

05,12

Исследование магнитных корреляций в агрегатах суперпарамагнитных частиц в порошках NiFe_2O_4 с помощью ферромагнитного резонанса

© С.В. Столяр^{1,2}, И.Г. Вазенина^{3,¶}, А.О. Шохрина^{1,2}, Е.Д. Николаева², О.А. Ли^{1,2},
Р.С. Исхаков³, А.В. Белый²

¹ Сибирский федеральный университет,
Красноярск, Россия

² Федеральный исследовательский центр „Красноярский научный центр
Сибирского отделения Российской академии наук“,
Красноярск, Россия

³ Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук —
обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН,
Красноярск, Россия

¶ E-mail: irina-vazhenina@mail.ru

Поступила в Редакцию 6 марта 2025 г.

В окончательной редакции 6 марта 2025 г.

Принята к публикации 5 мая 2025 г.

С целью установления влияния магнитных межчастичных взаимодействий на динамические свойства порошковой системы суперпарамагнитных наночастиц феррита никеля со средним размером ~ 4 nm исследованы и проанализированы температурные зависимости параметров кривой ферромагнитного резонанса. Для описания экспериментальных результатов, полученных методом ферромагнитного резонанса, привлечена модель случайной магнитной анизотропии, рассматривающая влияние магнитных межчастичных взаимодействий на величину константы эффективной анизотропии во внешнем поле. Проведенный анализ показал наличие сильных магнитных взаимодействий в исследованной системе, которые исчезают при температуре выше температуры блокировки, и позволил получить количественные оценки интенсивности и энергии магнитных межчастичных взаимодействий, а также определить константу магнитной анизотропии индивидуальных частиц (без учета влияния магнитных межчастичных взаимодействий).

Ключевые слова: наночастицы феррита никеля, ферромагнитный резонанс, суперпарамагнетизм, межчастичное взаимодействие, длина магнитных корреляций

DOI: 10.61011/FTT.2025.07.61193.30NN-25

1. Введение

Порошки нанометрового диапазона (размер частицы $d < 10$ nm) демонстрируют огромное разнообразие свойств и физических эффектов, не характерных для массивных аналогов [1–4]. Особенности магнитных порошковых материалов связаны, прежде всего, с развитой удельной поверхностью, где магнитоактивные атомы находятся в ином окружении, отличном от окружения магнитоактивных атомов внутри частицы. Поэтому поверхность будет характеризоваться своим набором магнитных параметров: K_S — поверхностной анизотропией, M_S — намагниченностью, T_S — температурой магнитного разупорядочения. Следующей важной особенностью порошковых систем является суперпарамагнетизм. Это состояние возникает, когда энергия магнитной анизотропии частицы становится меньше тепловой энергии

$$KV \leq k_B T_B, \quad (1)$$

где T_B — температура блокировки, V — объем частицы, k_B — постоянная Больцмана. Константа магнитной

анизотропии частицы K здесь формируется из константы анизотропии ядра частицы K_V и вклада K_S , обусловленного поверхностью

$$K = K_V + 6K_S/d. \quad (2)$$

Важной особенностью порошковых систем также является магнитное межчастичное взаимодействие [5,6]. Вследствие этого взаимодействия магнитные моменты частиц в некотором объеме будут вести себя скоррелировано, образуя магнитный блок размером L , который зависит от магнитного поля H и характеризуется намагниченностью M

$$L(H) = d + (2A/(MH + C))^{1/2}. \quad (3)$$

В этом выражении параметр A имеет тот же смысл, что обменная константа для нанокристаллических сплавов. Параметр C характеризует межчастичные взаимодействия [7,8].

Средняя величина константы анизотропии магнитного блока получается путем усреднения по N частицам в

пределах объема корреляции

$$\langle K \rangle = K/N^{1/2}, \quad (4)$$

где N — число частиц в магнитном блоке. Интенсивность межчастичного взаимодействия можно устранить или ослабить, покрывая частицы оболочкой или помещая их в немагнитную матрицу [9].

Наиболее ярко эффект межчастичного взаимодействия проявляет себя при определении температуры блокировки T_B с помощью измерения $M(T)$ при протоколах ZFC (охлаждение в нулевом внешнем поле) и FC (охлаждение во внешнем поле). Значения T_B зависят от величины внешнего магнитного поля H [6,10,11], увеличение которого вызывает уменьшение L и, согласно (1), уменьшение T_B . Изменение формы зависимости $T_B(H)$ с характерной для порошка с межчастичным взаимодействием на характерную для порошка без межчастичного взаимодействия при увеличении магнитного поля происходит при значении поля, при котором $L \rightarrow d$ [8].

Метод ферромагнитного резонанса (ФМР) является простой и надежной методикой изучения свойств магнитных материалов. Явление ФМР обусловлено поглощением энергии СВЧ-поля при совпадении частоты СВЧ-поля ω с частотой прецессии вектора намагниченности вокруг направления эффективного магнитного поля $\mathbf{H}_{eff}$. Макроскопическое описание ФМР дается уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта [12]

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} - \gamma \frac{\alpha}{M} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}), \quad (5)$$

где $\mathbf{M}$ — мгновенное значение вектора намагниченности, γ — гиромагнитное отношение, α — параметр затухания. Поле $\mathbf{H}_{eff}$, в простейшем случае, складывается из внешнего поля $\mathbf{H}$, поля внутренней анизотропии $\mathbf{H}_K$ ферромагнетика и размагничивающего поля образца. Для сферического массивного образца условие резонанса определяется соотношением $\omega = \gamma H$, а ширина линии ФМР $\Delta H = 2\alpha H$. Метод ФМР уже зарекомендовал себя при исследовании магнитных порошков [13].

В настоящей работе приведены экспериментальные результаты температурных исследований ферромагнитного резонанса порошковых систем феррита никеля с межчастичным взаимодействием. Цель работы — демонстрация эффектов межчастичного взаимодействия при магнитодинамических исследованиях, а также определение магнитных параметров порошков K , A_{eff} , L , характеризующих магнитное межчастичное взаимодействие.

2. Методика эксперимента

Магнитные наночастицы, легированные никелем, получены методом химического соосаждения. Соли $\text{NiSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$ и $\text{FeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ в молярном соотношении 1:2 растворяли в 100 ml dH_2O , в 0.1 % растворе додецилсульфата Na (SDS) или 0.1 % растворе поливинилового спирта (PVA), перемешивали до полного

растворения всех компонентов и затем добавляли 10 ml NH_4OH (до pH = 11), при постоянном перемешивании выдерживали в течение 30 минут. Полученный осадок промывали, сушили в сушильном шкафу при температуре 60 °C. Полученный материал растирали в ступке. Микрофотографии были получены на просвечивающем электронном микроскопе Hitachi HT7700. Для получения данных о размере частиц использовали программу ImageJ. С помощью инструмента „овальное выделение“ выбирали область частицы, после чего фиксировали ее площадь, а затем по формуле $S = \pi(d/2)^2$ пересчитывали в диаметр. Среднее соотношение полуосей областей частиц составило 0.94, 1.07, 1.05 для образцов NiFe_2O_4 , $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{SDS}$, $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{PVA}$ соответственно, что позволяет моделировать форму частиц как сферическую. Полученные данные обрабатывали с использованием возможностей языка программирования Python (библиотеки Matplotlib, Seaborn, SciPy). При построении частотных гистограмм ширина столбца составляла 1 nm, область построения от 0.5 до 10.5 nm. Измерения намагниченности проводились на вибрационном магнетометре [14].

Кривые ферромагнитного резонанса записывались на оборудовании КРЦКП ФИЦ КНЦ СО РАН (спектрометр ELEXSYS E580, Bruker, Германия) при частоте накачки резонатора $f = 9.48 \text{ GHz}$ в диапазоне температур от 20 до 300 K.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены изображения агрегатных наночастиц, полученные на просвечивающем электронном микроскопе. Частицы имели форму, близкую к сферической. На рис. 2 приведены гистограммы распределения размеров частиц исследуемых порошков. Средний размер d не зависит от облучивающего покрытия и для всех синтезированных порошков (NiFe_2O_4 , $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{SDS}$, $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{PVA}$) имел значение около 4 nm.

Приведенные фотографии порошков убедительно демонстрируют, что в порошке $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{PVA}$ частицы не контактируют друг с другом и находятся на расстояниях в несколько d друг от друга. Данный порошок будем считать системой с отсутствием межчастичного взаимодействия. Для порошка NiFe_2O_4 без покрытия, как видно на рис. 1, а, наночастицы порошка контактируют с соседями. Данный порошок будем считать системой с наличием межчастичного магнитного взаимодействия. В порошке $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{SDS}$ реализуется промежуточное состояние, поэтому данный порошок будем считать системой с незначительным межчастичным магнитным взаимодействием между наночастицами. На рис. 3 приведены кривые намагничивания порошков при $T = 4.2 \text{ K}$ и $T = 100 \text{ K}$, а также петли гистерезиса, зарегистрированные при $T = 4.2 \text{ K}$. Из кривых видно, что намагниченность порошков в поле 3 kOe при $T = 100 \text{ K}$ составляет $\sim 3.5 \text{ emu/g}$. На рис. 4 приведены характерные дифференциальные кривые поглощения энергии СВЧ-поля (кривые ФМР) изготовленных порошков NiFe_2O_4 ,

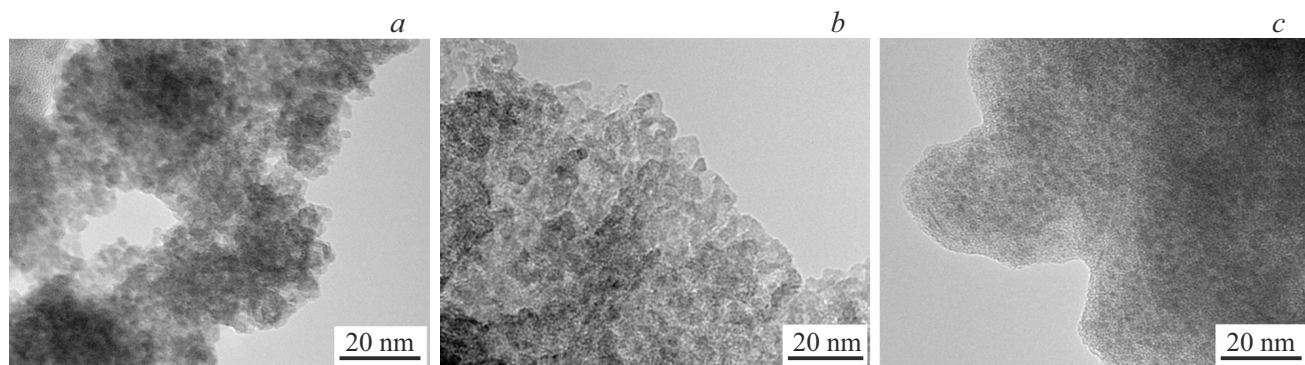


Рис. 1. Изображения порошков NiFe_2O_4 (a), $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{SDS}$ (b) и $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{PVA}$ (c), полученные на просвечивающем электронном микроскопе.

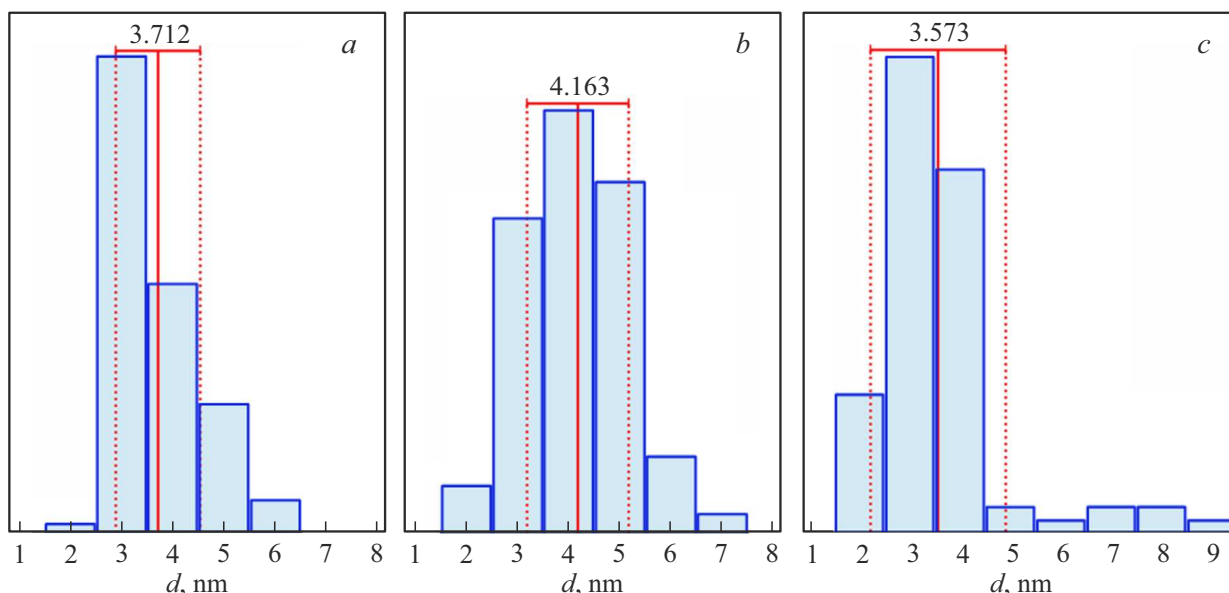


Рис. 2. Гистограммы распределения размеров частиц исследуемых порошков NiFe_2O_4 (a), $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{SDS}$ (b) и $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{PVA}$ (c).

$\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{SDS}$, $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{PVA}$, измеренные при разных температурах.

Параметрами, определяемыми из экспериментальных кривых ФМР, являются резонансное поле H_{res} и ширина линии ΔH , температурные зависимости которых представлены на рис. 5 и 6 соответственно. Температурные зависимости интенсивности I резонансной кривой ФМР для каждого синтезированного порошка, которую определяли как произведение ширины линии ΔH на высоту дифференциальной кривой поглощения dP/dH ($I = \Delta H \cdot dP/dH$), приведены на рис. 7.

Как видно из кривых рис. 7 температурные зависимости интенсивности ФМР изготовленных порошков имеют схожий вид — размытый максимум при температурах 200, 150 и 80 К для порошков NiFe_2O_4 , $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{SDS}$, $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{PVA}$, соответственно. Положение максимума коррелирует с нашими рассуждениями, основанными на анализе изображений по-

рошков (смотри рис. 1) — наличие межчастичного взаимодействия приводит к увеличению температуры, при которой интенсивность максимальна. Ширина наблюдаемых максимумов $I(T)$ также коррелирует с интенсивностью межчастичного взаимодействия порошков. Из кривых рис. 7 видно, что наблюдается смещение точки максимума в соотношении $T(\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{PVA}) < T(\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{SDS}) < T(\text{NiFe}_2\text{O}_4)$. Таким образом, наличие магнитного взаимодействия между частицами порошка влияет на параметры ФМР.

Температурные зависимости $I(T)$ наблюдали в композитных системах $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$ [15], в суперпарамагнитных наночастицах $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, инкапсулированных в жидкокристаллические дендримеры второго поколения [16], в магнитных наночастицах магнетита $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$ [17], в наночастицах ферригидрита [18]. В перечисленных работах наблюдаемый максимум на температурной зависимости $I(T)$ связывали с температурой суперпара-

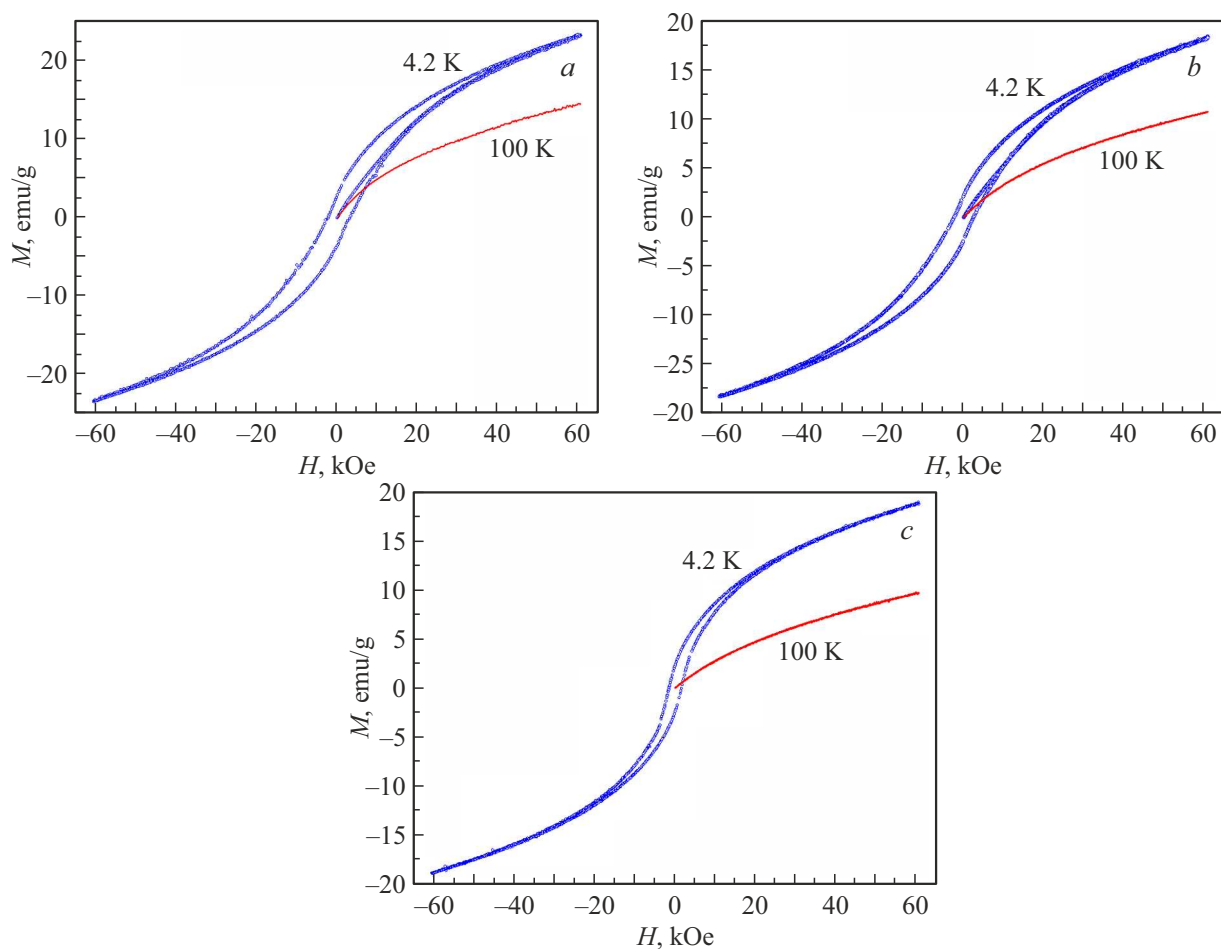


Рис. 3. Кривые намагничивания при 4.2 К и 100 К для трех различных порошков NiFe_2O_4 (a), $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{SDS}$ (b) и $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{PVA}$ (c).

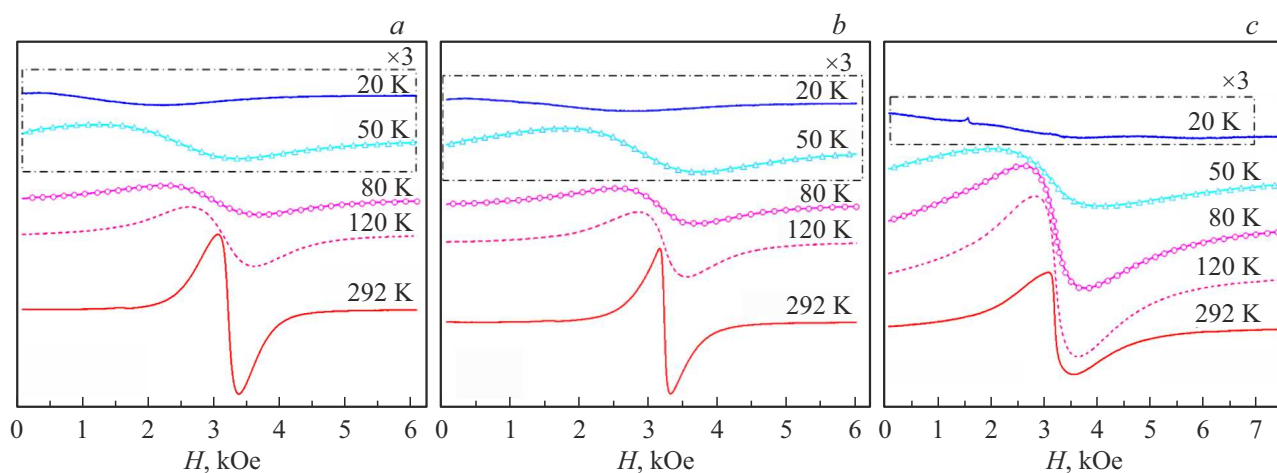


Рис. 4. Примеры экспериментальных спектров ФМР при различных температурах для трех различных порошков NiFe_2O_4 (a), $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{SDS}$ (b) и $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{PVA}$ (c).

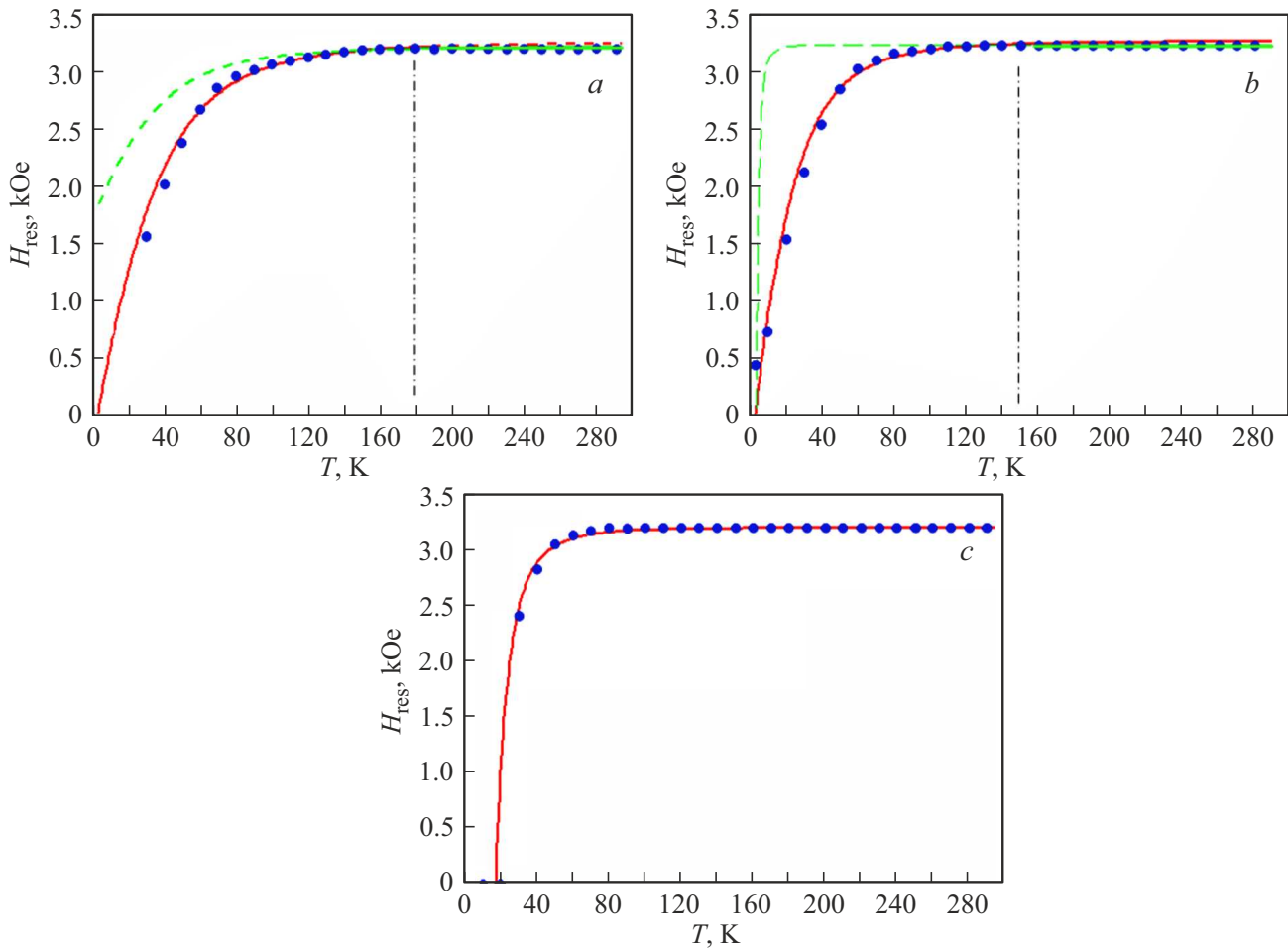


Рис. 5. Температурные зависимости экспериментальных значений резонансного поля H_{res} (точки) и расчетных кривых (пунктирная и сплошная линии) порошков NiFe_2O_4 (a), $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{SDS}$ (b) и $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{PVA}$ (c).

магнитной блокировки изучаемых порошков T_B , которая определяется соотношением Нееля–Брауна

$$T_B = KV / \ln(\tau_m / \tau_0) k_B, \quad (6)$$

где τ_m — характерное время экспериментальной методики, τ_0 — время релаксации частицы, величина которой находится в диапазоне $10^{-9} - 10^{-13}$ s, V — объем частицы. Значение τ_m для статических магнитных измерений варьируется от 10 до 100 s, для ФМР $\tau_m \sim 1/f$ и при используемой частоте составляет порядка 10^{-12} s. Поэтому между температурой блокировки, определяемой из ФМР, $T_B^{\text{ФМР}}$ и этим же параметром, определяемым из статических магнитных измерений, $T_B^{M(T)}$ должно выполняться соотношение $T_B^{\text{ФМР}} / T_B^{M(T)} \approx 4 - 5$. Поскольку $T_B^{M(T)}$ изучаемого порошка NiFe_2O_4 составляет около 40 K [8], то $T_B^{\text{ФМР}}$ должна принимать значения от 160 до 200 K. Согласно рис. 7, а $T_B^{\text{ФМР}}$ для NiFe_2O_4 составляет 200 K, таким образом, величины $T_B^{M(T)}$ и $T_B^{\text{ФМР}}$, оцененные из магнитных статических и динамических измерений, находятся в хорошем согласии. Значения $T_B^{\text{ФМР}}$ для изготовленных нами порошков $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{SDS}$

и $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{PVA}$ (рис. 7, b и c) равны 150 и 80 K, соответственно.

Для анализа температурных зависимостей резонансного поля $H_{res}(T)$, и ширины линии $\Delta H(T)$ изготовленных порошков воспользуемся результатами теоретических работ Райхера–Степанова [19–22], в которых рассмотрен ферромагнитный резонанс суперпарамагнитных порошков. Согласно цитируемым работам, в порошках хаотически ориентированных частиц ферромагнетиков и ферритов ширина линии поглощения оказывается немонотонной функцией температуры

$$\Delta H(T) = \Delta H_S(T) + \Delta H_U(T), \quad (7)$$

где $\Delta H_S(T)$ — вклад в уширение, обусловленный суперпарамагнетизмом наночастиц, $\Delta H_U(T)$ — вклад в уширение, обусловленный разбросом направлений полей анизотропии частиц (неоднородное уширение), который является определяющим при низких температурах. Температурная зависимость $\Delta H(T)$ с учетом того, что $\Delta H_S(T)$ и $\Delta H_U(T)$ являются функциями ланжевеновского параметра $\xi_0 = (\omega/\gamma) \cdot (MV/k_B T)$, может быть

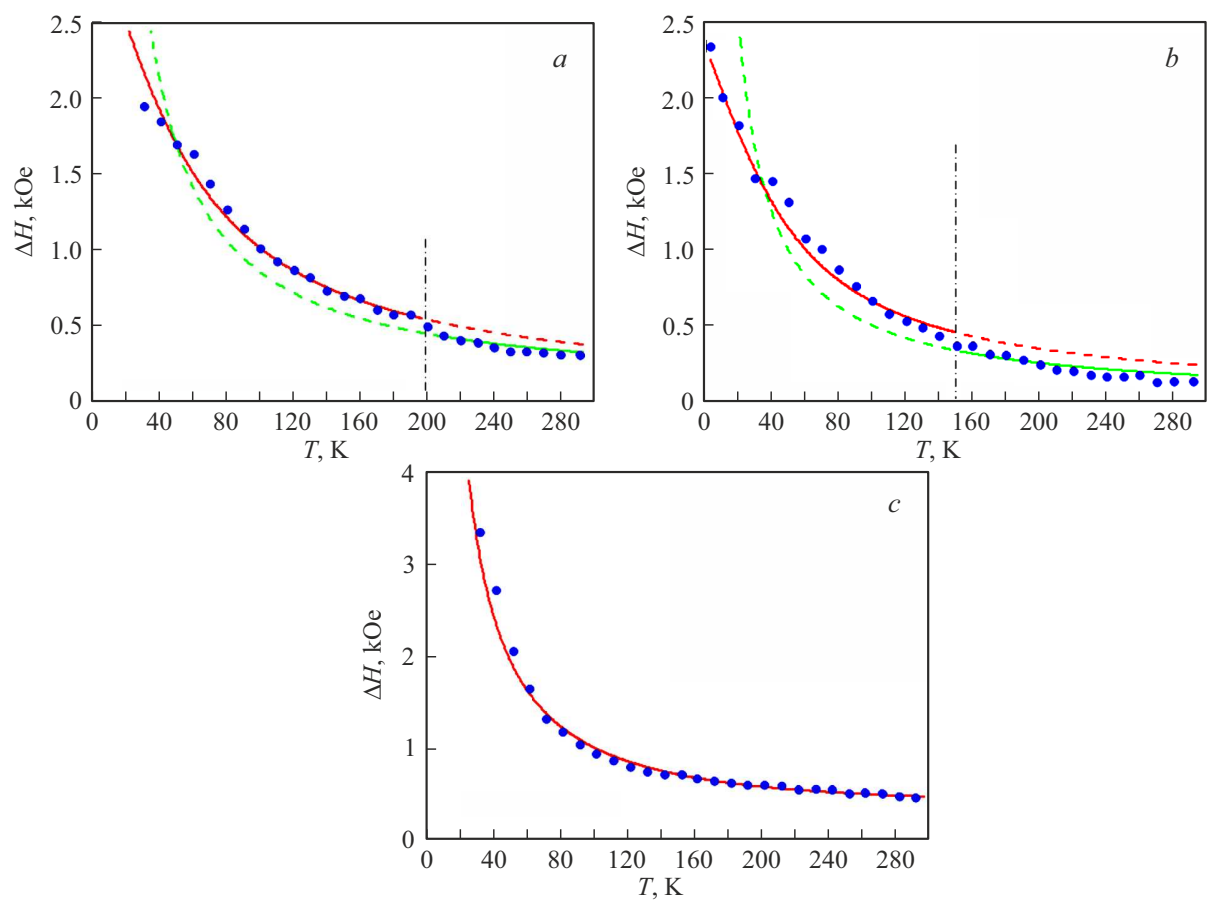


Рис. 6. Температурные зависимости экспериментальных значений ширины линии ΔH (точки) и расчетных кривых (пунктирная и сплошная линии) порошков NiFe_2O_4 (a), $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{SDS}$ (b) и $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{PVA}$ (c).

Параметры порошков, определенные из расчетных из расчетных кривых ФМР

Тип порошка, температурный диапазон		NiFe ₂ O ₄		NiFe ₂ O ₄ /SDS		NiFe ₂ O ₄ /PVA
		20 < T ≤ 180 K	180 ≤ T < 300 K	20 < T ≤ 150 K	150 ≤ T < 300 K	20 < T < 300 K
d, nm	из $H_{res}(T)$	10	4	8	4	5.5
	из $\Delta H(T)$	10	4	8	4	4
M, G	из $H_{res}(T)$	13	9	19	9	20
	из $\Delta H(T)$	13	9	22	8	18
$\langle K \rangle \cdot 10^5$, erg/cm ³	из $H_{res}(T)$	0.22		0.34		$\langle K \rangle = K = 2.1$
	из $\Delta H(T)$	0.14		0.21		
$K \cdot 10^5$, erg/cm ³	из $H_{res}(T)$		1.7		1.2	
	из $\Delta H(T)$		1.7		1.2	

представлена выражением

$$\Delta H(T) = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\omega}{\gamma} \frac{\alpha(\xi_0 - L_1)}{\xi_0 \cdot L_1} + 3 \frac{\omega}{\gamma} \frac{\varepsilon \cdot L_2}{L_1}, \tag{8}$$

где $L_1 = \coth \xi_0 - (1/\xi_0)$ и $L_2 = 1 - (3L_1/\xi_0)$ — функции Ланжевена, $\varepsilon = K\gamma/M\omega$, параметр затухания α принимался равным 0.01, $\gamma = 1.8 \cdot 10^7$ Hz/Oe [23].

Температурная зависимость резонансного поля $H_{res}(T)$, согласно [20], описывается следующим выражением

$$H_{res}(T) = \frac{\omega}{\gamma} \left[1 - 2\varepsilon_A \frac{(\xi_0 - 3L_1)^2}{\xi_0^3 \cdot L_1} \right], \tag{9}$$

где $\varepsilon_A = KV/k_B T$.

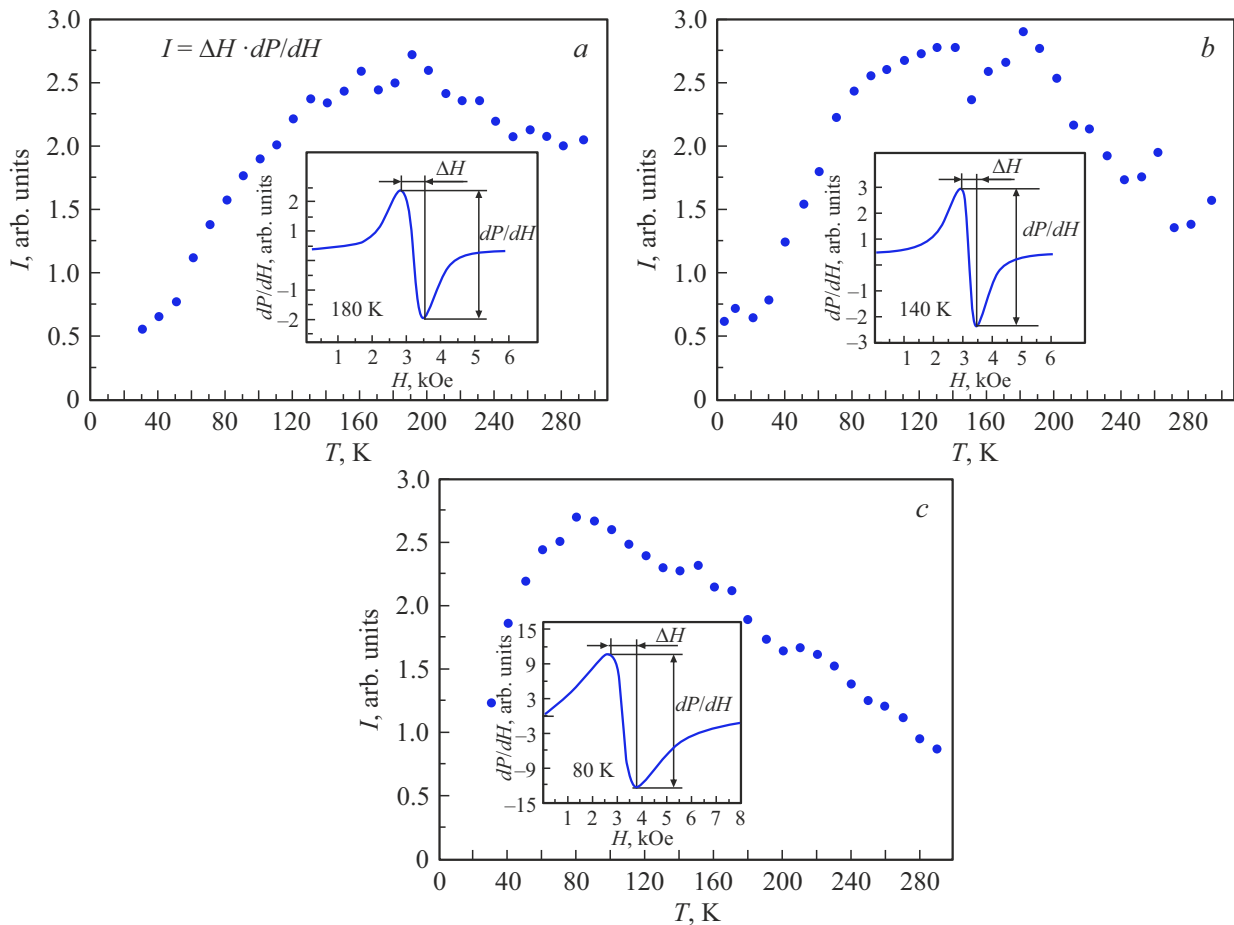


Рис. 7. Температурные зависимости экспериментальных значений интенсивности I порошков NiFe_2O_4 (a), $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{SDS}$ (b) и $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{PVA}$ (c).

С использованием выражений (8) и (9) были получены подгоночные кривые температурных зависимостей $H_{\text{res}}(T)$ и $\Delta H(T)$, представленные на рис. 5 и 6 пунктирными и сплошными линиями. Подгоночные параметры d , M , K расчетных кривых приведены в таблице. Для порошка $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{PVA}$ с минимальной температурой блокировки $T_B^{\text{FMR}} = 80$ K и отсутствием межчастичного взаимодействия подгоночные параметры $d = 4$ nm и $M = 18$ G согласуются с результатами микроскопических исследований и величиной намагниченности, оцененной по данным магнитных статических измерений, (см. рис. 1–3). Величина константы анизотропии $K \approx 2 \cdot 10^5$ erg/cm³, применяемая для построения подгоночной кривой, также имеет разумное значение и сопоставима с результатами работы [8]. Отметим, что как $H_{\text{res}}(T)$, так и $\Delta H(T)$ для порошка $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{PVA}$ описывается теоретической кривой, требующей только один набор параметров d , M , K во всем температурном диапазоне. Таким образом, изменение состояния с ферромагнитного на суперпарамагнитное при температуре блокировки, не проявило себя на подгоночных кривых $H_{\text{res}}(T)$ и $\Delta H(T)$ данного порошка.

Экспериментальные зависимости $H_{\text{res}}(T)$ и $\Delta H(T)$ порошков NiFe_2O_4 и $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{SDS}$ с межчастичным взаимодействием не удается подогнать, используя единственный набор параметров d , M , K . Области заблокированного и разблокированного состояний $T < T_B^{\text{FMR}}$ и $T > T_B^{\text{FMR}}$ характеризуются разным набором подгоночных параметров d , M , K (смотри таблицу). Причем переход через температуру блокировки T_B^{FMR} сопровождается уменьшением размера частицы d и увеличением константы анизотропии K .

Размер частицы $d = 4$ nm, используемый для подгоночной кривой порошков NiFe_2O_4 и $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{SDS}$ с межчастичным взаимодействием в разблокированном состоянии $T > T_B^{\text{FMR}}$, согласуется с результатами электронной микроскопии. Величина d в заблокированном состоянии в 2–3 раза превышает размер частиц порошков. Это связано с тем, что подгоночный параметр d при $T < T_B^{\text{FMR}}$ характеризует размер корреляционного магнитного блока L . Сопоставляя подгоночные параметры резонансных кривых порошка NiFe_2O_4 с максимальным межчастичным взаимодействием, можно определить число наночастиц, входящих в магнитный блок, $N = V_L/V$. Учитывая, что отношение объемов магнитного блока V_L и наночастицы V оценивается как куб отношения их

характерных размеров, при размере магнитного блока $d = L = 10$ nm и размере наночастицы $d = 4$ nm получаем $N = 15$ частиц.

Подгоночные значения константы магнитной анизотропии K порошка NiFe_2O_4 , полученные из зависимостей $H_{\text{res}}(T)$ и $\Delta H(T)$ для заблокированного состояния $T < T_B^{\text{FMR}}$, характеризуют константу анизотропии магнитного блока $\langle K \rangle$. Оценка ее величины (определяемая как среднее арифметическое) дает значение $\langle K \rangle \approx 0.23 \cdot 10^5$ erg/cm³. Проводя аналогичную процедуру для константы анизотропии частицы, можно записать $K = 1.6 \cdot 10^5$ erg/cm³. Их отношение $K/\langle K \rangle \approx 7$. Последнее не противоречит соотношению (4), которое устанавливает связь между константой анизотропии магнитного блока и константой анизотропии частицы.

Необходимо отметить, что изначально модель случайной анизотропии или ряби намагниченности была разработана для объяснения свойств аморфных и нанокристаллических сплавов. В этой модели длина магнитных корреляций или размер магнитного блока L и усредненная константа магнитной анизотропии этого блока связаны между собой соотношением: $A = \langle K \rangle L^2$. Используя полученные выше результаты $\langle K \rangle \approx 0.23 \cdot 10^5$ erg/cm³, $L = 10$ nm, можно оценить параметр A : $A = 230 \cdot 10^{-10}$ erg/cm. Используя (3), можно оценить параметр C , характеризующий интенсивность межчастичных магнитных взаимодействий между наночастицами. Полагая $M = 20$ G, магнитное поле $H = 3.3$ kOe при ФМР-измерениях на частоте 9.48 GHz, $d = 4$ nm получаем $C \approx 6 \cdot 10^4$ erg/cm³. Полученные значения A и C согласуются с результатами работы [8], в которой изучались полевые зависимости температуры блокировки $T_B(H)$ с помощью измерений $M(T)$ при ZFC и FC для порошков NiFe_2O_4 .

Заключение

Методом химического осаждения изготовлены порошки феррита никеля с размером наночастиц ~ 4 nm при разных типах покрытия: без покрытия наночастиц — порошки NiFe_2O_4 ; порошки наночастиц $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{SDS}$, покрытые додецилсульфатом Na (SDS); порошки наночастиц $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{PVA}$, покрытые поливиниловым спиртом (PVA). Разный тип покрытия обусловил разную интенсивность магнитного межчастичного взаимодействия. Исследованы температурные зависимости параметров кривой ферромагнитного резонанса (резонансное поле H_{res} , ширина линии ΔH и интенсивность I) для изготовленных порошков. Температурные зависимости интенсивности резонансного поглощения $I(T)$ позволили определить температуры блокировки T_B^{FMR} порошков, которые для NiFe_2O_4 , $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{SDS}$, $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{PVA}$ равны 200, 150 и 80 K, соответственно. Значения T_B^{FMR} отражают интенсивность магнитных межчастичных взаимодействий. Температурные зависимости резонансного поля $H_{\text{res}}(T)$ и ширины линии $\Delta H(T)$ анализировались в рамках теоретических работ Райхера—Степанова [19–22].

Оказалось, что расчетные кривые $H_{\text{res}}(T)$ и $\Delta H(T)$ порошков в области заблокированного ($T < T_B^{\text{FMR}}$) и разблокированного ($T > T_B^{\text{FMR}}$) состояний характеризуются различным набором подгоночных параметров d , $\langle K \rangle$, M (d — размер магнитного конгломерата, $\langle K \rangle$ — константа магнитной анизотропии магнитного конгломерата, M — намагниченность). Переход через температуру блокировки (при увеличении температуры от 20 K до комнатных значений) в порошках с магнитными межчастичными взаимодействиями сопровождается уменьшением размера магнитного конгломерата d с 10 до 4 nm и увеличением параметра $\langle K \rangle$ с $0.23 \cdot 10^5$ erg/cm³ до $1.6 \cdot 10^5$ erg/cm³. Наблюдаемые особенности отражают влияние магнитных межчастичных взаимодействий между наночастицами и согласуются с моделью случайной магнитной анизотропии, для которой константа анизотропии магнитного блока (конгломерата) $\langle K \rangle$ и константа анизотропии наночастицы K связаны соотношением $\langle K \rangle = K/N^{1/2}$, где N — число частиц в магнитном конгломерате.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Красноярскому региональному центру коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН за предоставленное оборудование для проведения измерений.

Финансирование работы

Исследование выполнено в рамках научной тематики Госзадания ФИЦ КНЦ СО РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] С.П. Губин, Ю.А. Кокшарев, Г.Б. Хомутов, Г.Ю. Юрков. Успехи химии, **74**, 539 (2005).
- [2] S.H. Bossmann, H. Wang, eds. Magnetic Nanomaterials: Applications in Catalysis and Life Sciences. Royal Society of Chemistry, Cambridge (2017).
- [3] G.F. Stiufiuc, R.I. Stiufiuc. Appl. Sci. **14**, 1623 (2024).
- [4] D. Lisjak, A. Mertelj. Prog. Mater. Sci. **95**, 286 (2018).
- [5] J.M. Vargas, W.C. Nunes, L.M. Socolovsky, M. Knobel, D. Zanchet. Phys. Rev. B **72**, 184428 (2005).
- [6] M. Knobel, W.C. Nunes, H. Winnischofer, T.C.R. Rocha, L.M. Socolovsky, C.L. Mayorga, D. Zanchet. J. Non-Cryst. Solids **353**, 743 (2007).
- [7] Y.V. Knyazev, D.A. Balaev, S.V. Stolyar, A.O. Shokhrina, D.A. Velikanov, A.I. Pankrats, A.M. Vorotynov, A.A. Krasikov, S.A. Skorobogatov, M.N. Volochaev, O.A. Bayukov, R.S. Iskhakov. J. Magn. Magn. Mater. **613**, 172675 (2025).
- [8] Д.А. Балаев, А.А. Красиков, Ю.В. Князев, С.В. Столяр, А.О. Шохрина, А.Д. Балаев, Р.С. Исхаков. Письма в ЖЭТФ **120**, 10, 785 (2024).

- [9] C. Binns, M.J. Maher, Q.A. Pankhurst, D. Kechrakos, K.N. Trohidou. Phys. Rev. B **66**, 184413 (2002).
- [10] A.A. Krasikov, Y.V. Knyazev, D.A. Balaev, D.A. Velikanov, S.V. Stolyar, Y.L. Mikhlin, R.N. Yaroslavl'tsev, R.S. Iskhakov. Phys. B Condens. Matter. **660**, 414901 (2023).
- [11] A.A. Красиков, Ю.В. Князев, Д.А. Балаев, С.В. Столяр, В.П. Ладыгина, А.Д. Балаев, Р.С. Исхаков. ЖЭТФ **164**, 6, 1026 (2023).
- [12] А.Г. Гуревич, Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. Наука, М. (1973). 591 с.
- [13] I. Benguettat-El Mokhtari, D.S. Schmool. Magnetochemistry **9**, 191 (2023).
- [14] А.Д. Балаев, Ю.В. Бояршинов, М.М. Карпенко, Б.П. Хрусталев. ПТЭ **3**, 167 (1985).
- [15] R. Berger, J.-C. Bissey, J. Kliava, H. Daubric, C. Estournès. J. Magn. Magn. Mater. **234**, 535 (2001).
- [16] N.E. Domracheva, A.V. Pyataev, R.A. Manapov, M.S. Gruzdev. ChemPhysChem. **12**, 3009 (2011).
- [17] И.Г. Важенина, С.В. Столяр, А.В. Тюменцева, М.Н. Волочаев, Р.С. Исхаков, С.В. Комогорцев, В.Ф. Пьянков, Е.Д. Николаева. ФТТ **65**, 6, 923 (2023).
- [18] M. Wencka, A. Jelen, M. Jagodič, V. Khare, C. Ruby, J. Dolinšek. J. Phys. D: Appl. Phys. **42**, 245301 (2009).
- [19] Ю.Л. Райхер, М.И. Шлиомис. ЖЭТФ **67**, 3, 1060 (1974).
- [20] Р.С. Гехт, В.А. Игнатченко, Ю.Л. Райхер, М.И. Шлиомис. ЖЭТФ **70**, 4, 1300 (1976).
- [21] Ю.Л. Райхер, В.И. Степанов. ЖЭТФ **102**, 4, 1409 (1992).
- [22] Y.L. Raikher, V.I. Stepanov. Phys. Rev. B **50**, 6250 (1994).
- [23] С.В. Столяр, О.А. Ли, Е.Д. Николаева, Н.М. Боев, А.М. Воротынов, Д.А. Великанов, Р.С. Исхаков, В.Ф. Пьянков, Ю.В. Князев, О.А. Баюков, А.О. Шохрина, М.С. Молокеев, А.Д. Васильев. ФТТ **65**, 1006 (2023).

Редактор Е.Ю. Флегонтова