

УДК 537.621.4; 537.622.5
PACS 75.50.Ee, 75.75.Jn, 75.75.-c

Продольная динамическая магнитная восприимчивость одноосных антиферромагнитных наночастиц: влияние подмагничивающего поля

О. С. Крыласова^{1,2†}, И. С. Поперечный^{1,2‡}

¹ Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия

² Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь, Россия

† krylasova.o@icmm.ru

‡ poperechny@icmm.ru

Работа посвящена развитию кинетической теории низкочастотного (вдали от СВЧ диапазона) продольного линейного магнитного отклика одноосных антиферромагнитных наночастиц с суперпарамагнитными свойствами. В основе описания – уравнение типа Фоккера-Планка для функции распределения направлений антиферромагнитного вектора. Разработан метод численного решения этого уравнения для случая, когда к частице вдоль оси анизотропии приложено гармоническое линейно-поляризованное поле и сонаправленное с ним постоянное подмагничивающее поле (поле смещения). Рассчитаны частотные развёртки действительной и мнимой частей продольной динамической восприимчивости антиферромагнитной наночастицы при различных значениях поля смещения и спонтанного магнитного момента. Установлено, что при подмагничивании частицы её магнитный отклик на зондирующее поле снижается, а максимум мнимой части динамической восприимчивости сдвигается в область более высоких частот. Кроме того, наличие поля смещения приводит к тому, что частота, которой соответствует указанный максимум, становится зависимой от значения нескомпенсированной намагниченности. Показано, что в области низких частот дисперсия продольной динамической магнитной восприимчивости частицы определяется единственным слагаемым дебаевского типа.

Ключевые слова: антиферромагнитные наночастицы; тепловые флуктуации; динамическая магнитная восприимчивость; поле смещения

Поступила в редакцию 08.08.2023; после рецензии 25.09.2023; принята к опубликованию 02.10.2023

Effect of a bias field on the longitudinal dynamic magnetic susceptibility of uniaxial antiferromagnetic nanoparticles

O. S. Krylasova^{1,2†}, I. S. Poperechny^{1,2‡}

¹ Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russia

² Perm State University, Perm, Russia

† krylasova.o@icmm.ru

‡ poperechny@icmm.ru

This paper develops a kinetic theory of the low-frequency (far from the microwave range) longitudinal linear magnetic response of uniaxial antiferromagnetic nanoparticles. The proposed formalism is based on the Fokker-Planck-type equation for the distribution function of orientations of the antiferromagnetic vector. For this equation, a method of numerical solution is developed for the situation when a harmonic linearly polarized magnetic field and a constant bias field are co-aligned and applied along the anisotropy axis of the particle. Frequency dependencies of the real and imaginary parts of the longitudinal dynamic magnetic susceptibility of the particle are calculated for different values of the bias field magnitude. It is shown that in the presence of a constant field the magnetic response of the particle to a probing field decreases and the absorption maximum shifts to higher frequencies. Provided that the bias field is non-zero, the position of the specified maximum is not fixed but changes with the value of the uncompensated magnetization. It has been established that in the low frequency range, dispersion of the longitudinal dynamic magnetic susceptibility of the uniaxial antiferromagnetic nanoparticle is determined by a single Debye-type term.

Keywords: antiferromagnetic nanoparticles; thermal fluctuations; dynamic magnetic susceptibility; bias field

Received 08 August 2023; revised 25 September 2023; accepted 02 October 2023

doi: 10.17072/1994-3598-2023-3-69-80

1. Введение

В настоящее время интерес к магнитным наночастицам связан, в первую очередь, с широкими перспективами их применения в разнообразных биотехнологиях [1–5]. Традиционно в качестве объектов для наномедицины рассматриваются суперпарамагнитные частицы из ферромагнитных материалов. Однако сейчас в фокусе внимания всё чаще оказываются антиферромагнитные (АФМ) наночастицы. Дело в том, что для наноразмерных антиферромагнетиков, в отличие от макро- и микроскопических образцов, спонтанная намагниченность не равна нулю и может достигать нескольких единиц в системе Гаусса. Поэтому во многих случаях они могут служить полноценной альтернативой ферритовым частицам. Более того, из-за сравнительной малости полей рассеяния они могут оказаться даже предпочтительнее в тех ситуациях, когда магнитные межчастичные взаимодействия нежелательны.

Любое применение магнитных наночастиц так или иначе предполагает изменение их состояния посредством внешнего магнитного поля. Один из наиболее простых, но эффективных вариантов перемангничивания – использование комбинации переменного гармонического поля и постоянного поля смещения. Применительно к ферро- и ферримагнитным частицам важная роль подмагничивания заключается в настройке их магнитного отклика. Установлено, в частности, что включение поля смещения позволяет регулировать мощность тепловыделения в ансамблях таких частиц в переменном радиочастотном поле [6–8].

О магнитодинамических свойствах наноразмерных антиферромагнетиков известно гораздо меньше. Тщательные измерения показали, что эти частицы обладают не только нескомпенсирован-

ной намагниченностью, но и суперпарамагнитными свойствами [9–13]. Попытки последовательного учёта указанных особенностей привели к созданию различных вариантов кинетической теории магнитного отклика ансамблей АФМ-наночастиц [14–17]. В частности, в статьях [16, 17] был предложен вариант теории линейного магнитного отклика одноосных АФМ-наночастиц на низкочастотное (вдали от СВЧ-диапазона) зондирующее поле.

В настоящей работе подход [16, 17] развит на случай, когда к системе, наряду с переменным пробным полем, прикладывается сонаправленное с ним постоянное подмагничивающее поле (часто его называют также полем смещения). Показано, что подмагничивание не только позволяет управлять высотой и положением пика на линии поглощения (частотной развёртке мнимой части динамической магнитной восприимчивости) АФМ-наночастицы, но и приводит к тому, что наибольшее время релаксации частицы становится зависимым от величины её нескомпенсированной намагниченности.

2. Кинетическое уравнение

2.1. Магнитная энергия наноразмерного антиферромагнетика

Рассмотрим механически неподвижную антиферромагнитную частицу размером ~ 10 нм, обладающую анизотропией типа «лёгкая ось». Для описания магнитных свойств частицы будем использовать континуальное приближение, объединив одинаково направленные спины во взаимодействующие магнитные подрешётки. Для многих антиферромагнетиков достаточно ввести только две подрешётки, характеризуемые намагниченностями \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 . В пренебрежении поверхностными

эффектами объёмная плотность магнитной энергии такой системы представляется в виде суммы плотностей обменной энергии, энергии Зеемана во внешнем поле \mathbf{H} и энергии анизотропии:

$$U = \Lambda \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2 - \mathbf{H} \cdot (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2) - \frac{K}{2M_1^2} (\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{n})^2 - \frac{K}{2M_2^2} (\mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{n})^2, \quad (1)$$

здесь Λ – параметр междоузельного обменного взаимодействия ($\Lambda > 0$), K – константа анизотропии, а \mathbf{n} – единичный вектор, задающий направление оси анизотропии.

Для описания состояний двухузельного антиферромагнетика вместо намагниченностей \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 можно ввести величины

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2, \quad \mathbf{e} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2\sqrt{M_1 M_2}}, \quad (2)$$

отвечающие суммарной намагниченности и антиферромагнитному вектору соответственно. Нужно подчеркнуть, что для наноразмерных антиферромагнетиков даже в отсутствие внешнего поля \mathbf{H} полная намагниченность хоть и сравнительно мала $(\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2) / 2 (M_1 \cdot M_2)^{1/2} \ll 1$, но всё же отлична от нуля. Относительное изменение длин векторов \mathbf{M} и \mathbf{e} во внешнем поле \mathbf{H} является величиной порядка H / H_E , где $H_E = \Lambda (M_1 \cdot M_2)^{1/2}$ – эффективное обменное поле. Для большинства антиферромагнетиков $H_E \sim 10^5 - 10^6$ Э; при этом приложенные поля в типичных экспериментах не превышают нескольких килоэрстед, поэтому, как правило, $H / H_E \ll 1$. Это условие, как показано в работе [17], позволяет считать антиферромагнитный вектор \mathbf{e} единичным и выразить суммарную намагниченность системы во внешнем поле согласно

$$\mathbf{M} = \frac{1}{\Lambda} [\mathbf{H} - \mathbf{e}(\mathbf{eH})] + M_d \mathbf{e}, \quad M_d = M_1 - M_2, \quad (3)$$

здесь первое слагаемое определяет величину индуцированной намагниченности, а второе даёт вклад, связанный с магнитной декомпенсацией подрешёток. Если учесть также малость эффективного поля анизотропии $H_A = K / (M_1 \cdot M_2)^{1/2}$ по сравнению с обменным полем, то выражение для плотности магнитной энергии можно существенно упростить, представив его в виде

$$U = \frac{1}{2\Lambda} [(\mathbf{e} \cdot \mathbf{H})^2 - H^2] - M_d (\mathbf{e} \cdot \mathbf{H}) - K (\mathbf{e} \cdot \mathbf{n})^2. \quad (4)$$

2.2. Операторная форма кинетического уравнения

Для наноразмерных антиферромагнетиков тепловая энергия сопоставима с энергией анизотропии и энергией Зеемана, поэтому направление антиферромагнитного вектора \mathbf{e} флуктуирует. В этих условиях для полного описания магнитного состояния системы требуется знать функцию распре-

ления $W(t, \mathbf{e})$ ориентаций АФМ-вектора. Эта функция должна подчиняться замкнутому уравнению вида

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \hat{S}W, \quad (5)$$

где \hat{S} – оператор, определяющий кинетику системы (кинетический оператор).

К настоящему времени последовательный вывод оператора \hat{S} был выполнен только для полностью скомпенсированного антиферромагнетика [18]. Однако даже в этом сравнительно простом случае решение кинетического уравнения построить не удалось из-за громоздкости вычислений. Для описания магнитного отклика антиферромагнетиков со спонтанным магнитным моментом в статьях [16–17, 19] были предложены приближённые выражения для оператора \hat{S} . При этом вариант из работ [16, 17] является более общим, поскольку допускает предельный переход $M_d \rightarrow 0$. Поэтому для последующих вычислений выберем именно его. В компактном виде соответствующий оператор может быть записан согласно

$$\hat{S}W = \frac{T}{2\tau_0 KV} \hat{\mathbf{J}}_e W \hat{\mathbf{J}}_e \left(\frac{U \cdot V}{T} + \ln W \right), \quad (6)$$

$$\hat{\mathbf{J}}_e = \mathbf{e} \times \frac{\partial}{\partial \mathbf{e}},$$

здесь V – объём частицы, а T – температура системы. Время τ_0 в этом выражении является феноменологическим параметром с типичными значениями $\sim 10^{-12} - 10^{-9}$ с. Условием применимости выражения (6) является сравнительная медленность процессов перемагничивания: строго говоря, его можно использовать только вдали от СВЧ-диапазона. Если решение кинетического уравнения найдено, то все наблюдаемые магнитные характеристики частицы в каждый момент времени могут быть найдены посредством усреднения соответствующей фазовой переменной с $W(t, \mathbf{e})$. В частности, средняя безразмерная проекция намагниченности на направление приложенного поля вычисляется согласно

$$\langle \mathbf{M} \cdot \mathbf{h} \rangle = \frac{H}{\Lambda} \left(1 - \langle (\mathbf{e} \cdot \mathbf{h})^2 \rangle \right) + M_d \langle \mathbf{e} \cdot \mathbf{h} \rangle, \quad (7)$$

здесь $\mathbf{h} = \mathbf{H} / H$ – единичный вектор вдоль внешнего поля.

2.3. Осесимметричный случай

Кинетическое уравнение (5) с оператором (6) является уравнением типа Фоккера-Планка. Его решение позволяет изучить низкочастотный магнитный отклик рассматриваемой частицы при любой ориентации приложенного поля относительно оси лёгкого намагничивания. Ниже будет рассмотрен важный случай, когда внешнее поле сонаправлено с осью анизотропии, и конфигурационное

пространство системы сводится к полярному углу ϑ между векторами \mathbf{e} и \mathbf{n} . Для решения кинетического уравнения перейдём от непрерывного представления оператора \hat{S} к дискретному. Для этого разложим функцию распределения $W = W(t, \vartheta)$ в ряд по полиномам Лежандра $P_l(\cos \vartheta)$:

$$W(\vartheta, t) = \sum_{l=0}^{\infty} \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} b_l(t) P_l(\cos \vartheta), \quad (8)$$

удовлетворяющим условию ортогональности

$$\int_{-1}^1 P_l(x) P_{l'}(x) dx = \frac{2}{2l+1} \delta_{l,l'}. \quad (9)$$

Кроме того, с помощью характерного поля $H_* = (2K\Lambda)^{1/2}$ введём безразмерное внешнее поле $Q = H/H_*$ и параметр декомпенсации намагниченностей подрешёток $\beta = M_d H_* / 2K$. Поле H_* для антиферромагнитных наночастиц обычно имеет порядок 10 – 100 кЭ, поэтому величина β может достигать значений порядка 0.01–0.1, когда некомпенсированная намагниченность равна нескольким гауссовым единицам. Определим также температурный параметр $\sigma = KV/T$ и запишем отношение магнитной энергии частицы к температуре в виде

$$\begin{aligned} \frac{U \cdot V}{T} &= -2\beta\sigma Q \cos \vartheta - \sigma(1-Q^2) \cos^2 \vartheta = \\ &= -2\beta\sigma Q P_1(\cos \vartheta) - \sigma(1-Q^2) \frac{2P_2(\cos \vartheta) + 1}{3}. \end{aligned} \quad (10)$$

Подстановка (8) и (10) в кинетическое уравнение (6) приводит с учётом (9) к системе дифференциальных уравнений для коэффициентов разложения $b_l(t)$:

$$\tau_0 \frac{db_l(t)}{dt} = \sum_{l'=0}^{\infty} S_{ll'} b_{l'}(t), \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} S_{ll'} &= \frac{\sqrt{(2l'+1)(2l+1)}}{2} \int_{-1}^1 P_l(x) \hat{S} P_{l'}(x) dx = \\ &= l'(l'+1) \left[\frac{1-Q^2}{(2l'-1)(2l'+3)} - \frac{1}{2\sigma} \right] \delta_{ll'} + \\ &+ \beta Q \left(\frac{(l'+1)(l'+2)}{\sqrt{(2l'+1)(2l'+3)}} \delta_{l-1,l'} - \right. \\ &\left. - \frac{l'(l'-1)}{\sqrt{(2l'-1)(2l'+1)}} \delta_{l+1,l'} \right) + \\ &+ (1-Q^2) \left(\frac{(l'+1)(l'+2)(l'+3)}{(2l'+3)\sqrt{(2l'+1)(2l'+5)}} \delta_{l-2,l'} - \right. \\ &\left. - \frac{l'(l'-2)(l'-1)}{(2l'-1)\sqrt{(2l'-3)(2l'+1)}} \delta_{l+2,l'} \right) \end{aligned} \quad (12)$$

суть матричные элементы оператора \hat{S} ; здесь $\delta_{ll'}$ – дельта-символ Кронекера.

Если ввести вектор-столбец

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_N \\ \vdots \end{pmatrix}, \quad (13)$$

систему уравнений (11) можно также представить в виде

$$\tau_0 \frac{d\mathbf{X}}{dt} = \hat{\mathbf{A}} \cdot \mathbf{X} + \mathbf{B}. \quad (14)$$

Элементы вектор-столбца \mathbf{B} пропорциональны постоянному коэффициенту $b_0 = 1/(4\pi)^{1/2}$ и, как следует из (12), только два из них отличны от нуля:

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \beta Q / 3\pi \\ (1-Q^2) / 5\pi \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix}. \quad (15)$$

В осесимметричной конфигурации проекция намагниченности частицы на направление поля равна

$$\langle \mathbf{M} \cdot \mathbf{h} \rangle = M_d \langle \cos \vartheta \rangle + \frac{H}{\Lambda} (1 - \langle \cos^2 \vartheta \rangle). \quad (16)$$

В качестве её теоретического аналога удобно использовать безразмерную величину

$$\begin{aligned} m &= \sqrt{\frac{\Lambda}{2K}} \cdot \langle \mathbf{M} \cdot \mathbf{h} \rangle = \beta \langle \cos \vartheta \rangle + Q [1 - \langle \cos^2 \vartheta \rangle] = \\ &= \beta \langle P_1 \rangle + \frac{2}{3} Q [1 - \langle P_2 \rangle], \end{aligned}$$

где P_1 и P_2 – первый и второй полиномы Лежандра соответственно.

Из формул (8) и (9) следует, что $\langle P_l \rangle = b_l \cdot (4\pi / (2l+1))^{1/2}$, поэтому справедливо также соотношение

$$m = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \beta \cdot b_1 + Q \left[\frac{2}{3} - \sqrt{\frac{16\pi}{45}} \cdot b_2 \right]. \quad (17)$$

3. Продольная магнитная восприимчивость

3.1. Частотные развертки

Применим схему, изложенную в предыдущем разделе, для нахождения продольной магнитной

восприимчивости антиферромагнитной наночастицы. Будем считать, что вдоль оси лёгкого намагничивания к частице приложено постоянное подмагничивающее поле H_0 (поле смещения) и сонаправленное с ним линейно-поляризованное гармоническое поле $H(t)$.

Предполагается, что амплитуда переменного поля не превышает нескольких сотен Э в соответствии с экспериментальными методиками нахождения динамической магнитной восприимчивости дисперсных систем [20–22]. В силу этого можно считать выполненным условие малости безразмерного поля $|q(t)| = |H(t) / H_*| \ll 1$ и ограничиться решением кинетического уравнения в линейном по q приближении.

Представим матрицу \hat{A} и вектор-столбец \mathbf{B} с точностью до линейных по зондирующему полю членов в виде

$$\hat{A} = \hat{A}_0 + q\hat{A}_1, \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + q\mathbf{B}_1, \quad (18)$$

где $\hat{A}_0 = \hat{A}(q_0)$ и $\mathbf{B}_0 = \mathbf{B}(q_0)$ отвечают невозмущённой системе, находящейся в постоянном поле $q_0 = H_0 / H_*$.

Вектор неизвестных \mathbf{X} запишем как сумму равновесной составляющей \mathbf{X}_0 и малой неравновесной добавки: $\mathbf{X} = \mathbf{X}_0 + \mathbf{X}_1$. Указанные вклады, как нетрудно убедиться, подчиняются равенствам

$$\hat{A}_0 \mathbf{X}_0 + \mathbf{B}_0 = 0 \quad (19)$$

и

$$\tau_0 \frac{d\mathbf{X}_1}{dt} = \hat{A}_0 \mathbf{X}_1 + q(t) (\hat{A}_1 \cdot \mathbf{X}_0 + \mathbf{B}_1). \quad (20)$$

С помощью Фурье-преобразования второе из них можно свести к алгебраическому:

$$(i\omega\tau_0 \hat{I} - \hat{A}_0) \mathbf{X}_1^\omega = q_\omega (\hat{A}_1 \cdot \mathbf{X}_0 + \mathbf{B}_1); \quad (21)$$

здесь q_ω и \mathbf{X}_1^ω , соответственно, Фурье-образы пробного поля и вызванного им изменения состояния частицы. Таким образом, в частотном представлении реакция системы на возмущение полностью задаётся вектором

$$\mathbf{X}_1^\omega = \mathbf{R}_\omega q_\omega, \quad (22)$$

где

$$\mathbf{R}_\omega = (i\omega\tau_0 \hat{I} - \hat{A}_0)^{-1} \cdot (\hat{A}_1 \cdot \mathbf{X}_0 + \mathbf{B}_1). \quad (23)$$

В принятом приближении намагниченность частицы m представляется в виде суммы равновесной составляющей m_0 и неравновесной добавки $m(t)$, вызванной пробным полем $q(t)$. Независимый от времени вклад в намагниченность отвечает полю q_0 и в соответствии с (17) равен

$$m_0 = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \beta \mathbf{X}_0 [1] + q_0 \left(\frac{2}{3} - \sqrt{\frac{16\pi}{45}} \mathbf{X}_0 [2] \right). \quad (24)$$

Переменная часть намагниченности с точностью до линейных по $q(t)$ членов определяется выражением

$$m(t) = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \beta \mathbf{X}_1 [1] + q(t) \left(\frac{2}{3} - \sqrt{\frac{16\pi}{45}} \mathbf{X}_0 [2] \right), \quad (25)$$

в квадратных скобках в равенствах (24)–(25) указаны порядковые номера элементов в соответствующих векторах.

Фурье-преобразование последнего равенства даёт

$$m_\omega = \chi(\omega) q_\omega, \quad (26)$$

где

$$\chi(\omega) = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \beta \mathbf{X}_1^\omega [1] + \left(\frac{2}{3} - \sqrt{\frac{16\pi}{45}} \mathbf{X}_0 [2] \right). \quad (27)$$

Величина $\chi(\omega)$ определяет продольную динамическую магнитную восприимчивость рассматриваемой частицы – основную характеристику её отклика на зондирующее поле. На рис. 1 показаны частотные зависимости действительной χ' и мнимой χ'' частей динамической магнитной восприимчивости для различных величин подмагничивающего поля q_0 . Результаты представлены для частицы, обладающей нескомпенсированной намагниченностью, параметр $\beta = 0.3$, в низкочастотном интервале $\omega\tau_0 \lesssim 0.1$ при значении температуры $\sigma = 10$. За пределами указанного диапазона – в области СВЧ – используемое выражение (6) для кинетического оператора не применимо. Видно, что при $\omega\tau_0 \lesssim 0.1$ мнимая часть χ'' динамической восприимчивости имеет единственный максимум, которому отвечает резкое уменьшение действительной части χ' . Приложение подмагничивающего поля позволяет управлять положением и высотой указанного максимума. Действительно, сравнение линий, отвечающих различным значениям q_0 , показывает, что рост поля смещения приводит, во-первых, к снижению уровня сигнала, во-вторых – сдвигу вправо частотно-зависимых участков кривых $\chi'(\omega)$ и $\chi''(\omega)$. Как показывают расчёты, отвечающая пику мнимой части восприимчивости частота зависит от величины σ (частота тем ниже, чем больше σ), однако форма линий $\chi'(\omega)$ и $\chi''(\omega)$ качественно остаётся той же, что и на рис. 1, при любых значениях параметра σ .

Измерение низкочастотной динамической магнитной восприимчивости наноразмерных антиферромагнетиков может служить простым, но надёжным методом оценки нескомпенсированной намагниченности M_d . Это связано с тем, что в интервале частот, далёких от резонансных, максимальное значение мнимой части восприимчивости квадратично зависит от M_d [16–17, 22–23]. При этом частота, которой соответствует указанный максимум, совершенно не зависит от величины декомпенсации [16, 17]. Иллюстрацией этого вывода служит рис. 2, а, где показаны частотные развёртки $\chi''(\omega)$ (линии поглощения) в нулевом поле сме-

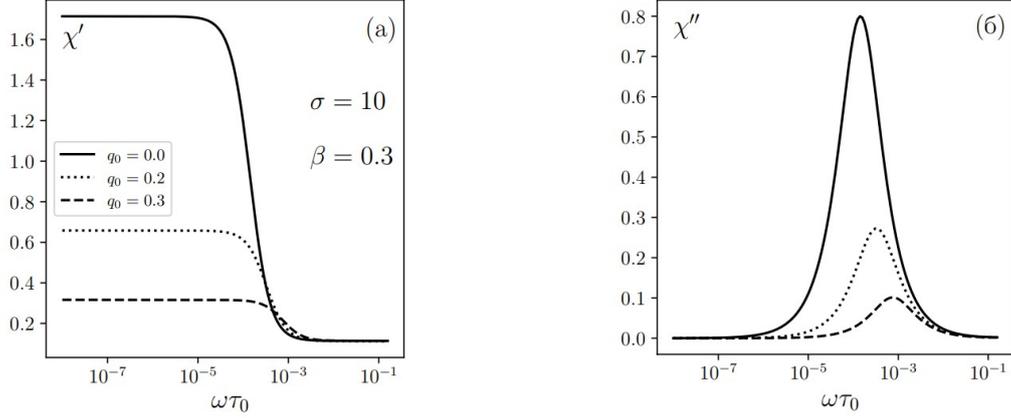


Рис. 1. Частотная зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей продольной динамической магнитной восприимчивости антиферромагнитной наночастицы при различных значениях поля смещения: $q_0 = 0$ (сплошные линии), 0.2 (точки), 0.3 (пунктир); температурный параметр $\sigma = 10$, параметр декомпенсации $\beta = 0.3$

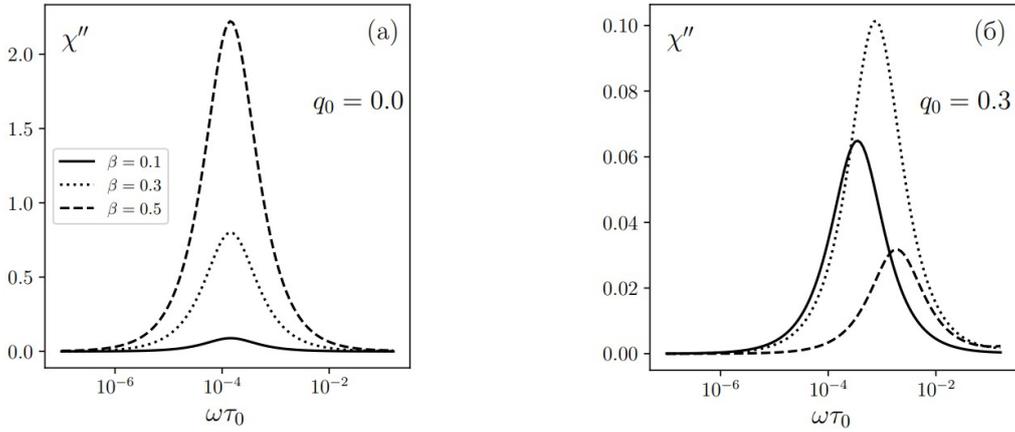


Рис. 2. Частотная зависимость мнимой части продольной динамической магнитной восприимчивости антиферромагнитной наночастицы при поле смещения $q_0 = 0$ (а) и 0.3 (б) для различных значений параметра декомпенсации: $\beta = 0.1$ (сплошные линии), 0.3 (точки), 0.5 (пунктир); температурный параметр $\sigma = 10$

щения при различных значениях параметра β : максимумы всех кривых здесь приходятся на одну и ту же частоту.

Приложение подмагничивающего поля, однако, может принципиально изменить ситуацию. Это демонстрируют линии поглощения на рис. 2, б, построенные при $q_0 = 0.3$. Как видно, если поле смещения отлично от нуля, то частота, отвечающая максимуму кривой $\chi''(\omega)$, тем выше, чем больше значение параметра декомпенсации β . Кроме того, зависимость высоты пика от величины нескомпенсированной намагниченности при $q_0 \neq 0$ является немонотонной и, соответственно, не описывается простой квадратичной функцией.

3.2. Представление в дебаевском виде

Для анализа полученных результатов детализируем решение уравнения (20) для неравновесной составляющей \mathbf{X}_1 функции распределения.

Обозначим через \mathbf{F}_n собственные векторы невозмущённой матрицы \hat{A}_0 кинетического оператора, а через \mathbf{G}_m – собственные векторы транспонированной к ней матрицы \hat{A}_0^T :

$$\hat{A}_0 \mathbf{F}_n = -\lambda_n \mathbf{F}_n, \quad \hat{A}_0^T \mathbf{G}_m = -\lambda_m \mathbf{G}_m. \quad (28)$$

Спектры (наборы собственных чисел) матриц \hat{A}_0 и \hat{A}_0^T совпадают. Однако векторы \mathbf{F}_n и \mathbf{G}_n , отвечающие одному и тому же собственному значению λ_n , не равны друг другу, поскольку матрица \hat{A}_0 не является эрмитовой. Вместе с тем собственные векторы матриц \hat{A}_0 и \hat{A}_0^T , соответствующие различным собственным значениям, ортогональны: скалярное произведение $(\mathbf{G}_n, \mathbf{F}_m) = 0$ при $n \neq m$. Представим вектор $\mathbf{X}_1(t)$ и его Фурье-образ \mathbf{X}_1^ω как суперпозицию векторов \mathbf{F}_n :

$$\mathbf{X}_1(t) = \sum_n c_n(t) \mathbf{F}_n, \quad \mathbf{X}_1^\omega = \sum_n c_n^\omega \mathbf{F}_n; \quad (29)$$

здесь c_n^ω – Фурье-образ коэффициента $c_n(t)$.

Подстановка $\mathbf{X}_1(t)$ в уравнение (20) с учётом (28) даёт:

$$\tau_0 = \sum_n \dot{c}_n \mathbf{F}_n = -\sum_n \lambda_n c_n \mathbf{F}_n + q(t) (\hat{\mathbf{A}}_1 \cdot \mathbf{X}_0 + \mathbf{B}_1). \quad (30)$$

Умножая полученное равенство скалярно на \mathbf{G}_m и принимая во внимание, что $(\mathbf{G}_m, \mathbf{F}_n) = (\mathbf{G}_n, \mathbf{F}_n) \cdot \delta_{nm}$, находим уравнение, которому подчиняется коэффициент c_n :

$$\tau_0 (\mathbf{G}_n, \mathbf{F}_n) \dot{c}_n = -\lambda_n (\mathbf{G}_n, \mathbf{F}_n) c_n + q(t) (\mathbf{G}_n, \hat{\mathbf{A}}_1 \cdot \mathbf{X}_0 + \mathbf{B}_1), \quad (31)$$

и затем выражение для его Фурье-образа:

$$c_n^\omega = \frac{P_n}{i\omega\tau_0 + \lambda_n} q_\omega, \quad P_n = \frac{(\mathbf{G}_n, \hat{\mathbf{A}}_1 \cdot \mathbf{X}_0 + \mathbf{B}_1)}{(\mathbf{G}_n, \mathbf{F}_n)}. \quad (32)$$

Из равенств (29) и (32) следует, что вектор \mathbf{X}_1^ω может быть записан в виде суммы

$$\mathbf{X}_1^\omega = q_\omega \cdot \sum_n \frac{P_n}{i\omega\tau_0 + \lambda_n} \mathbf{F}_n. \quad (33)$$

Но с учётом формулы (27) это означает, что динамическая магнитная восприимчивость антиферромагнитной наночастицы является суммой счётного множества слагаемых дебаевского вида:

$$\chi(\omega) = \chi_{AFM} + \sum_n \frac{\chi_n}{1 + i\omega\tau_n}. \quad (34)$$

где время релаксации определено согласно

$$\tau_n = \frac{\tau_0}{\lambda_n}, \quad (35)$$

а весовые коэффициенты равны

$$\chi_{AFM} = \frac{2}{3} - \sqrt{\frac{16\pi}{45}} X_0 [2],$$

$$\chi_n = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \beta \frac{(\mathbf{G}_n, \hat{\mathbf{A}}_1 \cdot \mathbf{X}_0 + \mathbf{B}_1)}{\lambda_n (\mathbf{G}_n, \mathbf{F}_n)} \cdot \mathbf{F}_n [1]. \quad (36)$$

В выражении (34) величина χ_{AFM} не зависит от частоты и даёт постоянный вклад в динамическую восприимчивость антиферромагнитной наночастицы. Слагаемое же с номером n под знаком суммы можно считать частотно-независимым только при выполнении условия $\omega\tau_n \ll 1$.

Все собственные значения матрицы $\hat{\mathbf{A}}_0$ являются невырожденными. Упорядочим их в порядке возрастания абсолютной величины: $\lambda_1 < \lambda_2 < \dots < \lambda_n < \dots$; соотношение между временами релаксации при таком выборе, очевидно, предполагается обратным: $\tau_1 > \tau_2 > \dots > \tau_n > \dots$. На рис. 3 показаны зависимости первых трёх собственных значений λ_1 , λ_2 и λ_3 от поля смещения q_0 .

Как видно, при любых значениях q_0 второе и третье собственные значения близки к единице, так что $\tau_2 \sim \tau_0$ и $\tau_3 \sim \tau_0$. Тот же порядок, как показываюют расчёты, эти времена имеют и при других значениях параметра σ . Поэтому в интервале $\omega\tau_0 \lesssim 0.1$ – именно в нём функция $\chi(\omega)$ имеет отличную от нуля мнимую часть на рис. 2 и рис. 3 – выполняются условия $\omega\tau_2 \ll 1$ и $\omega\tau_3 \ll 1$, благодаря чему соответствующие временам τ_2 и τ_3 вклады в динамическую восприимчивость можно считать частотно-независимыми. Тем более это утверждение справедливо в отношении слагаемых с номером $n > 3$, так как им отвечают ещё меньшие времена.

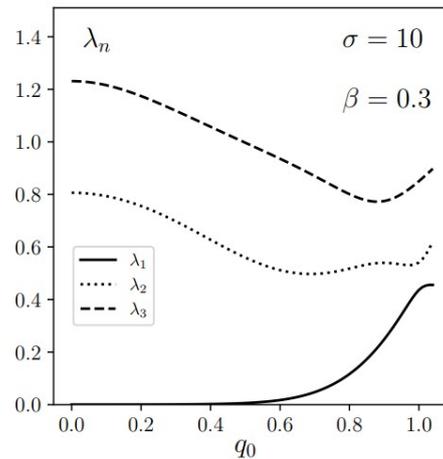


Рис. 3. Зависимость трёх наименьших по модулю собственных значений кинетического оператора от величины поля смещения q_0 ; температурный параметр $\sigma = 10$, параметр декомпозиции $\beta = 0.3$

Таким образом, в диапазоне $\omega\tau_0 \lesssim 0.1$ частотная дисперсия динамической магнитной восприимчивости антиферромагнитной наночастицы обеспечивается единственным слагаемым, которое отвечает наименьшему по модулю собственному значению кинетического оператора.

Формула (34) может быть заменена в этом случае более простым выражением

$$\chi(\omega) = \chi_p + \frac{\chi_1}{1 + i\omega\tau_1}, \quad (37)$$

где

$$\chi_p = \chi_{AFM} + \sum_{n=2}^{\infty} \chi_n.$$

Из выражения (37) следует, что при $\omega\tau_0 \lesssim 0.1$ положение максимума $\chi''(\omega)$ определяется исключительно временем $\tau_1 = \tau_0 / \lambda_1$. Рост последнего приводит к сдвигу пика поглощения в область более низких частот, а убывль – более высоких. Отметим также, что сумма χ_p и χ_1 равна статической

магнитной восприимчивости антиферромагнитной наночастицы: $\chi_0 = \chi(\omega = 0) = \chi_p + \chi_1$.

Из результатов статьи [16] следует, что собственное значение λ_1 определяет скорость магнитной релаксации, сопровождаемой термофлуктуационными переходами антиферромагнитного вектора через энергетический барьер, который характерен для всех частиц с анизотропией типа «лёгкая ось». Сплошная линия на рис. 3 показывает, что приложение поля смещения q_0 приводит к росту значения λ_1 . В соответствии с этим время релаксации системы τ_1 уменьшается в подмагничивающем поле, а частотно-зависимые участки динамической восприимчивости сдвигаются вправо, как показано на рис. 1. Точно так же можно интерпретировать отмеченное на рис. 2 влияние магнитной декомпенсации на положение пика поглощения.

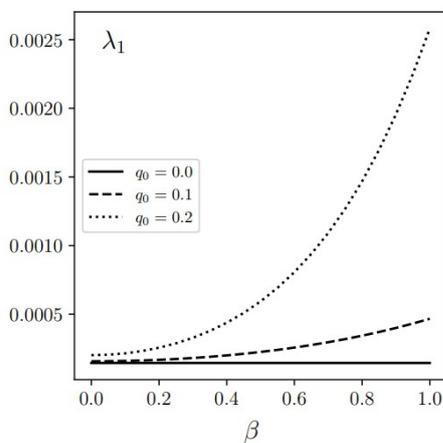


Рис. 4. Зависимость наименьшего по модулю собственного значения кинетического оператора λ_1 от параметра декомпенсации β при различной величине поля смещения: $q_0 = 0$ (сплошная линия), 0.1 (точки) и 0.2 (пунктир); температурный параметр $\sigma = 10$

Зависимости λ_1 от параметра β при различной величине поля смещения q_0 показаны на рис. 4. Как видно, в отсутствие подмагничивания (сплошная линия) значение λ_1 вовсе не зависит от β , а при $q_0 \neq 0$ (точки и пунктир) – возрастает вместе с β . Ввиду этого на рис. 2, а максимумы всех кривых приходятся на одну и ту же частоту, а на рис. 2, б пик смещается в область более высоких частот при увеличении β .

Из формулы (37) следует также, что высота пика поглощения (максимальное значение мнимой части динамической восприимчивости) равна $\chi_p + \chi_1 / 2$. Полевые зависимости χ_p , χ_1 и статической восприимчивости $\chi_0 = \chi_p + \chi_1$ показаны на рис. 5; графики построены для значений подмагничивающего поля $q_0 \lesssim 0.8$, при которых макси-

мум поглощения находится в низкочастотной области $\omega\tau_0 \lesssim 0.1$. Как видно, величина χ_1 монотонно убывает с ростом поля смещения, а χ_p почти не зависит от него. Соответственно, высота пика $\chi_p + \chi_1 / 2$ уменьшается при приложении поля смещения, что и демонстрирует рис. 1.

Расчёты показывают, что величина χ_p почти не зависит не только от поля q_0 , но и от параметра декомпенсации β . Изменение статической восприимчивости χ_0 при варьировании β показано на рис. 6. Из него видно, что в отсутствие подмагничивания восприимчивость χ_0 увеличивается с ростом β , а при $q_0 \neq 0$ зависит от этого параметра немонотонно. Именно этим объясняется качественно различное влияние магнитной декомпенсации на линии поглощения на рис. 2, а и рис. 2, б.

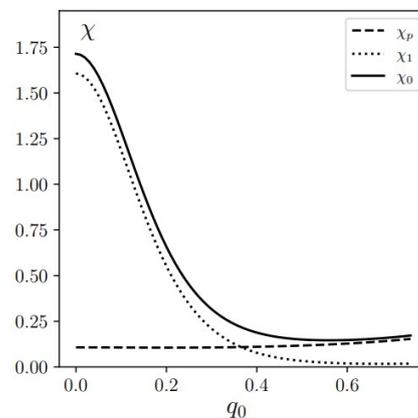


Рис. 5. Зависимость статической магнитной восприимчивости антиферромагнитной наночастицы от величины поля смещения; параметр декомпенсации $\beta = 0.3$, температурный параметр $\sigma = 10$.

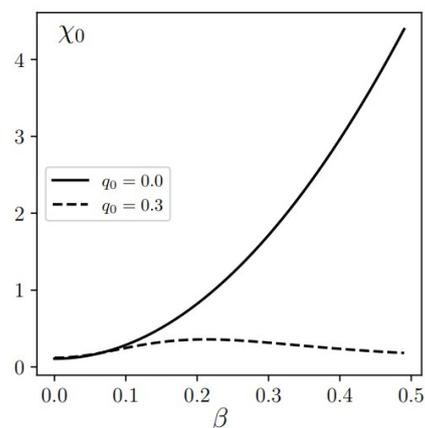


Рис. 6. Зависимость статической магнитной восприимчивости антиферромагнитной наночастицы от величины параметра декомпенсации в отсутствие подмагничивания (сплошная линия) и для поля смещения $q_0 = 0.3$; температурный параметр $\sigma = 10$.

4. Заключение

Представлена теория низкочастотного линейного магнитного отклика антиферромагнитных наночастиц с одноосной анизотропией, помещённых в постоянное поле смещения. В основе рассмотрения – приближённое кинетическое уравнение для функции распределения направлений антиферромагнитного вектора. Предложен метод решения указанного уравнения для осесимметричного случая, когда внешнее поле направлено вдоль оси анизотропии частицы и выполнен расчёт частотных зависимостей продольной динамической магнитной восприимчивости при различных величинах подмагничивающего поля, магнитной декомпенсации и температуры.

Показано, что вдали от СВЧ диапазона динамическая магнитная восприимчивость антиферромагнитной наночастицы описывается простым выражением, включающим частотно-независимый вклад и единственное слагаемое дебаевского вида. Таким образом, в области низких частот отклик системы характеризуется только одним временем релаксации.

Указанное время убывает с ростом подмагничивающего поля и магнитного момента частицы, что соответствует сдвигу частотно-зависимых участков динамической магнитной восприимчивости вправо.

Установлено, при наличии поля смещения частота, которой соответствует максимум на линии поглощения, зависит от величины магнитной декомпенсации. Этот эффект может быть использован для оценки спонтанной намагниченности АФМ-наночастиц.

5. Благодарности

Работа выполнена в рамках госбюджетной темы АААА-А20-120020690030-5. Для численных расчётов использован кластер «Уран» (ИММ УрО РАН, Екатеринбург).

Список литературы

1. Tang Z., Zhang H., Liu Y., Ni D., Zhang H., Zhang Z., Yao Z., He M., Shi J., Bu W. Antiferromagnetic pyrite as the tumor microenvironment-mediated nanoplatform for self-enhanced tumor imaging and therapy // *Advanced Materials*. 2017. Vol. 29. N. 47, 1701683. DOI: 10.1002/adma.201701683
2. Kannan K., Radhika D., Nikolov M. P., Sadasivuni K. K., Mahdizadeh H., Verma U. Structural studies of bio-mediated NiO nanoparticles for photocatalytic and antibacterial activities // *Inorganic Chemistry Communications*. 2020. Vol. 103, 107755. DOI: 10.1016/j.inoche.2019.107755
3. Cabrera D., Coene A., Leliaert J., Artés-Ibáñez E. J., Dupré L., Telling N. D., Teran F. J. Dynamical magnetic response of iron oxide nanoparticles inside live cells // *ACS Nano*. 2018. Vol. 12. N. 3. P. 2741–2752. DOI: 10.1021/acsnano.7b08995
4. Srinivasan S. Y., Paknikar K. M., Bodas D., Gajbhiye V. Applications of cobalt ferrite nanoparticles in biomedical nanotechnology // *Nanomedicine*. 2018. Vol. 13. N. 10. P. 1221–1238. DOI: 10.2217/nmm-2017-0379
5. Wang T., Jiang Z., An T., Li G., Zhao H., Wong P. K. Enhanced visible-light-driven photocatalytic bacterial inactivation by ultrathin carbon-coated magnetic cobalt ferrite nanoparticles // *Environmental Science & Technology*. 2018. Vol. 52. N. 8. P. 4774–4784. DOI: 10.1021/acs.est.7b06537
6. Ming M., Zhang Y., Shen X., Xie J., Li Y., Gu N. Targeted inductive heating of nanomagnets by a combination of alternating current (AC) and static magnetic fields // *Nano Research*. 2015. Vol. 8. N. 2. P. 600–610. DOI: 10.1007/s12274-015-0729-7
7. Mehdaoui B., Carrey J., Stadler M., Cornejo A., Nayral C., Delpech F., Chaudret B., Respaud M. Influence of a transverse static magnetic field on the magnetic hyperthermia properties and high-frequency hysteresis loops of ferromagnetic FeCo nanoparticles // *Applied Physics Letters*. 2012. Vol. 100. N. 5, 052403. DOI: 10.1063/1.3681361
8. Déjardin P. M., Kalmykov Y. P., Kashevsky B. E., El Mrabti H., Poperechny I. S., Raikher Y. L., Titov S. V. Effect of a dc bias field on the dynamic hysteresis of single-domain ferromagnetic particles // *Journal of Applied Physics*. 2010. Vol. 107. N. 7, 073914. DOI: 10.1063/1.3359722
9. Richardson J. T., Yiagas D. I., Turk B., Forster K., Twigg M. V. Origin of superparamagnetism in nickel oxide // *Journal of Applied Physics*. 1991. Vol. 70. N. 11. P. 6977–6982. DOI: 10.1063/1.349826
10. Mørup S., Madsen D. E., Frandsen C., Bahl C. R. H., Hansen M. F. Experimental and theoretical studies of nanoparticles of antiferromagnetic materials // *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2007. Vol. 19. N. 21, 213202. DOI: 10.1088/0953-8984/19/21/213202
11. Iimori T., Imamoto Y., Uchida N., Kikuchi Y., Honda K., Iwahashi T., Ouchi Y. Magnetic moment distribution in nanosized antiferromagnetic NiO // *Journal of Applied Physics*. 2020. Vol. 127. N. 2, 023902. DOI: 10.1063/1.5135335
12. Balaev D. A., Krasikov A. A., Dubrovskiy A. A., Popkov S. I., Stolyar S. V., Bayukov O. A., Iskhakov R. S., Ladygina V. P., Yaroslavtsev R. N. Magnetic properties of heat treated bacterial ferrihy-

- drite nanoparticles // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2016. Vol. 410. P. 171–180. DOI: 10.1016/j.jmmm.2016.02.059
13. Balaev D. A., Krasikov A. A., Dubrovskiy A. A., Popkov S. I., Stolyar S. V., Iskhakov R. S., Ladygina V. P., Yaroslavtsev R. N. Exchange bias in nano-ferrhydrite // *Journal of Applied Physics*. 2016. Vol. 120. N. 18, 183903. DOI: 10.1063/1.4967912
 14. Райхер Ю. Л., Степанов В. И. Магнитная релаксация в суспензии наночастиц антиферромагнетика // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 2008. Т. 134. Вып. 3. С. 514–524.
 15. Ouari B., Kalmykov Y. P. Effect of a dc bias magnetic field on the magnetization relaxation of antiferromagnetic nanoparticles // *Physical Review B*. 2011. Vol. 83, 064406. DOI: 10.1103/PhysRevB.83.064406
 16. Poperechny I. S. Longitudinal remagnetization of uniaxial antiferromagnetic nanoparticles: the role of spontaneous magnetic moment // *Philosophical Transactions of the Royal Society A*. 2022. Vol. 380. N. 2217, 20200312. DOI: 10.1098/rsta.2020.0312
 17. Poperechny I. S., Raikher Y. L. Low-frequency dynamic magnetic susceptibility of antiferromagnetic nanoparticles with superparamagnetic properties // *Magnetism*. 2022. Vol. 4. N. 2. P. 340–355. DOI: 10.3390/magnetism2040024
 18. Gomonay H., Loktev V. Peculiarities of stochastic motion in antiferromagnetic nanoparticles // *The European Physical Journal Special Topics*. 2013. Vol. 216. N. 2. P. 117–125. DOI: 10.1140/epjst/e2013-01734-2
 19. Ouari B., Aktaou S., Kalmykov Y. P. Reversal time of the magnetization of antiferromagnetic nanoparticles // *Physical Review B*. 2010. Vol. 81. N. 2, 024412. DOI: 10.1103/PhysRevB.81.024412
 20. Sierra-Bermúdez S., Maldonado-Camargo L. P., Orange F., Guinel M. J.-F., Rinaldi C. Assessing magnetic nanoparticle aggregation in polymer melts by dynamic magnetic susceptibility measurements // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2015. Vol. 378. P. 64–72. DOI: 10.1016/j.jmmm.2014.10.171
 21. Лебедев А. В. Изменение релаксационных спектров магнитной жидкости в подмагничивающем поле // *Вестник Пермского университета. Физика*. 2019. Вып. 2. С. 8–15. DOI: 10.17072/1994-3598-2019-2-08-15
 22. Guertin R. P., Harrison N., Zhou Z. X., McCall S., Drymiotis F. Very high field magnetization and AC susceptibility of native horse spleen ferritin // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2007. Vol. 308. N. 1. P. 97–100. DOI: 10.1016/j.jmmm.2006.05.010
 23. Madsen D. E., Hansen M. F., Mørup S. The correlation between superparamagnetic blocking temperatures and peak temperatures obtained from ac magnetization measurements // *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2008. Vol. 20. N. 34, 345209. DOI: 10.1088/0953-8984/20/34/345209

References

1. Tang Z., Zhang H., Liu Y., Ni D., Zhang H., Zhang Z., Yao Z., He M., Shi J., Bu W. Antiferromagnetic pyrite as the tumor microenvironment-mediated nanoplatform for self-enhanced tumor imaging and therapy. *Advanced Materials*, 2017, vol. 29, no. 47, 1701683. DOI: 10.1002/adma.201701683
2. Kannan K., Radhika D., Nikolov M. P., Sadasivuni K. K., Mahdizadeh H., Verma U. Structural studies of bio-mediated NiO nanoparticles for photocatalytic and antibacterial activities. *Inorganic Chemistry Communications*, 2020, vol. 103, 107755. DOI: 10.1016/j.inoche.2019.107755
3. Cabrera D., Coene A., Leliaert J., Artés-Ibáñez E. J., Dupré L., Telling N. D., Teran F. J. Dynamical magnetic response of iron oxide nanoparticles inside live cells. *ACS Nano*, 2018, vol. 12, no. 3, pp. 2741–2752. DOI: 10.1021/acsnano.7b08995
4. Srinivasan S. Y., Paknikar K. M., Bodas D., Gajbhiye V. Applications of cobalt ferrite nanoparticles in biomedical nanotechnology. *Nanomedicine*, 2018, vol. 13, no. 10, pp. 1221–1238. DOI: 10.2217/nnm-2017-0379
5. Wang T., Jiang Z., An T., Li G., Zhao H., Wong P. K. Enhanced visible-light-driven photocatalytic bacterial inactivation by ultrathin carbon-coated magnetic cobalt ferrite nanoparticles. *Environmental Science & Technology*, 2018, vol. 52, no. 8, pp. 4774–4784. DOI: 10.1021/acs.est.7b06537
6. Ming M., Zhang Y., Shen X., Xie J., Li Y., Gu N. Targeted inductive heating of nanomagnets by a combination of alternating current (AC) and static magnetic fields. *Nano Research*, 2015, vol. 8, no. 2, pp. 600–610. DOI: 10.1007/s12274-015-0729-7
7. Mehdaoui B., Carrey J., Stadler M., Cornejo A., Nayral C., Delpech F., Chaudret B., Respaud M. Influence of a transverse static magnetic field on the magnetic hyperthermia properties and high-frequency hysteresis loops of ferromagnetic FeCo nanoparticles. *Applied Physics Letters*, 2012, vol. 100, no. 5, 052403. DOI: 10.1063/1.3681361
8. Déjardin P. M., Kalmykov Y. P., Kashevsky B. E., El Mrabti H., Poperechny I. S., Raikher Y. L., Titov S. V. Effect of a dc bias field on the dynamic hysteresis of single-domain ferromagnetic parti-

- cles. *Journal of Applied Physics*, 2010, vol. 107, no. 7, 073914. DOI: 10.1063/1.3359722
9. Richardson J. T., Yiagas D. I., Turk B., Forster K., Twigg M. V. Origin of superparamagnetism in nickel oxide. *Journal of Applied Physics*, 1991, vol. 70, no. 11, pp. 6977–6982. DOI: 10.1063/1.349826
10. Mørup S., Madsen D. E., Frandsen C., Bahl C. R. H., Hansen M. F. Experimental and theoretical studies of nanoparticles of antiferromagnetic materials. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2007, vol. 19, no. 21, 213202. DOI: 10.1088/0953-8984/19/21/213202
11. Iimori T., Imamoto Y., Uchida N., Kikuchi Y., Honda K., Iwahashi T., Ouchi Y. Magnetic moment distribution in nanosized antiferromagnetic NiO. *Journal of Applied Physics*, 2020, vol. 127, no. 2, 023902. DOI: 10.1063/1.5135335
12. Balaev D. A., Krasikov A. A., Dubrovskiy A. A., Popkov S. I., Stolyar S. V., Bayukov O. A., Iskhakov R. S., Ladygina V. P., Yaroslavtsev R. N. Magnetic properties of heat treated bacterial ferrihydrite nanoparticles. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2016, vol. 410, pp. 171–180. DOI: 10.1016/j.jmmm.2016.02.059
13. Balaev D. A., Krasikov A. A., Dubrovskiy A. A., Popkov S. I., Stolyar S. V., Iskhakov R. S., Ladygina V. P., Yaroslavtsev R. N. Exchange bias in nano-ferrihydrite. *Journal of Applied Physics*, 2016, vol. 120, no. 18, 183903. DOI: 10.1063/1.4967912
14. Raikher Y. L., Stepanov V. I. Magnetic relaxation in a suspension of antiferromagnetic nanoparticles. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2008, vol. 107, pp. 435–444. DOI: 10.1134/S1063776108090112
15. Ouari B., Kalmykov Y. P. Effect of a dc bias magnetic field on the magnetization relaxation of antiferromagnetic nanoparticles. *Physical Review B*, 2011, vol. 83, 064406. DOI: 10.1103/PhysRevB.83.064406
16. Poperechny I. S. Longitudinal remagnetization of uniaxial antiferromagnetic nanoparticles: the role of spontaneous magnetic moment. *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, 2022, vol. 380, no. 2217, 20200312. DOI: 10.1098/rsta.2020.0312
17. Poperechny I. S., Raikher Y. L. Low-frequency dynamic magnetic susceptibility of antiferromagnetic nanoparticles with superparamagnetic properties. *Magnetism*, 2022, vol. 4, no. 2, pp. 340–355. DOI: 10.3390/magnetism2040024
18. Gomonay H., Loktev V. Peculiarities of stochastic motion in antiferromagnetic nanoparticles. *European Physical Journal Special Topics*, 2013, vol. 216, no. 2, pp. 117–125. DOI: 10.1140/epjst/e2013-01734-2
19. Ouari B., Aktaou S., Kalmykov Y. P. Reversal time of the magnetization of antiferromagnetic nanoparticles. *Physical Review B*, 2010, vol. 81, no. 2, 024412. DOI: 10.1103/PhysRevB.81.024412
20. Sierra-Bermúdez S., Maldonado-Camargo L. P., Orange F., Guinel M. J.-F., Rinaldi C. Assessing magnetic nanoparticle aggregation in polymer melts by dynamic magnetic susceptibility measurements. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2015, vol. 378, pp. 64–72. DOI: 10.1016/j.jmmm.2014.10.171
21. Lebedev A. V. Changes in the relaxation spectra of a magnetic fluid in a magnetizing field. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2019, no. 2, pp. 8–15 (In Russian). DOI: 10.17072/1994-3598-2019-2-08-15
22. Guertin R. P., Harrison N., Zhou Z. X., McCall S., Drymiotis F. Very high field magnetization and AC susceptibility of native horse spleen ferritin. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2007, vol. 308, no. 1, pp. 97–100. DOI: 10.1016/j.jmmm.2006.05.010
23. Madsen D. E., Hansen M. F., Mørup S. The correlation between superparamagnetic blocking temperatures and peak temperatures obtained from ac magnetization measurements. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2008, vol. 20, no. 34, 345209. DOI: 10.1088/0953-8984/20/34/345209

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Крыласова О. С., Попереchnый И. С. Продольная динамическая магнитная восприимчивость одноосных антиферромагнитных наночастиц: влияние подмагничивающего поля // Вестник Пермского университета. Физика. 2023. № 3. С. 69–80. doi: 10.17072/1994-3598-10.17072/1994-3598-2023-3-69-80

Please cite this article in English as:

Krylasova O. S., Poperechny I. S. Effect of a bias field on the longitudinal dynamic magnetic susceptibility of uniaxial antiferromagnetic nanoparticles. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2023, no. 3, pp. 69–80. doi: 10.17072/1994-3598-2023-3-69-80

Сведения об авторах

1. *Ольга Сергеевна Крыласова*, инженер, Институт механики сплошных сред УрО РАН, ул. Ак. Королева, д. 1, Пермь, 614013; магистрант, Пермский государственный национальный исследовательский университет, ул. Букирева, 15, Пермь, 614068
2. *Игорь Сергеевич Поперечный*, канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник, Институт механики сплошных сред УрО РАН, ул. Ак. Королева, д. 1, Пермь, 614013; доцент кафедры физики фазовых переходов, Пермский государственный национальный исследовательский университет, ул. Букирева, 15, Пермь, 614068

Author information

1. *Olga S. Krylasova*, Engineer, Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS; 1, Akademika Koroleva st., Perm, 614013, Russia; Master's Student, Perm State University; 15, Bukireva st., Perm, 614068, Russia
2. *Igor S. Poperechny*, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Researcher, Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS; 1, Akademika Koroleva st., Perm, 614013, Russia; Associate Professor, Department of Physics of Phase Transitions, Perm State University; 15, Bukireva st., Perm, 614068, Russia