma \gg h$) и предположим, что выполняется неравенство $\lambda\Phi < 1$, где

$\Phi = \frac{N}{V} v_p$ — объемная концентрация частиц. Отметим, что последнее неравенство соответствует

отсутствию агрегирования частиц под действием их магнитного взаимодействия в процессе синтеза композита до его отвердевания и обосновывает использование предположения об их “газообразном” пространственном расположении и приближения парного взаимодействия частиц.

В линейном по $\lambda\Phi$ приближении парную плотность распределения можно представить в виде

$$W_{II}(\vec{\mu}_1, \vec{\mu}_2 | \vec{v}_1, \vec{v}_2) = W_I(\vec{\mu}_1 | \vec{v}_1) w(\vec{\mu}_2 | \vec{v}_2), \quad (7)$$

где $w(\vec{\mu}_2 | \vec{v}_2)$ — плотность распределения одиночной частицы, не взаимодействующей с другими частицами. Определим вначале функцию w .

ОДИНОЧНАЯ ЧАСТИЦА

Рассмотрим одиночную частицу, скажем, первую из представленных на рис. 1. Введем декартову систему координат с осью Oz , направленной вдоль оси легкой намагниченности частицы (т.е. вдоль ее вектора $\vec{v}$), и осью Ox , расположенной в плоскости, образуемой вектором $\vec{v}$ и полем $\vec{H}$. Поскольку в этом разделе рассматривается только одна частица, индекс 1, обозначающий номер частицы в паре, будет опускаться для краткости. В выбранной системе координат компоненты векторов поля и магнитного момента могут быть представлены в виде

$$h_z = h \cos\alpha; h_x = h \sin\alpha; \mu_z = \cos\theta, \quad (8)$$

$$\mu_x = \sin\theta \cos\varphi, \mu_y = \sin\theta \sin\varphi.$$

Здесь α — угол между осью Oz (т.е. вектором $\vec{v}$) и вектором $\vec{H}$. Безразмерная энергия частицы может быть представлена в виде

$$u = u_h + u_\sigma,$$

$$u_h = -(\vec{\mu} \cdot \vec{h}) = -h(\cos\alpha \cos\theta + \sin\alpha \sin\theta \cos\varphi), \quad (9)$$

$$u_\sigma = -\sigma(\vec{\mu} \cdot \vec{v})^2 = -\sigma \cos^2\theta.$$

Уравнение Фоккера—Планка для функции w имеет вид [16]:

$$2\tau_D \frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\sin\theta} \left(\frac{\partial}{\partial\theta} j_\theta + \frac{\partial}{\partial\varphi} j_\varphi \right). \quad (10)$$

где:

$$j_\theta(\theta, \varphi) = -\sin\theta \left(w \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial \theta} \right); \quad (11)$$

$$j_\varphi(\theta, \varphi) = -\frac{1}{\sin\theta} \left(w \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{\partial w}{\partial \varphi} \right).$$

В силу сильной магнитной анизотропии частицы ее энергия $u(\theta, \varphi)$ имеет высокий максимум при некотором угле θ_m , который может быть легко оценен из соотношений (9). Учитывая это, приближенное решение уравнения (11) может быть найдено при помощи классического метода Крамерса решения задачи о диффузии броуновской частицы через высокий потенциальный барьер.

Обозначим $\mu_h = \frac{(\vec{\mu} \cdot \vec{h})}{h}$ компоненту вектора $\vec{\mu}$ в направлении вектора $\vec{h}$. Статистически среднее (измеряемое) значение этой компоненты при заданной ориентации вектора $\vec{H}$ относительно вектора $\vec{v}$ (т.е. при заданном угле α):

$$\langle \mu_h \rangle^0(\alpha) = \frac{1}{h} \int (\vec{\mu} \cdot \vec{h}) w(\vec{\mu}|\vec{v}) d\vec{\mu}. \quad (12)$$

Компонента μ_h , усредненная по всем относительным ориентациям векторов $\vec{v}$ и $\vec{H}$, может быть вычислена так:

$$\langle \langle \mu_h \rangle \rangle^0 = \frac{1}{2} \int_0^\pi \langle \mu_h \rangle^0(\alpha, t) \sin(\alpha) d\alpha. \quad (13)$$

Напомним, мы предполагаем хаотическую ориентацию осей легкого намагничивания частиц. Верхний индекс 0 здесь и ниже означает приближение одиночной частицы.

Опуская, ввиду недостатка места, подробности, приведем уравнение для компоненты $\langle \mu_h \rangle^0$, получаемое в рамках асимптотического приближения Крамерса при $\sigma \gg 1$:

$$\frac{\partial \langle \mu_h \rangle^0}{\partial t} + \left(\langle \mu_h \rangle^0 \frac{s^0}{q_0^0} \frac{\partial}{\partial h} \left(\frac{q_0^0}{s^0} \right) - \frac{s^0}{q_0^0} \frac{\partial}{\partial h} \left(\frac{q_0^0 \eta_\pi^0}{s^0 q_\pi^0} \right) \right) \frac{\partial h}{\partial t} =$$

$$= \frac{1}{\tau^0} \left[\langle \mu_h \rangle_{\text{eq}}^0 - \langle \mu_h \rangle^0 \right],$$

$$\langle \mu_h \rangle_{\text{eq}}^0(\alpha) = \frac{\left[s^0 e^{u(\pi, 0)} + (q_\pi^0 e^{u(0, 0)} + q_0^0 e^{u(\pi, 0)}) \frac{\eta_\pi^0}{q_\pi^0} \right]}{(q_\pi^0 e^{u(0, 0)} + q_0^0 e^{u(\pi, 0)})}, \quad (14)$$

$$\tau^0(\alpha) = 2\tau_D q_0^0 \left[\left(e^{u(0, 0)} + \frac{q_0^0}{q_\pi^0} e^{u(\pi, 0)} \right) \times \right.$$

$$\left. \times \sqrt{\frac{\Omega}{\pi}} \int_0^{2\pi} e^{-u(\theta_m, \varphi)} d\varphi \right]^{-1}.$$

где

$$q_0^0(\alpha) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_m} e^{u(0, 0) - u(\theta, \varphi)} \sin(\theta) d\theta d\varphi,$$

$$q_\pi^0(\alpha) = \int_0^{2\pi} \int_{\theta_m}^\pi e^{u(\pi, 0) - u(\theta, \varphi)} \sin(\theta) d\theta d\varphi,$$

$$\eta_0^0(\alpha) = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_m} (\cos \alpha \cos \theta + \sin \alpha \sin \theta \cos \varphi) \times$$

$$\times e^{u(0, 0) - u(\theta, \varphi)} \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (15)$$

$$\eta_\pi^0(\alpha) = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \int_{\theta_m}^\pi (\cos \alpha \cos \theta + \sin \alpha \sin \theta \cos \varphi) \times$$

$$\times e^{u(\pi, 0) - u(\theta, \varphi)} \sin \theta d\theta d\varphi,$$

$$s^0(\alpha) = \frac{\eta_0^0 q_\pi^0 - \eta_\pi^0 q_0^0}{q_\pi^0}, \quad \theta_m \approx \frac{\pi}{2} + \frac{h}{2\sigma} \cos \alpha.$$

Здесь $\langle \mu_h \rangle_{\text{eq}}^0$ имеет смысл равновесного, для данного мгновенного значения безразмерного поля $h(t)$, значения компоненты $\langle \mu_h \rangle^0$ при заданном угле α . Величина $\tau^0(\alpha)$ зависит от h и при постоянном значении поля (например, после его ступенчатого изменения), играет роль времени релаксации $\langle \mu_h \rangle(\alpha)^0$ к $\langle \mu_h \rangle_{\text{eq}}^0(\alpha)$. При переменном (например, осциллирующем) поле $\tau^0(\alpha)$ зависит от времени и не может рассматриваться как время релаксации. Отметим, что интегралы в (15) легко могут быть вычислены численно.

Дифференциальное уравнение (14) легко может быть решено стандартными методами, после чего из соотношения (13) может быть определено значение $\langle \langle \mu_h \rangle \rangle^0$ компоненты единичного вектора $\vec{\mu}$ вдоль приложенного поля, усредненное по всем ориентациям направления оси легкого намагничивания частицы. Некоторые результаты расчетов времени релаксации $\tau^0(\alpha)$ приведены на рис. 2.

Заметим, что, поскольку время релаксации $\tau^0(\alpha)$ зависит от угла α , усредненное значение $\langle \langle \mu_h \rangle \rangle^0$ не релаксирует к своему стационарному значению по простому экспоненциальному закону и ему нельзя поставить в соответствие определенное время релаксации.

ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИЕ ЧАСТИЦЫ

Вернемся теперь к уравнению (6) относительно одночастичной плотности распределения W_I , учитывающей магнитное взаимодействие частиц. Фигурирующие в этом уравнении компоненты $J_{I\theta}(\vec{\mu}_1)$ и $J_{I\varphi}(\vec{\mu}_1)$ плотности потока вероятностей были вычислены из второго соотношения (6) в линейном по $\lambda\Phi$ приближении (7) для бинарной плотности распределения W_{II} . В этом приближении, при использовании асимптотического, по отношению к большому параметру σ , метода

Крамерса для средней компоненты $\langle \mu_h \rangle(\alpha)$ магнитного момента частицы, получено уравнение

$$\frac{\partial \langle \mu_h \rangle}{\partial t} + \left(\langle \mu_h \rangle \frac{s}{q_0} \frac{\partial}{\partial h_{eq}} \left(\frac{q_0}{s} \right) - \frac{s}{q_0} \frac{\partial}{\partial h_{eq}} \left(\frac{q_0 \eta_\pi}{s q_\pi} \right) \right) \times \times \frac{\partial h_{eq}}{\partial t} = \frac{1}{\tau} \left[\langle \mu_h \rangle_{eq} - \langle \mu_h \rangle \right], \quad (16)$$

математически аналогичное (14), но с заменой истинного безразмерного поля h на эффективное поле

$$h_{ef} = h \left(1 + \lambda \Phi \frac{\langle \mu_h \rangle^0}{h} \right).$$

Параметры $q_0, q_\pi, \eta_\pi, s, \tau$, и $\langle \mu_h \rangle_{eq}$ вычисляются, как и $q_0^0, \dots, \langle \mu_h \rangle_{eq}^0$, с заменой h на h_{ef} . После определения из (16) компоненты $\langle \mu_h \rangle(\alpha)$, легко определяется ее среднее, по направлениям оси легкого намагничивания, значение

$$\langle \mu_h \rangle = \frac{1}{2} \int_0^\pi \langle \mu_h \rangle(\alpha, t) \sin(\alpha) \sin(\alpha) d\alpha. \quad (17)$$

РЕЛАКСАЦИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ ПРИ СТУПЕНЧАТОМ ИЗМЕНЕНИИ ПОЛЯ

Как отмечалось, релаксация средних $\langle \mu_h \rangle^0(t)$ и $\langle \mu_h \rangle(t)$ значений компонент вектора магнитного момента не может быть описана при помощи одного определенного времени релаксации. Чтобы характеризовать темп изменения этих компонент, введем эффективные времена релаксации:

$$T^0(h, t) = \frac{\langle \mu_h \rangle_{eq}^0 - \langle \mu_h \rangle^0(t)}{d\langle \mu_h \rangle^0 / dt},$$

$$T(h, t) = \frac{\langle \mu_h \rangle_{eq} - \langle \mu_h \rangle(t)}{d\langle \mu_h \rangle / dt} \quad (18)$$

$$\langle \mu_h \rangle_{eq}^0 = \langle \mu_h \rangle^0(t \rightarrow \infty);$$

$$\langle \mu_h \rangle_{eq} = \langle \mu_h \rangle(t \rightarrow \infty)$$

При стандартной экспоненциальной зависимости $\langle \mu_h \rangle^0$ и $\langle \mu_h \rangle$ от времени t и при постоянном h , параметры T^0 и T от времени не зависят и могут рассматриваться как обычные времена релаксации. Некоторые результаты расчетов времен T^0 и T при ступенчатом росте h от нуля до $h=3$ показаны на рис. 3.

Эти результаты показывают, что при $h > 1$ межчастичное взаимодействие уменьшает эффективное время релаксации T , т.е. ускоряет процесс релаксации. Физической причиной такого ускорения является то, что в сильном поле частицы, в основном, ориентированы вдоль поля и это эффективно увеличивает поле, действующее на каждую из них. В соответствии с рисунком (2) рост поля,

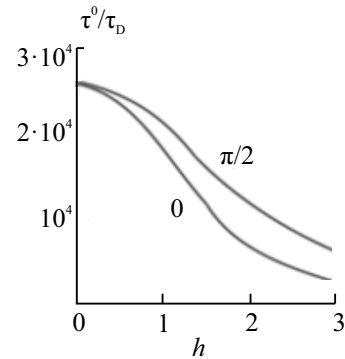


Рис. 2. Время релаксации $\tau^0(\alpha)$ магнитного момента одиночной частицы как функция постоянного безразмерного магнитного поля h для двух значений угла α (цифры возле кривых) между полем и осью легкого намагничивания частицы. Безразмерная энергия магнитной анизотропии частицы $\sigma=14$.

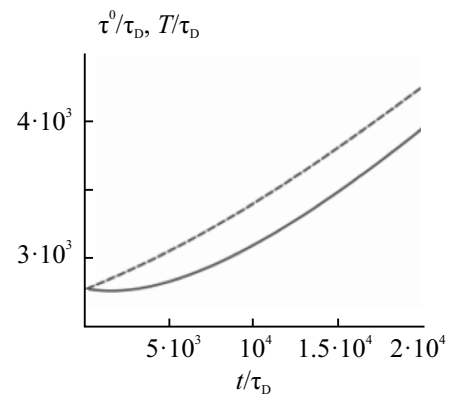


Рис. 3. Эффективные времена релаксации $T^0(h, t)$ (штриховая линия) и $T(h, t)$ (сплошная) невзаимодействующих и взаимодействующих частиц соответственно, как функции от времени t при изменении безразмерного магнитного поля h от 0 до 3. $\sigma = 14$, $\lambda = 8$, $\Phi = 0.05$

действующего на частицу, ускоряет релаксацию ее магнитного момента. Отметим, что при $t \rightarrow \infty$ времена T^0 и T выходят на некоторую горизонтальную асимптоту, не показанную здесь для краткости.

Анализ показывает, что при слабых полях реализуется другая тенденция влияния межчастичного взаимодействия на темп релаксации намагниченности. Решения уравнений (14) и (16) при изменении магнитного поля от нуля до $h = \text{const} \ll 1$ имеют вид:

$$\langle \mu_h \rangle^0(\alpha, t) = \chi_0^0 \left(1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau_0^0} \right) \right) h;$$

$$\langle \mu_h \rangle^0 = \frac{1}{3} \left(1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau_0^0} \right) \right) h \quad (18)$$

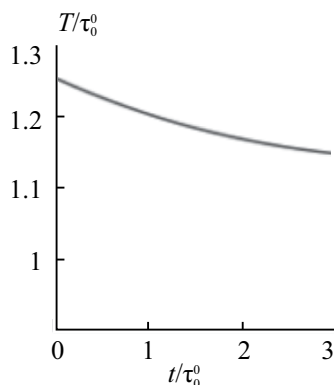


Рис. 4. Отношение эффективного времени релаксации T для частицы, взаимодействующей с другой частицей, к времени релаксации $\tau_0^0 = T^0$ одиночной частицы при $h \rightarrow 0$. Параметры системы: $\sigma = 14$, $\lambda = 8$, $\Phi = 0.05$.

и

$$\langle\langle\mu_h\rangle\rangle = \frac{1}{3} \left[1 + \lambda\Phi - \left(1 + \lambda\Phi + \lambda\Phi(1 - g_0) \frac{t}{\tau_0^0} \right) \times \exp\left(-\frac{t}{\tau_0^0}\right) \right] h \quad (19)$$

соответственно. Здесь $\tau_0^0 = T^0$ при $h \rightarrow 0$. Результаты расчетов времени T при малых h приведены на рис. 4.

Соотношение (19) показывает, что межчастичное взаимодействие, характеризуемое комплексом $\lambda\Phi$, при $h \ll 1$ приводит к неэкспоненциальной зависимости $\langle\langle\mu_h\rangle\rangle$ от времени. Как видно из рисунка 4, в случае взаимодействующих частиц эффективное время релаксации T больше, чем время релаксации одиночной частицы τ_0^0 . Физическая причина этого состоит в том, что до включения поля ориентация магнитных моментов частиц хаотична. При включении слабого поля каждой частице нужно релаксировать не только к внешнему полю, но и к моментам других частиц, что замедляет общий процесс релаксации. Таким образом, влияние межчастичных взаимодействий на релаксационный процесс определяют два механизма. При малых безразмерных полях h доминирует один механизм, при больших — другой.

При слабом осциллирующем поле $h \sim \exp(i\omega t)$ в линейном по полю приближении из уравнений (14) и (16) получаем

$$\langle\mu_h\rangle^0 = X^0 h, \quad X^0 = X^{0''} - iX^{0'''} \quad (20)$$

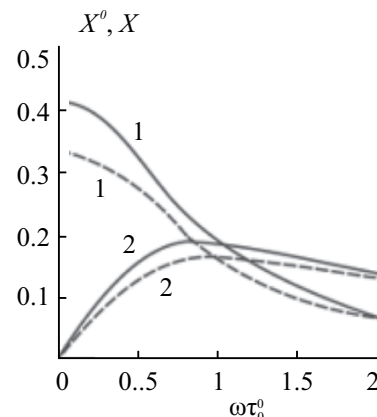


Рис. 5. Вещественные (1) и мнимые (2) компоненты комплексной восприимчивости одиночных (X^0 , штриховые линии) и взаимодействующих (X , сплошные линии) частиц как функции частоты осциллирующего поля. Параметры системы $\sigma = 14$, $\lambda = 8$, $\Phi = 0.05$.

и

$$\langle\mu_h\rangle = Xh, \quad X = X' - iX'' \quad (21)$$

соответственно. Результаты расчетов компонент эффективной комплексной восприимчивости композита приведены на рис. 5. Эти результаты показывают, что при слабых полях межчастичные взаимодействия увеличивают компоненты комплексной восприимчивости композита и уменьшают частоту максимума ее мнимой части.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теоретически исследовано влияние межчастичного магнитного взаимодействия на динамическую восприимчивость композита, состоящего из немагнитной среды и иммобилизованных, хаотически распределенных в ней ферромагнитных частиц. Результаты, основанные на математически регулярном парном приближении, показывают, что взаимодействие частиц замедляет перемагничивание композита в слабом поле, и ускоряет его в сильном поле. Реальная и мнимая компоненты комплексной магнитной восприимчивости композита увеличиваются, благодаря взаимодействию частиц.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 21-52-12013) и темы государственного задания FEUZ-2020-0051.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Boczowska A., Awietjan S.F. // Mater. Sci. Forum. 2010. V. 636–637. P. 766.
2. Lopez-Lopez M. T., Scionti G., Oliveira A.C. et al. // PLoS ONE. 2015. V. 10. No. 1. Art. No. e0133878.

3. *Bira N., Dhagat P., Davidson J.R.* // Front. Robot. AI. 2020. V. 7. Art. No. 588391.
4. *Kurlyandskaya G.V., Blyakhman F.A., Makarova E.B. et al.* // AIP Advances. 2020. V. 10. P. 12512.
5. *Rajan A., Sahu N.K.* // J. Nanopart. Res. 2020. V. 22. P. 319.
6. *Vilas-Boas V.* // Molecules. 2020. V. 25. P. 2874
7. *Lingbing Li.* // In: Handbook of materials for nanomedicine. eBook, 2020.
8. *Chung H-J., Parsons A, Zheng L.* // Adv. Intell. Syst. 2021. V. 3. Art. No. 2000186.
9. *Kaewruethai T, Laomeephool C., Pan Y., Luckanagul J.* // Gels. 2021. V. 7. P. 228.
10. *Sung B., Kim M-H., Abelman L.* // Bioeng. Transl. Med. 2021. V. 6. Art. No. e10190.
11. *Imran M., Affandi A.M., Alam M.M. et al.* // Nanotechnology. 2021. V. 32. No. 42. Art. No. 422001
12. *Naghdi M., Ghovvati M., Rabiee N. et al.* // Adv. Colloid Interface Sci. 2022. V. 308. Art. No. 102771.
13. *Socoliuc V., Aydeev M.V., Kuncser V. et al.* // Nanoscale. 2022. V. 14. P. 4786.
14. *Schneider M., Martín M., Otarola J. et al.* // Pharmaceutics. 2022. V. 14. P. 204.
15. *Rosensweig R.E.* // J. Magn. Magn. Mater. 2002. V. 252. P. 370.
16. *Poperechny I.S., Raikher Yu.L., Stepanov V.I.* // Phys. Rev. B. 2010. V. 82. Art. No. 174423.
17. *Engelmann U., Buhl E.M., Baumann M. et al.* // Curr. Dir. Biomed. Eng. 2017. V. 3. P. 457.
18. *Coral D.F., Zélis P.M., Marciello M. et al.* // Langmuir. 2016. V. 32. No. 5. P. 1201.
19. *Branquinho L.C., Carriao M.S., Costa A.S. et al.* // Sci. Reports. 2013. V. 3. P. 2887.
20. *Mehdaoui B., Tan R.P., Meffre A. et al.* // Phys. Rev. B. 2013. V. 87. Art. No. 174419.
21. *Serantes D., Baldomir D., Martinez-Boubeta C. et al.* // J. Appl. Phys. 2010. V. 108. Art. No. 073918.
22. *Valdés D.P., Lima E., Zysler J., De Biasi E.* // Phys. Rev. Appl. 2020. V. 14. Art. No. 014023.
23. *Landi G.T.* // Phys. Rev. B. 2014. V. 89. Art. No. 014403.
24. *Zubarev A. Yu.* // Phys. Rev. E. 2019. V. 99. Art. No. 062609.
25. *Ambarov A.V., Zverev V.I., Elfimova E.A.* // J. Magn. Magn. Mater. 2020. V. 497. Art. No. 166010.
26. *Dutz S., Kettering M., Hilger I. et al.* // Nanotechnology. 2011. V. 22. Art. No. 265102.
27. *Perigo E.A., Hemery G., Sandre O. et al.* // Appl. Phys. Rev. 2015. V. 2. Art. No. 041302.

To the theory of remagnetization kinetics of magnetic composites

A. Yu. Zubarev *, L. Yu. Iskakova

Ural Federal University, Ekaterinburg, 620000 Russia

**e-mail: A. J. Zubarev@urfu.ru*

Results of theoretical study of kinetics of the remagnetization of an ensemble of interacting ferromagnetic particles immobilized in a host non-magnetic medium are presented. The results show that the influence of interparticle interaction on the remagnetization is determined by the amplitude of the applied alternating field: it slows down this process in a weak field and accelerates it in a strong field. The interaction of particles increases both components of the complex magnetic susceptibility of the composite.