

Магнитная анизотропия однодоменных частиц

© В.И. Петин

Институт проблем химической физики РАН,
142432 Черноголовка, Московская область, Россия
e-mail: petinov@icp.ac.ru

(Поступило в Редакцию 16 июля 2012 г. В окончательной редакции 6 февраля 2013 г.)

Теоретически проанализировано взаимодействие в однодоменных частицах одноосной и кубической магнитных анизотропий. Пока отношение $K_{1c}/K_{1u} < 5$ (K_{1c} и K_{1u} — первые константы кристаллографической и одноосной анизотропий) K_{1u} заметно влияет на коэрцитивную силу H_c и относительную остаточную намагниченность j_r ансамблей частиц. Если направление одноосной анизотропии совпадает с кристаллографическими осями $\langle 111 \rangle$ или $\langle 100 \rangle$, то зависимости H_c и j_r от отношения K_{1c}/K_{1u} имеют минимумы. Конкуренция между наведенной одноосной и кубической анизотропиями экспериментально обнаружена при изучении влияния температуры T на зависимости $H_c(T)$ и $j_r(T)$ однодоменных сферических частиц магнитных $3d$ -сплавов и оксида $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$. Во всех исследуемых однодоменных частицах на H_c и j_r влияние кристаллографической анизотропии проявляется при низких температурах, а в области $T > 250$ К определяющую роль играет одноосная анизотропия. Теоретически исследовано влияние второй константы K_2 на H_c и j_r ансамблей однодоменных частиц с одноосной и кубической анизотропиями. Показано, что величина K_2 может существенно изменять H_c ансамбля частиц, сохраняя величину j_r неизменной.

Введение

Наноразмерные ферромагнетики в зависимости от размера частиц могут быть основой как магнитомягких, так и магнитожестких материалов [1]. Когда размер магнитных образований $3d$ -металлов не превышает 1–2 нм, из них формируется рентгеноаморфный или нанокристаллический магнетик, у которых коэрцитивная сила H_c может быть меньше 0.1 Ое, а низкочастотная магнитная проницаемость в нулевом поле достигает 10^5 . При увеличении размера наночастиц до 10–30 нм, т.е. до критического размера однодоменности d_c , магнитные характеристики частиц изменяются коренным образом — их коэрцитивная сила H_c и относительная остаточная намагниченность j_r достигают максимального значения, соответствующего однодоменному состоянию данного магнетика. Такие частицы являются основой большинства магнитожестких материалов.

Разработка способов введения изолированных друг от друга магнитных наночастиц в немагнитные металлические [2] и полимерные [3] матрицы открыла возможность экспериментального изучения ансамблей невзаимодействующих друг с другом магнитных наночастиц и провести сравнение теоретических моделей, основанных в основном на рассмотрении идеализированных ансамблей однодоменных частиц. Отсутствие в образцах агломератов, маскирующих реальные свойства отдельных частиц [3,4], позволяет связать характеристики таких частиц со свойствами магнитомягких и магнитожестких материалов. Первое же исследование [3] невзаимодействующих друг с другом магнитных наночастиц, в частности однодоменных частиц $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, обнаружило ряд особенностей в свойствах наночастиц этого магнетика. Во-первых, несмотря на кубическую симметрию решетки, различие способов получения и формы частиц

$\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, их гистерезисные кривые намагничивания соответствовали магнитно-одноосным частицам. Во-вторых, экспериментальные значения H_c анизотропных наночастиц оказались существенно меньше (почти в 3 раза) теоретической величины H_c , оцененной по различию размагничивающих факторов вдоль и поперек частицы. При этом H_c сферических частиц, имеющих такую же кубическую решетку, отличались всего лишь на одну четверть от значения H_c анизотропных по форме частиц. Было предположено, что обнаруженные особенности связаны с наличием наведенной одноосной анизотропии в однодоменных сферических частицах $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и возникновением конкуренции между ней и кристаллографической магнитной анизотропией. Естественно, возник вопрос: присутствие двух типов анизотропий свойственно всем однодоменным ферромагнетикам или этим свойством обладают только однодоменные частицы $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$?

Целью настоящей работы является теоретический анализ гистерезиса намагничивания однодоменных частиц, у которых одновременно присутствует кристаллографическая и одноосная магнитные анизотропии. Особый интерес с теоретической точки зрения представляли однодоменные частицы сферической формы с кубической симметрией решетки и наведенной одноосной магнитной анизотропией в них. Важно было выяснить, каким образом конкуренции между этими двумя видами магнитных анизотропий могут повлиять на коэрцитивность ансамблей сферических однодоменных частиц? Для этого наряду с теоретическими расчетами было решено изучить экспериментально влияние температуры на коэрцитивность сферических частиц $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и частиц ряда $3d$ -магнитных сплавов, также имеющих кубическую симметрию решетки, с целью обнаружения в сферических однодоменных частицах наведенной одноосной ани-

зотропии и проявления конкуренции ее с кристаллографической магнитной анизотропией. В результате сравнения теоретических гистерезисных кривых ансамблей однодоменных частиц с экспериментальными, полученными при различных температурах, установлено, что во всех исследованных образцах температурно-зависимые параметры их коэрцитивности (H_c и j_r) демонстрируют различные проявления конкуренции этих двух типов магнитных анизотропий.

Теоретический анализ

Первые теоретические модели кривых намагничивания однодоменных частиц начали разрабатываться с середины прошлого века Неелем, Вольфартом и другими [5]. Новый подход в теоретическом описании гистерезисного намагничивания ансамбля однодоменных частиц был разработан позднее и опубликован в малоизвестной работе [6]. Он основан на вычислении проекции намагниченности на направление магнитного поля H в условиях, когда при изменении H движение магнитного момента частицы в пространстве углов совершается вдоль градиента ее магнитной энергии. Такой подход позволил однозначно выбирать в системе нескольких осей легкого намагничивания наиболее оптимальный путь углового движения магнитного момента однодоменной частицы при изменении магнитного поля. Ниже будут рассмотрены особенности гистерезисного намагничивания однодоменных сферических частиц, у которых имеется сложная магнитная анизотропия в форме взаимодействующих друг с другом кристаллографической и наведенной одноосной анизотропий. Кроме того, теоретически проанализировано как на коэрцитивность однодоменных частиц влияют не только первые K_1 , но и вторые K_2 константы в энергии магнитной анизотропии.

Наиболее вероятные типы магнитных анизотропий в однодоменных сферических частицах в принципе могут реализоваться в следующей форме:

а) одноосная анизотропия, когда частица имеет только одну ось легкого намагничивания, но в энергию анизотропии вносят вклад наряду с первой K_{1u} , также вторая K_{2u} константы магнитной анизотропии;

б) кубическая анизотропия, когда кристаллическая структура частицы соответствует кубической симметрии решетки, и в энергию анизотропии вносят вклад не только первая K_{1c} , но и вторая K_{2c} константы кристаллографической анизотропии;

с) смешанная анизотропия, когда наряду с кубической магнитной анизотропией K_{1c} в сферической частице проявляется одноосная анизотропия K_{1u} , обусловленная, например, механическими напряжениями из-за магнитострикции или другими причинами.

Возникновение смешанной анизотропии в магнитных сферических по форме частицах связано с самой природой однодоменного состояния. Так как однодоменная наночастица представляет собой монокристалл, то ниже

температуры Кюри вдоль одной из кристаллографических осей даже в нулевом поле возникает спонтанная намагниченность, соответствующая насыщению и соответственно благодаря магнитострикции появляются анизотропные напряжения, которые в дополнение к кристаллографической порождают одноосную магнитную анизотропию. Естественно, в коэрцитивность однодоменной частицы могут вносить вклад оба типа магнитных анизотропий, при этом между наведенной одноосной и кристаллографической анизотропиями возможна конкуренция.

Энергию однодоменной частицы, обладающей одним из перечисленных выше (а, б или с) видов магнитной анизотропии, можно записать в виде суммы магнитной энергии и энергии анизотропии [7], которые в безразмерной форме можно представить как

$$e_u = -h(\alpha_x\beta_x + \alpha_y\beta_y + \alpha_z\beta_z) - \frac{K_{1u}}{|K_{1u}|}\alpha_z^2 + \frac{K_{2u}}{|K_{1u}|}(1 - \alpha_z^2)^2, \quad (1)$$

$$e_c = -h(\alpha_x\beta_x + \alpha_y\beta_y + \alpha_z\beta_z) + \frac{K_{1c}}{|K_{1c}|}\{(\alpha_x\alpha_y)^2 + (\alpha_x\alpha_z)^2 + (\alpha_y\alpha_z)^2\} + \frac{K_{2c}}{|K_{1c}|}(\alpha_x\alpha_y\alpha_z)^2, \quad (2)$$

$$e_{c+u} = -h(\alpha_x\beta_x + \alpha_y\beta_y + \alpha_z\beta_z) - \frac{K_{1u}}{|K_{1u}|}(\alpha_x\lambda_x + \alpha_y\lambda_y + \alpha_z\lambda_z)^2 + \frac{K_{1c}}{|K_{1u}|}(\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_x^2\alpha_z^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2)^2. \quad (3)$$

Здесь $e_u = E_u/|K_{1u}|v$, $e_c = E_c/|K_{1c}|v$, $e_{c+u} = E_{c+u}/|K_{1u}|v$, $h = M_s H/|K_{1u}|$, E_u , E_c и E_{c+u} — энергия однодоменной частицы в магнитном поле плюс энергия магнитной анизотропии соответственно для одноосной (1), кубической (2) и смешанного (3) типов магнитных анизотропий, K_{1u} и K_{2u} , K_{1c} и K_{2c} — первая и вторая константы соответственно одноосной и кубической магнитных анизотропий, α_x , α_y , α_z — направляющие косинусы магнитного момента наночастицы ($m_s = M_s v$) относительно прямоугольной системы координат, жестко связанной с частицей, M_s — намагниченность насыщения материала наночастицы, v — ее объем, β_x , β_y , β_z и λ_x , λ_y , λ_z — направляющие косинусы магнитного поля H и направления одноосной анизотропии соответственно.

Энергии E_u , E_c и E_{c+u} своими локальными минимумами определяют равновесное положение вектора \mathbf{m}_s в поле H . Вычисление последовательных значений проекции η вектора \mathbf{m}_s на направление \mathbf{H} при изменении его величины позволяет в принципе описать весь процесс перемагничивания частицы. Однако у однодоменных частиц имеется несколько направлений легкого намагничивания: у одноосных — одно; у частиц с кубической решеткой, соответственно, три если она имеет ОЦК структуру, и четыре для решетки с ГЦК структурой. Столько

же локальных минимумов полной энергии возникает при движении магнитного момента в пространстве углов при изменении H и необходимо его контролировать так, чтобы это движение, точнее вращение, осуществлялось вдоль той оси легкого намагничивания, у которой угол с магнитным полем H минимален. Поэтому для ухода от многозначности вводится дополнительное условие: магнитный момент однодоменной частицы при изменении H должен перемещаться в пространстве углов только вдоль градиента полной энергии [6].

В прямоугольной системе координат XYZ , жестко связанной с частицей, направляющие косинусы α_x, α_y и α_z ее магнитного момента можно выразить через углы θ и φ , а направляющие косинусы $\beta_x, \beta_y, \beta_z$ магнитного поля H соответственно через углы γ и ψ (рис. 1):

$$\begin{aligned}\alpha_x &= \sin \theta \cos \varphi, & \beta_x &= \sin \psi \cos \gamma, \\ \alpha_y &= \sin \theta \sin \varphi, & \beta_y &= \sin \psi \sin \gamma, \\ \alpha_z &= \cos \theta, & \beta_z &= \cos \psi.\end{aligned}\quad (4)$$

Если допустить, что направление наведенной одноосной анизотропии совпадает с одним из кристаллографических направлений кубической решетки: $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ или $\langle 111 \rangle$, то процесс изменения намагниченности ансамбля однодоменных частиц вдоль изменяющего во времени поля H соответствует изменению проекции \mathbf{m}_s каждой частицы на направление H . Кроме того, необходимо принять следующие ограничения:

а) если $H = 0$, магнитный момент \mathbf{m}_s может находиться в одном из локальных минимумов энергии анизотропии, которых у частицы, как отмечалось выше, может быть несколько;

б) при стремлении магнитного поля к бесконечности ($H \rightarrow \pm H_\infty$) направление \mathbf{m}_s всегда совпадает с направлением внешнего поля H , т. е. $\theta = \psi, \varphi = \gamma$, а $\eta \equiv m_s$.

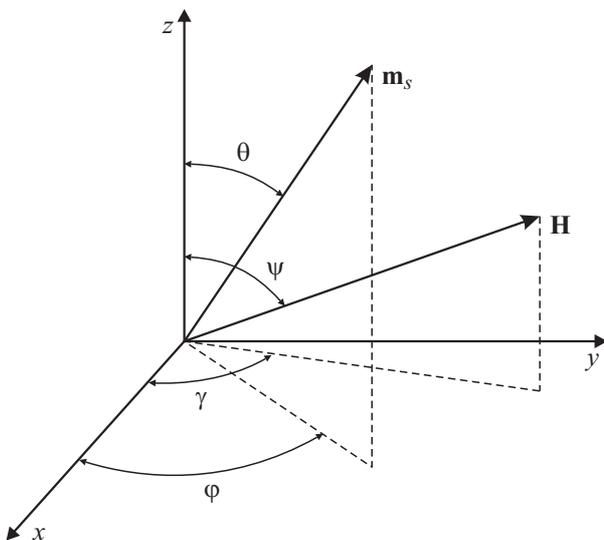


Рис. 1. Схематическое отображение направления магнитного момента частицы \mathbf{M} относительно магнитного поля \mathbf{H} в прямоугольной и сферической системах координат.

Исходное положение вектора \mathbf{m}_s в поле H пусть будет в произвольной точке №1 с координатными углами $\theta(H, \psi, \gamma)$ и $\varphi(H, \psi, \gamma)$. После приращения магнитного поля на малую величину δH определим полную энергию частицы в новом поле $H + \delta H$ в четырех точках пространства углов θ и φ вокруг точки №1. Допустим, что один из углов в этих точках изменился на небольшую величину $+\varepsilon$ или $-\varepsilon$:

$$\text{№ 1 } [\theta(H, \psi, \gamma), \quad \varphi(H, \psi, \gamma)];$$

$$\text{№ 2 } [\theta(H, \psi, \gamma) + \varepsilon, \quad \varphi(H, \psi, \gamma)];$$

$$\text{№ 3 } [\theta(H, \psi, \gamma) - \varepsilon, \quad \varphi(H, \psi, \gamma)];$$

$$\text{№ 4 } [\theta(H, \psi, \gamma), \quad \varphi(H, \psi, \gamma) + \varepsilon];$$

$$\text{№ 5 } [\theta(H, \psi, \gamma), \quad \varphi(H, \psi, \gamma) - \varepsilon].$$

Если энергия окажется минимальной в точке №1, то можно считать что в этой точке вектор \mathbf{m}_s находится в равновесии и его угловые координаты сохраняются неизменными. Если же энергия минимальна в какой-либо другой из остальных четырех точек, например №2 с углами $[\theta(H, \psi, \gamma) + \varepsilon, \varphi(H, \psi, \gamma)]$, то теперь эту точку выбираем в качестве центральной и сравниваем энергию следующих 4 точек в пространстве углов θ и φ , которые окружают эту новую исходную точку, сделав дополнительное приращение их углов θ и φ на величину $\pm\varepsilon$.

Эта операция повторяется до тех пор пока не будет найдено положение равновесия вектора намагниченности частицы, который имеет угловые координаты $\theta = \theta(H + \delta H, \psi, \gamma)$ и $\varphi = \varphi(H + \delta H, \psi, \gamma)$ в магнитном поле $H + \delta H$. Переход из одного равновесного положения вектора \mathbf{m}_s в другое в плоскости углов θ и φ схематично отображено на рис. 2. Используя полученную точку равновесия вектора \mathbf{m}_s в качестве исходной, можно искать новое равновесное положение вектора \mathbf{m}_s , но уже в новом поле $H + \delta H + \delta H$. Аналогичная процедура повторяется многократно пока проекция \mathbf{m}_s на направление H , обозначенная как $\eta(H, \psi, \gamma)$, не опишет траекторию движения при изменении магнитного поля от $+H_\infty$ до точки $-H_\infty$ и обратно (в расчетах было принято, что $H_\infty = 10H_c$, так как в таком магнитном поле экспериментально установленная намагниченность ансамбля однодоменных частиц всегда достигает насыщения). Очевидно, что $\eta(H, \psi, \gamma)$ ($= M_s v \cos(\mathbf{m}_s \wedge H)$) является производной магнитной энергии E по H , которая в безразмерной форме имеет одинаковый вид для всех трех уравнений (1)–(3):

$$\mu(h, \psi, \gamma) = \alpha_x \beta_x + \alpha_y \beta_y + \alpha_z \beta_z. \quad (5)$$

В конечном итоге численным расчетом зависимости $\mu(h)$ завершается описание гистерезиса намагничивания одиночной частицы вдоль магнитного поля H .

Реально в экспериментальных исследованиях используются ансамбли однодоменных частиц, направления

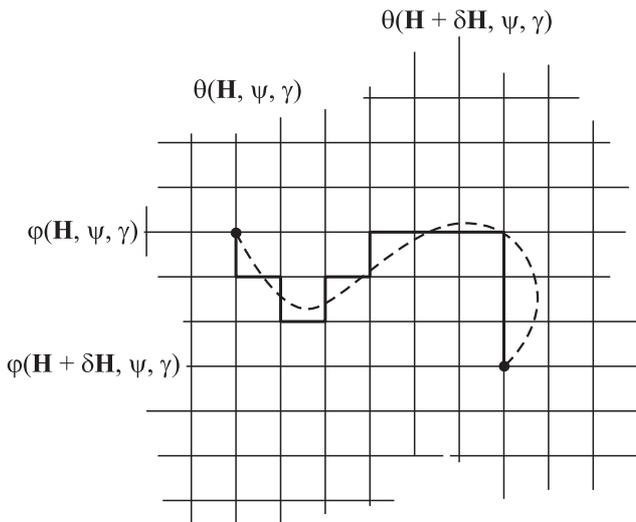


Рис. 2. Схематическое отображение в плоскости угловых координат θ и φ движения магнитного момента \mathbf{m}_s однодоменной частицы при изменении магнитного поля на величину δH из одного равновесного положения с координатами $\theta = \theta(H, \psi, \gamma)$ и $\varphi = \varphi(H, \psi, \gamma)$ в другое с координатами $\theta = \theta(H + \delta H, \psi, \gamma)$ и $\varphi = \varphi(H + \delta H, \psi, \gamma)$.

магнитных моментов \mathbf{m}_s , которых хаотически распределены в пространстве. Поэтому усредненная величина проекции магнитного момента всех частиц ансамбля $\langle \mu \rangle$ на направление магнитного поля выражается как

$$\langle \mu \rangle = \Sigma \mu_i(h, \psi, \gamma) / \Sigma_i. \quad (6)$$

Здесь Σ_i — число частиц в ансамбле, $\Sigma \mu_i(h, \psi, \gamma)$ — сумма проекций магнитных моментов μ_i на направление магнитного поля H .

Вышеописанная методика была использована для численного расчета гистерезисных кривых $\langle \mu(h) \rangle$ ансамблей невзаимодействующих друг с другом однодоменных частиц, имеющих одноосную или кубическую магнитные анизотропии, в энергии которых учитывался вклад не только первой, но и второй константы в энергии анизотропии. Эта же методика была использована для расчета петель гистерезиса ансамблей однодоменных частиц со сложной магнитной анизотропией, включающей два типа магнитных анизотропий: кубическую K_{1c} и одноосную K_{1u} . Во всех численных расчетах шаг h соответствовал 0.005, а углы ψ, γ, θ и φ изменялись с шагом, равным $\pi/180$.

Остановимся на некоторых наиболее важных результатах теоретических расчетов. Вначале отметим отсутствие гистерезиса у теоретических кривых намагничивания однодоменных частиц, имеющих одноосную анизотропию с константами $K_{1u} < 0, K_{2u} = 0$ или кубическую с константами $K_{1c} = 0, K_{2c} > 0$. При любых других значениях и знаках K гистерезис присутствует.

В табл. 1 и 2 представлены результаты теоретического исследования зависимости безразмерных параметров коэрцитивности (h_c и j_r) от отношения второй константы

анизотропии K_2 к первой K_1 . Безразмерная коэрцитивная сила h_c определяется как $h_c = H_c M_s / |K_{1u}|$ для одноосных частиц и $h_c = H_c M_s / |K_{1c}|$ для частиц с кубической анизотропией.

Для обоих типов анизотропий, как видно из табл. 1 и 2, относительная остаточная намагниченность j_r ансамблей однодоменных частиц не зависит от величины второй константы анизотропии K_2 . При этом у частиц с кубической анизотропией $j_r = 0.831$, когда $K_{1c} > 0$, и $j_r = 0.865$, когда $K_{1c} < 0$. Что касается одноосных частиц, то при увеличении отношения констант $|K_{2u}/K_{1u}|$ до 0.5 их коэрцитивная сила h_c возрастает почти на 30%. В то время как у ансамблей наночастиц с кубической анизотропией (табл. 2), когда $K_{1c} > 0$, коэрцитивная сила h_c изменяется всего лишь на несколько процентов, а у частиц с $K_{1c} < 0$ величина h_c возрастает более чем в 2.5 раза при изменении отношения $K_{2c}/|K_{1c}|$ от -1 до 1 . Когда у однодоменных частиц вклад вторых констант в энергию анизотропии отсутствует, т. е. $K_{2u} = 0$ и $K_{2c} = 0$, то, как следует из табл. 1 и 2, для ансамбля одноосных частиц имеем

$$H_c = 0.96 K_{1u} / M_s, \quad j_r = 0.5, \quad (7)$$

для частиц с кубической анизотропией с $K_{1c} > 0$

$$H_c = 0.65 K_{1c} / M_s, \quad j_r = 0.831 \quad (8)$$

и для ансамбля частиц с кубической анизотропией с $K_{1c} < 0$

$$H_c = 0.39 K_{1c} / M_s, \quad j_r = 0.865. \quad (9)$$

Соотношения (7) практически совпадают с известными соотношениями, которые были получены Стонером и Вольфартом [8], а соотношения (8) и (9) тоже идентичны

Таблица 1. Зависимости расчетных параметров коэрцитивности (h_c и j_r) от отношения второй константы одноосной анизотропии K_{2u} к первой K_{1u} . Коэрцитивная сила h_c определяется в виде $h_c = H_c M_s / K_{1u}$

K_{2u}/K_{1u}	0	0.1	0.3	0.5
h_c	0.96	1.02	1.14	1.29
j_r	0.5	0.5	0.5	0.5

Таблица 2. Зависимости расчетных параметров коэрцитивности (h_c и j_r) от отношения второй константы кристаллографической анизотропии K_{2c} к первой K_{1c} . Коэрцитивная сила h_c определяется в виде $h_c = H_c M_s / |K_{1c}|$

$K_{2c}/ K_{1c} $		-1	0	1
h_c	$K_{1c} > 0$	0.62	0.65	0.66
	$K_{1c} < 0$	0.53	0.39	0.23
j_r	$K_{1c} > 0$	0.831	0.831	0.831
	$K_{1c} < 0$	0.865	0.865	0.865

соотношениям для H_c и j_r , найденным Неелем [9] для кубической анизотропии при условии, что $K_{2u} = K_{2c} = 0$.

Соотношения Стонера–Вольфарта и Нееля были определены совершенно другим способом, отличающимся от используемого в настоящей работе. Такое совпадение позволяет считать, что методика расчета гистерезисных кривых, основанная на учете движения вектора намагничивания вдоль градиента энергии, корректна и хорошо отражает существо гистерезисного перемагничивания однодоменных частиц.

Этот же способ был использован для расчета гистерезисных кривых ансамблей сферических однодоменных частиц со смешанной анизотропией, когда наряду с кристаллографической кубической анизотропией в частице присутствует одноосная анизотропия. Теоретически были рассчитаны семейства гистерезисных кривых ансамблей однодоменных частиц, обладающих кристаллографической кубической и наведенной одноосной анизотропиями со следующими знаками констант у двух типов магнитных анизотропий:

- а) $K_{1u} > 0, K_{1c} < 0$; б) $K_{1u} > 0, K_{1c} > 0$;
 в) $K_{1u} < 0, K_{1c} < 0$; д) $K_{1u} < 0, K_{1c} > 0$.

При расчете гистерезисных кривых, естественно, было принято во внимание, что вклад одноосной магнитной анизотропии K_{1u} в коэрцитивность ансамблей однодоменных частиц зависит от направления одноосной анизотропии относительно кристаллографических осей $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$. С целью выявления характера взаимодействия двух типов анизотропий были вычислены зависимости параметров коэрцитивности (h_c и j_r) ансамбля однодоменных наночастиц со смешанной магнитной анизотропией от отношения первых констант кубической анизотропии K_{1c} к константе одноосной анизотропии K_{1u} . На рис. 3 в качестве примера представлены такие зависимости для направлений одноосной анизотропии, совпадающих с одной из кристаллографических осей $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ или $\langle 111 \rangle$. Эти зависимости соответствуют частицам, имеющим $K_{1u} > 0$ и $K_{1c} < 0$. Выбор знаков у такой пары констант (случай а) для приведенных на рис. 3 зависимостей сделан в связи с тем, что только у ансамблей однодоменных частиц с такой парой констант значения j_r могут быть равны 0.5 или меньше. Теоретически вычисленные гистерезисные кривые и зависимости h_c и j_r от отношения констант K_{1c} к K_{1u} для других пар, отличающихся по знаку констант (случаи б–д), детально проанализированы в работе [6], хотя маловероятно, что они смогут реализоваться на практике.

Как будет показано ниже, значение $j_r = 0.5$ или $j_r < 0.5$ всегда проявляется экспериментально у ансамблей однодоменных частиц. Из представленных на рис. 3 расчетных зависимостей h_c и j_r от отношения $|K_{1c}/K_{1u}|$ вытекает, что в области малых величин, когда $|K_{1c}/K_{1u}| < 0.2$, значение h_c равно 0.96, а $j_r = 0.5$. И одноосная анизотропия влияет на h_c и j_r до тех

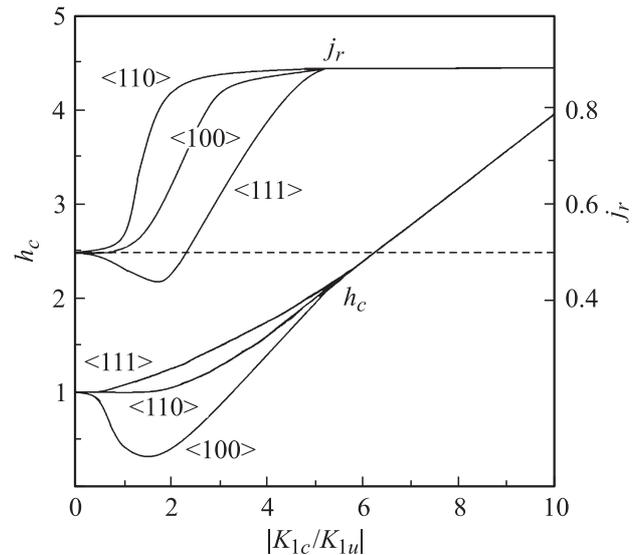


Рис. 3. Расчетные зависимости приведенной коэрцитивной силы h_c и относительной остаточной намагниченности j_r от отношения кристаллографической константы K_{1c} к константе наведенной одноосной анизотропии K_{1u} для ансамбля однодоменных сферических частиц с кубической решеткой, для случаев, когда наведенная одноосная анизотропия совпадает с одним из направлений кристаллографических осей $[100]$, $[110]$ или $[111]$ частицы.

пор, пока сохраняется условие $|K_{1c}/K_{1u}| < 5$. Когда отношение $|K_{1c}/K_{1u}|$ становится больше 5, то при любом направлении одноосной анизотропии относительно кристаллографических осей h_c изменяется по закону $h_c = 0.39|K_{1c}/K_{1u}|$, а $j_r = 0.865$. Это полностью совпадает с выражением (9), полученным для однодоменных частиц с кубической анизотропией, у которых первая константа кристаллографической анизотропии отрицательна.

Естественный интерес представляло сравнение расчетных гистерезисных кривых намагничивания с экспериментальными. Ниже будет показано, что они практически совпадают. Для получения экспериментальных гистерезисных кривых были использованы однодоменные сферические по форме наночастицы девяти 3d-ферромагнитных металлов и сплавов, а также три образца наночастиц $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, отличающиеся по своей форме.

Экспериментальные исследования

Способы получения оксидных наночастиц и образцов для магнитных исследований описаны в работе [3].

Наночастицы 3d-металлов и сплавов были получены аэрозольным способом Гена–Миллера [10], в котором с целью получения наночастиц сплавов с заданным отношением 3d-атомов испаряемая жидкая капля расплава непрерывно питалась несколькими проволоками соответствующего состава, каждая из которых подавалась к капле расплава с заранее заданной скоро-

стью. Это позволяло обеспечить стационарные условия испарения капли и получения наночастиц сплавов с заданным отношением $3d$ -атомов в них. Пары металлов из высокотемпературной зоны в холодную зону трубки выносились потоком гелия или аргона или их смесью. Размер наночастиц варьировался скоростью испарения навески металла, скоростью газового потока, омывающего испаряемую навеску, и отношением гелия к аргону в газовом потоке. Образовавшиеся наночастицы улавливались при прохождении газового потока, несущего наночастицы, сквозь столб слабо концентрированного раствора эпоксидной смолы. Структура и размер получаемых наночастиц определялись из анализа рентгеновских дебаеграмм и электронной микроскопией. Наночастицы сплавов имели ГЦК-решетку, сферическую форму и небольшой разброс по размерам, характерный для способа Гена–Миллера [10]. Следует подчеркнуть, что атомарный состав сплавов в объеме наночастиц не всегда может соответствовать расчетной концентрации, так как часть примесных атомов способна выходить из объема наночастиц и концентрироваться на их поверхности [11].

Образцы для магнитных исследований приготовлены в виде высоко гомогенизированной взвеси наночастиц в твердой эпоксидной матрице по способу, описанному в [3]. Они имели форму диска толщиной 1–1.2 мм и диаметром 10 мм. Объемная концентрация магнитных наночастиц в образцах была близка к 2%. Для разделения и стабилизации положения магнитных наночастиц во взвесьях в них добавлялось аналогичное процентное содержание наночастиц оксида алюминия, одинакового по размеру с магнитными наночастицами. Частицы оксида алюминия также были получены способом Гена–Миллера [3,10].

Магнитные характеристики наночастиц определялись из гистерезисных кривых намагничивания, которые регистрировались с помощью вибрационного магнитометра при изменении магнитного поля от -1 до $+1$ Т и температуры в основном от 10 до 300 К. Температура образцов регулировалась в большинстве исследований нагревом потока холодного газа, поступающего к образцу по трубке с вакуумной изоляцией из транспортного сосуда с жидким гелием или жидким азотом. Максимальная погрешность определения температуры ниже 77 К соответствовала ± 5 К, а в области температур 77–300 К она не превышала ± 2 К.

Коэрцитивная сила H_c и относительная остаточная намагниченность j_r определялись из гистерезисных кривых во всем интервале температур с погрешностью не более 5%.

Размеры однодоменности исследуемых ферромагнитных наночастиц определялись по максимуму зависимости H_c и J_r от среднеобъемного размера частиц d . Для этого вначале методом Гена–Миллера [10] были приготовлены 8–12 образцов, различающихся по размеру наночастиц, вблизи предполагаемой области однодоменности. Затем по методике, описанной в [3],

изготавливались соответствующие образцы и определялись их магнитные характеристики, в том числе H_c и J_r . Особую сложность вызвало установление размера однодоменности d_c сферических частиц γ -Fe₂O₃.

Ранее [3] уже отмечалось, что у образцов, содержащих сферические частицы этого магнетика со среднегеометрическим размером $d = 43$ нм и среднеобъемным $\langle d \rangle = 64$ нм, почти 25% частиц по массе оказались немагнитными. Когда же среднеобъемный размер частиц был увеличен до $\langle d \rangle = 95$ нм, то, как показали магнитные и рентгенофазовые исследования, в исследуемых образцах с таким среднеобъемным размером частиц присутствовало уже 78% немагнитной фазы оксида железа (α -Fe₂O₃). Такое падение доли магнитной фазы в частицах оксида железа с увеличением их размера, возможно, связано с тем, что магнитная фаза оксида железа, по-видимому, может существовать только при высокой концентрации дефектов или большом отношении поверхности к объему частиц, т.е. когда они могут находиться в однодоменном состоянии. Возможно, появление междоменной границы также стимулирует структурный переход γ -Fe₂O₃ \rightarrow α -Fe₂O₃.

В качестве косвенного подтверждения этого предположения может служить эффект понижения температуры фазового перехода $\gamma \rightarrow \alpha$ при возникновении прямых контактов между наночастицами γ -Fe₂O₃ [4]. В дополнение укажем на следующий хорошо известный факт, связанный с микроструктурой частиц γ -Fe₂O₃. Оказывается, у всех коммерческих порошков магнитного оксида железа, производимых различными фирмами, независимо от размера и степени анизотропии формы частиц γ -Fe₂O₃ рентгеновский размер кристаллитов у них обычно не превышает 40–60 нм. Поэтому в качестве критического размера однодоменности сферических частиц γ -Fe₂O₃ была принята величина $d_c = 65$ нм, когда максимальные значения H_c и j_r частиц соответствовали $H_c = 250$ Ое и $j_r = 0.43$.

В табл. 3 представлены экспериментально установленные магнитные параметры сферических по форме однодоменных частиц $3d$ -металлов, сплавов и оксида железа γ -Fe₂O₃, включая критический размер однодоменности d_c , удельную намагниченность σ_s , относительную остаточную намагниченность j_r и коэрцитивную силу H_c . Все данные, представленные в табл. 3, были получены при комнатной температуре ($T = 294$ К).

Как видно из табл. 3, несмотря на кубическую симметрию решетки и сферическую форму однодоменных частиц, относительная остаточная намагниченность j_r их ансамблей при комнатной температуре не превышает величины 0.5. Такое значение j_r характерно только для однодоменных наночастиц с одноосной магнитной анизотропией. Из анализа литературы, посвященной магнетизму однодоменных наночастиц, не удалось обнаружить ни одного экспериментального исследования однодоменных ферромагнитных частиц, у которого бы j_r при комнатной температуре превысила величину 0.5. Это позволяет предполагать, что все однодоменные

Таблица 3. Магнитные свойства однодоменных ферромагнитных частиц, $T = 294 \text{ K}$

Материал частиц	Критический размер d_0 , nm	Удельная намагниченность σ , emu/g	Относительная остаточная намагниченность J_r	Коэрцитивная сила H_c , Oe
Fe	21 ± 3	194	0.46	1210
Co	19 ± 3	167	0.47	1470
Ni	72 ± 5	65	0.43	320
Fe ₇₃ Co ₂₇	19 ± 3	189	0.47	1680
Fe ₅₀ Co ₅₀	23 ± 4	182	0.46	1630
Fe ₃₅ Co ₆₅	21 ± 3	176	0.48	1480
Fe ₂₇ Co ₅₀ Ni ₂₃	25 ± 5	150	0.47	1150
Fe ₂₅ Co ₄₇ Ni ₂₇ Cr ₁	30 ± 3	132	0.48	1020
Fe ₂₄ Co ₄₄ Ni ₃₀ Cr ₂	34 ± 3	102	0.45	870
Fe ₂₆ Co ₄₇ Ni ₂₂ Cr ₅	39 ± 4	84	0.43	350
Fe ₃₅ Ni ₆₅	30 ± 3	120	0.47	650
Fe ₁₅ Ni ₈₅	50 ± 5	81	0.46	450
γ -Fe ₂ O ₃ (сферич.)	65 ± 10	64	0.43	250

ферромагнитные частицы независимо от их химического состава, формы и симметрии кристаллической решетки, по крайней мере, при комнатной температуре и, по-видимому, при более высокой способны проявлять только одноосную магнитную анизотропию.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Известно, что если одноосная анизотропия однодоменных частиц возникает благодаря анизотропии их формы или анизотропных напряжений или из-за ориентации дефектов в решетке, то H_c таких частиц всегда пропорциональна их намагниченности насыщения M_s . У представленных в табл. 3 магнитных частиц в области температур ниже комнатной M_s практически не зависит от температуры. В то же время кристаллографическая компонента магнитной анизотропии у всех ферромагнетиков сильно изменяется в этой области температур. Поэтому температурные исследования H_c в принципе позволяют выделить вклады одноосной и кристаллографической долей сложной анизотропии однодоменных частиц, т.е. определить области температур, где ведущий вклад в H_c вносит одноосная магнитная анизотропия, а где кристаллографическая. Особый интерес с этой точки зрения представляют наночастицы γ -Fe₂O₃, у которых намагниченность насыщения ансамблей однодоменных частиц ниже 300 K практически не зависит от температуры [4] и на их одноосную анизотропию можно легко влиять формой частиц, сохраняя при этом неизменным кристаллографическую компоненту анизотропии.

На рис. 4 представлены экспериментальные зависимости $H_c(T)$ и $j_r(T)$ для ансамблей однодоменных сферических по форме наночастиц γ -Fe₂O₃ (зависимости 1 и 1' соответственно). Кроме того, для сравнения на этом же рисунке приведены аналогичные зависимости $H_c(T)$ и $j_r(T)$ для ансамблей изотропных по форме (зависимости 2 и 2') и игольчатых (зависимости 3 и 3')

наночастиц этого же магнетика. У игольчатых частиц отношение длинной оси к короткой соответствовало в среднем 8, а у изотропных оно не превышало 2.

Все экспериментальные зависимости $H_c(T)$ (кривые 1–3) и $j_r(T)$ (кривые 1'–3') начинают проявлять заметный рост только при падении температуры ниже 200 K. Наиболее разумное объяснение наблюдаемому росту H_c и j_r в этой области температур может быть связано с вкладом в H_c кристаллографической анизотропии. Это наиболее ярко проявляется у сферических частиц γ -Fe₂O₃. Если при комнатной температуре экспериментальная гистерезисная кривая перемагничивания этих частиц по своему характеру соответствует теоретически рассчитанной кривой намагничивания од-

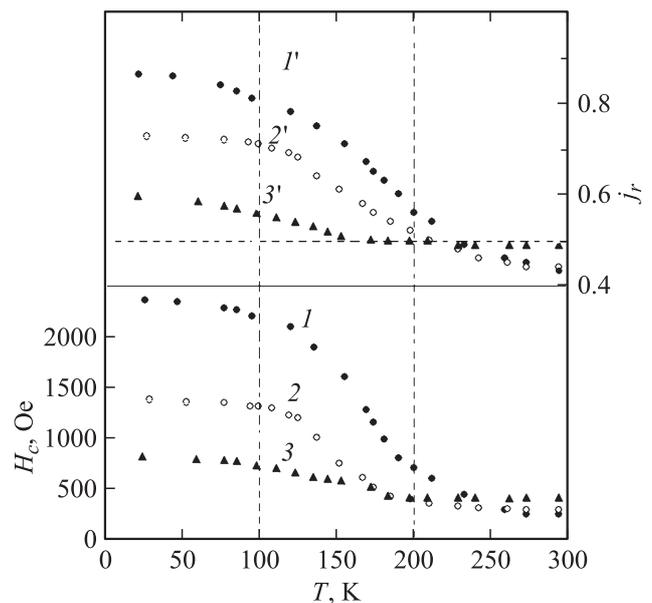


Рис. 4. Экспериментальные зависимости H_c (1–3) и j_r (1'–3') от температуры T для сферических (1, 1'), изотропных (2, 2') и анизотропных по форме (3, 3') частиц γ -Fe₂O₃.

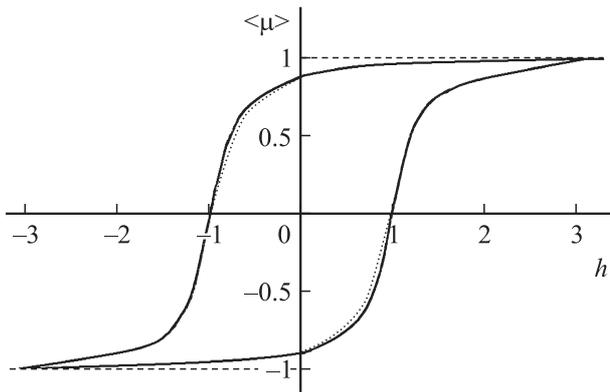


Рис. 5. Гистерезисные кривые намагничивания ансамбля однодоменных частиц. Сплошная линия — теоретически рассчитанная гистерезисная кривая намагничивания ансамбля однодоменных частиц с кубической магнитной анизотропией ($K_{1c} < 0$). Штриховая линия — экспериментальная гистерезисная кривая намагничивания ансамбля сферических однодоменных частиц $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ при $T = 10\text{ K}$.

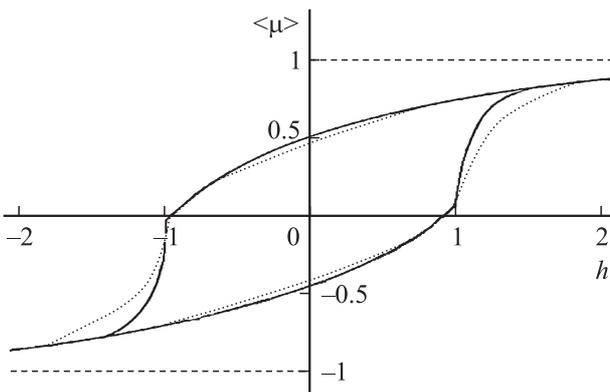


Рис. 6. Гистерезисные кривые намагничивания ансамбля одноосных частиц. Сплошная линия — теоретически рассчитанный гистерезис однодоменных частиц с $K_{1u} > 0$; штриховая линия — экспериментальный гистерезис намагничивания сферических однодоменных частиц $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ при $T = 294\text{ K}$.

ноосных наночастиц, то при понижении температуры она постепенно преобразуется в гистерезисную кривую, характерную для наночастиц с кубической магнитной анизотропией. При этом благодаря более сильной температурной зависимости кристаллографической анизотропии экспериментальные значения H_c сферических частиц при понижении температуры от 294 до 10 К возрастают от 250 до 2400 Ое, а j_r изменяется от 0.43 до 0.87. Такое экспериментальное значение j_r в области низких температур хорошо согласуется с теоретической величиной $j_r = 0.865$ (см. соотношения (9)), которая характерна для однодоменных частиц с $K_{1c} < 0$. На рис. 5 и 6 в качестве примера приведены расчетные кривые намагничивания (сплошная линия) и для сравнения на них наложены экспериментальные гистерезисные кривые (штриховая линия) соответствующие

ансамблям сферических частиц $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ при температуре 10 К (рис. 5) и комнатной температуре (рис. 6). Можно считать, что совпадение теории с экспериментом является практически идеальным. Небольшое расхождение экспериментального гистерезиса при 294 К от теоретического, возможно, обусловлено присутствием в образце доли частиц, у которых направление наведенной одноосной анизотропии не совпадает с кристаллографической осью, вдоль которой направлена одноосная анизотропия у основной массы частиц.

Так как для частиц $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ между H_c и K_{1c} справедливо соотношение (9) и при низких температурах $M_s \approx 370\text{ emu}$, то можно оценить величины $|K_{1c}|$ однодоменных сферических частиц $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ при 10 К: $|K_{1c}| \approx 2.3 \cdot 10^6\text{ erg/cm}^3$. С другой стороны, не трудно определить и величину наведенной одноосной анизотропии K_{1u} в области комнатных температур, используя для ансамбля однодоменных магнитно-одноосных частиц формулу (7) и принимая во внимание значения $H_c = 250\text{ Oe}$ и $M_s \approx 350\text{ emu}$. В итоге получаем, что константа наведенной одноосной анизотропии в сферических частицах $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ при комнатных температурах соответствует $K_{1u} \approx 9 \cdot 10^4\text{ erg/cm}^3$.

Следует отметить, что экспериментальные зависимости $H_c(T)$ и $j_r(T)$ изотропных и игольчатых частиц $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ (рис. 4, зависимости 2, 3 и 2', 3') изменяются при понижении температуры значительно слабее, чем аналогичные зависимости для сферических по форме наночастиц (рис. 4, зависимости 1 и 1'). Можно предположить, что это обусловлено, во-первых, малой величиной отношения констант анизотропии $|K_{1c}/K_{1u}|$ из-за большого значения $|K_{1u}|$, вызванного анизотропией формы частиц. Во-вторых, в ансамблях анизотропных частиц, возможно, присутствует заметная доля частиц, у которых направление одноосной анизотропии совпадает с кристаллографической осью $\langle 100 \rangle$. Как следует из представленных на рис. 3 теоретических зависимостей h_c от отношения $|K_{1c}/K_{1u}|$ при совпадении направления наведенной одноосной анизотропии с осью $\langle 100 \rangle$, коэрцитивная сила с ростом K_{1c} вначале падает и имеет минимум при отношении констант $|K_{1c}/K_{1u}| \sim 2$. Вероятно, по этой же причине экспериментальные значения H_c анизотропных частиц значительно меньше, чем предсказывает теория [3].

Так как отношение констант анизотропий у анизотропных частиц $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ зависит от температуры и растет при ее понижении из-за различия температурного хода зависимостей K_{1c} и K_{1u} , то увеличение $|K_{1c}/K_{1u}|$ от 0 до 1.75 сопровождается уменьшением H_c таких частиц почти в 2.5 раза, а j_r изменяется незначительно. Это позволяет объяснить хотя бы качественно расхождение между экспериментальными значениями H_c анизотропных частиц и вычисленными на основе различия их размагничивающих факторов вдоль и поперек частицы.

Обратим внимание на то, что, как следует из табл. 3, практически у всех сферических однодоменных частиц исследованных ферромагнетиков эксперименталь-

ные значения j_r заметно меньше теоретически установленного для одноосных частиц величин $j_r = 0.5$. Не вызывает сомнения, что это является следствием конкуренции наведенной одноосной магнитной анизотропии в однодоменных сферических частицах ферромагнетиков с кристаллографической кубической магнитной анизотропией. Например, как известно [12,13], у основной доли игольчатых частиц γ -Fe₂O₃ длинная ось совпадает с кубической кристаллографической осью $\langle 111 \rangle$, хотя есть и заметная доля частиц, у которых направление длинной оси совпадает с кристаллографической осью $\langle 110 \rangle$ и поэтому в соответствии с теоретическими зависимостями, приведенными на рис. 3, у ансамблей таких частиц значения j_r могут быть меньше 0.5. Здесь уместно отметить, что у всех экспериментальных зависимостей $H_c(T)$ и $j_r(T)$, приведенных на рис. 4 для сферических и анизотропных частиц γ -Fe₂O₃, отсутствуют минимумы, и это позволяет считать, что у заметной доли частиц при комнатной температуре константа кристаллографической анизотропии превосходит константу наведенной одноосной анизотропии, если последняя совпадает с кристаллографической осью $\langle 111 \rangle$. При этом легко показать, что при таком расположении направлений анизотропии даже при 294 К удовлетворяется условие $K_{1c}/K_{1u} > 2$.

Если рассмотреть изменение влияния на $H_c(T)$ и $j_r(T)$ наведенной одноосной анизотропии при росте кубической анизотропии, то нужно принять во внимание, что благодаря взаимодействию кристаллографической и наведенной вдоль оси $\langle 111 \rangle$ одноосной анизотропии, значения j_r могут уменьшиться от 0.5 до 0.42 при увеличении константы кристаллографической анизотропии $|K_{1c}|$ от 0 до $1.5K_{1u}$. Значение j_r при этом имеет минимальное значение. Дальнейшее увеличение $|K_{1c}|$ приводит к резкому росту j_r и при достижении отношения $|K_{1c}| \approx 5|K_{1u}|$ величина j_r достигает своего теоретического предела, $j_r = 0.865$, характерного для однодоменных частиц с отрицательной константой кубической магнитной анизотропии ($K_{1c} < 0$).

Из анализа табл. 3 вытекает, что практически у всех исследуемых в настоящей работе ансамблей однодоменных частиц ферромагнетиков, у которых $K_{1c} < 0$ и $K_{1u} > 0$, всегда имеется определенная доля частиц, направление одноосной анизотропии которых совпадает с кристаллографической осью $\langle 111 \rangle$. Известно, что у некоторых анизотропных частиц γ -Fe₂O₃ реализуется ситуация, когда кристаллографическое направление $\langle 111 \rangle$ совпадает с длинной осью только у доли частиц [12], но удается получать образцы однодоменных частиц γ -Fe₂O₃, у которых кристаллографическая ось $\langle 111 \rangle$ у всех частиц ансамбля совпадает с направлением их длинной оси [13].

Особый характер зависимостей $H_c(T)$ проявляют также исследованные ансамбли однодоменных частиц практически всех сплавов, у которых зависимости $H_c(T)$ демонстрируют вначале слабый рост H_c от T и затем выходят на насыщение при температурах ниже 100 К.

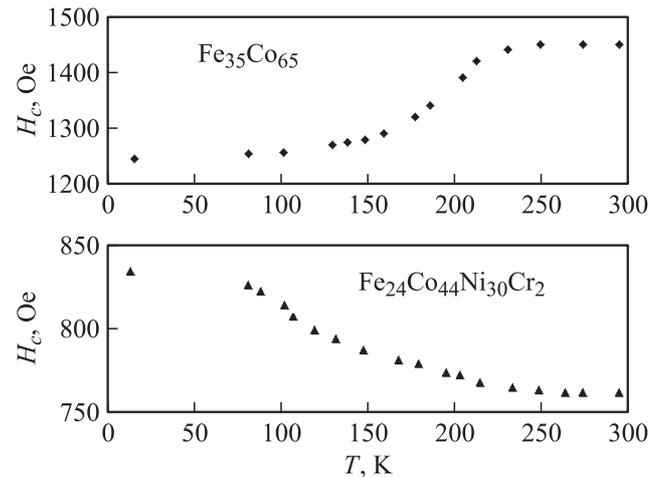


Рис. 7. Экспериментальные зависимости H_c от T ансамблей сферических однодоменных частиц сплавов Fe₃₅Co₆₅ и Fe₂₄Co₄₄Ni₃₀Cr₂.

В качестве примера таких зависимостей на рис. 7 приведена экспериментальная зависимость $H_c(T)$ для сферических однодоменных частиц сплава Fe₂₄Co₄₄Ni₃₀Cr₂.

Исключение из общего правила показали однодоменные частицы сплава Fe₃₅Co₆₅, у которых несмотря на кубическую симметрию кристаллической решетки и сферическую форму частиц, зависимость $H_c(T)$ серьезно отличается от аналогичных зависимостей для похожих по структуре и форме частиц других сплавов. Как видно из рис. 7, в области от 300 до 250 К значения H_c практически не зависят от температуры. Но начиная с $T = 225$ К коэрцитивная сила частиц Fe₃₅Co₆₅ начинает заметно падать вплоть до 150 К. Ниже этой температуры зависимость $H_c(T)$ этих частиц выходит на плато и перестает зависеть от T . Следует отметить, что изменения $H_c(T)$ у всех однодоменных частиц исследованных сплавов не превышали 15% при изменении температур от комнатных до гелиевых.

Зависимости $j_r(T)$ для всех исследованных сплавов при понижении температуры изменяются слабо: вначале плавно растут и затем ниже 150 К с точностью до погрешности измерения сохраняют неизменное значение, близкое к 0.5.

Для сравнения отметим: у однодоменных частиц γ -Fe₂O₃ также сферических по форме в этом же интервале температур H_c возрастает почти в 10 раз, а j_r увеличивается от 0.5 до 0.87.

Чтобы объяснить экспериментальные результаты исследований однодоменных сферических частиц сплавов, имеющих кубическую кристаллическую решетку, сопоставим их с теоретическими зависимостями h_c и j_r от отношения K_{1c}/K_{1u} констант кристаллографической и наведенной одноосной анизотропий $|K_{1u}|$, представленных на рис. 3. Вначале отметим, что экспериментально обнаружено, что у всех ансамблей однодоменных частиц значения $j_r < 0.5$ (табл. 3). Это, возможно, связано с

тем, что в образцах имеется значительная доля однодоменных частиц, у которых направление одноосной анизотропии совпадает с кристаллографической осью $\langle 111 \rangle$. В то же время наведенная одноосная анизотропия у заметной доли частиц сплава $\text{Fe}_{35}\text{Co}_{65}$, наоборот, возникает, по-видимому, вдоль кристаллографической оси $\langle 100 \rangle$. Так как ни у одной из экспериментальных зависимостей K_{1c}/K_{1u} не проявился минимум, то можно полагать, что для однодоменных частиц исследуемых сплавов отношение $K_{1c}/K_{1u} < 1$ во всем интервале температур от 294 до 4 К. Иная ситуация у однодоменных частиц $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, у которых наведенная одноосная анизотропия не была значительной и поэтому отношение K_{1c}/K_{1u} , наоборот, становилось больше 2. Поэтому при понижении температуры зависимости $H_c(T)$ и $j_r(T)$ имели возрастающий характер.

В целом можно полагать, что в любом ансамбле однодоменных частиц, имеющих сферическую форму и кубическую кристаллическую структуру, присутствуют различные доли частиц, отличающиеся направлением наведенной магнитно-одноосной анизотропии относительно кристаллографических осей частиц. Возможно, что при возникновении спонтанной намагниченности вдоль одной из кристаллографических осей наночастицы инициирующую роль в выборе направления играет земное магнитное поле.

Заключение

Выделим основные результаты теоретического и экспериментального исследования, проведенного в настоящей работе.

Теоретически проанализированы особенности гистерезисного намагничивания однодоменных сферических частиц с учетом первой и второй констант одноосной и кристаллографической магнитной анизотропий, а также частиц, обладающих двумя типами магнитных анизотропий: кубической и наведенной одноосной.

Рассчитаны гистерезисные кривые однодоменных частиц и по результатам их анализа обнаружено отсутствие влияния вторых констант анизотропии на величину j_r как одноосных, так и частиц с кристаллографической анизотропией. У одноосных частиц при росте отношения $|K_{2u}/K_{1u}|$ до 0.5 коэрцитивная сила возрастает на треть, а у частиц с кубической анизотропией частиц с $K_{1c} > 0$ она практически не зависит от отношения $K_{2c}/|K_{1c}|$, в то время как для $K_{1c} < 0$ коэрцитивная сила H_c возрастает почти в 2.5 раза.

Рассчитаны гистерезисные кривые намагничивания сферических частиц со смешанной анизотропией, включающей кристаллографическую и наведенную одноосную анизотропию. При определенных направлениях одноосной анизотропии относительно кристаллографических осей теоретически предсказано наличие в зависимостях H_c и j_r от отношения констант $K_{1c}/|K_{1u}|$ появления минимума в некоторых областях значений $K_{1c}/|K_{1u}|$.

Сравнение теоретических и экспериментальных результатов исследований подтвердило наличие одноосной анизотропии в однодоменных сферических частицах 3d-ферромагнетиков, имеющих кубическую решетку, и обнаружило проявление конфликта между кристаллографической и наведенной одноосной анизотропиями особенно в области низких температур.

Автор признателен А.Н. Костыгову, С.К. Курносову, С.Е. Лонгвагену, О.Р. Любашевскому, И.Г. Науменко, А.Е. Петрову, П.Е. Чижову за помощь в получении однодоменных частиц и полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] *Lui L.P., Fullerton E., Gutflesch O., Selinger D.* // *Nanoscal. Magn. Mater. Applicat.* Berlin: Springer, 2009.
- [2] *Tamion A., Raufast C., Hillenkamp M., Bonet E., Jounanguy J., Canut B., Bernstein E., Boisron O., Wernsdorfer W., Dupuis V.* // *Phys. Rev.* 2010. Vol. B81. P. 144 403–144 414.
- [3] *Кулаков А.Б., Лаврентьев И.П., Петин В.И.* // *ЖТФ.* 2011. Т. 81. Вып. 2. С. 82–87.
- [4] *Петин В.И.* // *ЖТФ.* 2012. Т. 82. Вып. 2. С. 147–149.
- [5] *Morish A.N.* // *Morfology and Physical Properties of Gamma Iron Oxide.* Vol. 2. of *Crystals* / Ed. by H.C. Freyhardt. Berlin: Springer-Verlag, 1980.
- [6] *Петин В.И., Костыгов А.Н., Шкодинская Г.Ф.* // Теоретические кривые намагничивания ансамблей однодоменных частиц с одноосной, кубической и смешанной анизотропиями. Черноголовка, отделение ИХФ РАН. Деп. ВИНТИ № 369-76. Деп. С. 1–43.
- [7] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* // *Электродинамика сплошных сред.* М.: Наука, 1982. Гл. 5.
- [8] *Stoner E.C., Wohlfarth E.P.* // *Nature.* 1947. Vol. 160. P. 650–631; *Trans. Phyl. Roy. Sos. A.* 1948. Vol. 240. P. 599–642.
- [9] *Neel L.* // *Compt. Rend. Acad. Sci.* 1947. Vol. 224. P. 1550–1551.
- [10] *Ген М.Я., Миллер А.В.* // *Поверхность.* 1983. Т. 2. С. 150–158.
- [11] *Петин В.И.* // *ЖФХ.* 2011. Т. 85. № 10. С. 1–3.
- [12] *Кульницкий Б.Я., Петин В.И.* // *Кристаллография.* 1994. Т. 79. № 1. С. 147–149.
- [13] *Morales M.P., Pecharroman C., Gonsales Carren T., Serna C.J.* // *J. Sol. St. Chem.* 1994. Vol. 108. N 1. P. 158–163.