

05,01

## Увеличение коэрцитивной силы ансамбля микрочастиц (DyPr)–(CoFe)–В при их диспергировании в полимерной матрице

© Е.Н. Каблов<sup>1</sup>, О.Г. Оспенникова<sup>1</sup>, Д.Е. Каблов<sup>1</sup>, В.П. Пискорский<sup>1</sup>, Д.В. Королёв<sup>1</sup>, С.А. Курочкин<sup>2</sup>, Е.И. Куницына<sup>2</sup>, А.Д. Таланцев<sup>2</sup>, Р.Б. Моргунов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Всероссийский институт авиационных материалов, Москва, Россия

<sup>2</sup> Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия

E-mail: morgunov2005@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 1 октября 2015 г.)

В ансамблях микрочастиц отожженного ферритмагнитного сплава (DyPr)-(CoFe)-В в свободном состоянии и закрепленных в полимере коэрцитивная сила различается более, чем на порядок величины. Обсуждаются вклады закрепления ориентации магнитных осей частиц и дипольного магнитного взаимодействия между частицами в коэрцитивную силу и поле насыщения намагниченности ансамбля. В ансамблях неотожженных микрочастиц влияние их закрепления и диспергирования в полимере значительно слабее.

А.Д.Т. поддержан грантом Президента РФ № СП-934.2015.5.

### 1. Введение

Сплавы RE–TM–В (RE — редкоземельный металл, TM — переходный металл) широко известны в качестве основы сверхсильных постоянных магнитов [1]. Изменение стехиометрии таких сплавов позволяет варьировать их магнитные параметры в широком диапазоне [2]. Этим обусловлено необычайно широкое применение магнитных материалов на основе сплавов RE–TM–В практически во всех областях промышленного производства, от считывающих головок магнитных жестких дисков и магниторезистивной памяти до постоянных магнитов для электростанций и электромоторов [1,3,4]. Столь широкий диапазон применения магнитов на основе сплавов RE–TM–В требует хорошо отработанной методики аттестации таких сплавов. Например, для исследований методами Мессбауэровской спектроскопии образец сплава должен быть подготовлен в виде ансамбля диспергированных микрочастиц. Для определения параметров магнитной анизотропии и осей легкого и трудного намагничивания образец должен представлять собой монокристалл. Так возникает задача определения и сравнения магнитных свойств конечного продукта, сопутствующих и предшествующих компонент сплава (кристалла, ансамблей и отдельных микрочастиц, спеченных образцов и т.д.). Для решения этой задачи необходимо корректно учитывать влияние способа подготовки образца на его магнитные характеристики. Так, для сравнения результатов магнитных измерений на кристаллическом образце и результатов Мессбауэровской спектроскопии на порошковом образце необходимо принимать во внимание сразу несколько факторов: образование дополнительных магнитных фаз на поверхности гранул порошкового образца, вращение частиц образца

вслед за направлением магнитного поля, а также диполь-дипольное взаимодействие между частицами порошка.

В настоящей работе рассмотрено два типа микрочастиц, одинаковых по номинальному атомному составу, но отличающихся по количеству и доле входящих в них магнитных фаз, а также исследовано влияние механического закрепления микрочастиц в полимере на магнитные свойства их ансамбля.

### 2. Методика

Микрочастицы  $(Pr_{0.54}Dy_{0.46})_{13.86}(Fe_{0.65}Co_{0.35})_{79.18}B_{6.96}$  были получены методом газораспыления, описанным в [5]. Сплавы были выплавлены в вакуумной индукционной печи. Микрочастицы получали путем распыления расплава в инертной атмосфере аргона. Впоследствии проводился отжиг при температуре 900°C, который способствовал увеличению доли основной магнитной фазы  $(DyPr)_2(CoFe)_{14}B$  (сокращенно, фаза 2-14-1) в образце. Анализ локального химического состава проводили методом микрорентгеноспектрального анализа с помощью спектрометра „Superprob-733“ (JСМА-733, JEOL). Химический состав с точностью 2% определяли по интенсивности вторичного рентгеновского излучения элементов (за исключением бора) с учетом поправок на квантовый выход и глубину проникновения излучения, а также на коэффициенты отражения возбуждающих первичных электронов и флуоресценцию вторичного излучения.

В работе исследовано два типа образцов: микрочастицы  $(Pr_{0.54}Dy_{0.46})_{13.86}(Fe_{0.65}Co_{0.35})_{79.18}B_{6.96}$ , в свободном состоянии до и после отжига при температуре  $T = 900^\circ\text{C}$  (образцы I и III соответственно) и эти же частицы, закрепленные в полимерной матрице витан-2М (образцы II и IV соответственно). В свободном состо-

янии в порошке главные оси намагниченности могли следовать за магнитным полем, а в полимере направления осей были жестко фиксированы случайным образом (не было предварительного текстурирования). В микрочастицах до отжига доля основной магнитной фазы 2-14-1 составляла 36%. Содержание фазы (Dy, Pr)(Co, Fe)<sub>4</sub>V (или 1-4-1) составляло 33%, а также присутствовала фаза Лавеса (фаза 1-2) в количестве 31% [6]. В микрочастицах после отжига содержание основной магнитной фазы 2-14-1 составляло 92%, фазы 1-4-1 — 8%.

В качестве полимера для закрепления микрочастиц использовался витан — статистический сополимер метилметакрилата и метакриловой кислоты (13 mass.%). Массовая доля микрочастиц составляла 10%. Пленки получали из суспензии микрочастиц в полимерном растворе. Суспензию микрочастиц и полимера получали растворением 0.05 г полимера в 1 мл ацетона и добавлением соответствующей навески микрочастиц с заданной массой. Диспергирование частиц порошка осуществлялось в течение 20 мин в стеклянной цилиндрической емкости с помощью ротора диаметром 10 мм, вращающегося со скоростью 2000 min<sup>-1</sup>. Полученные суспензии

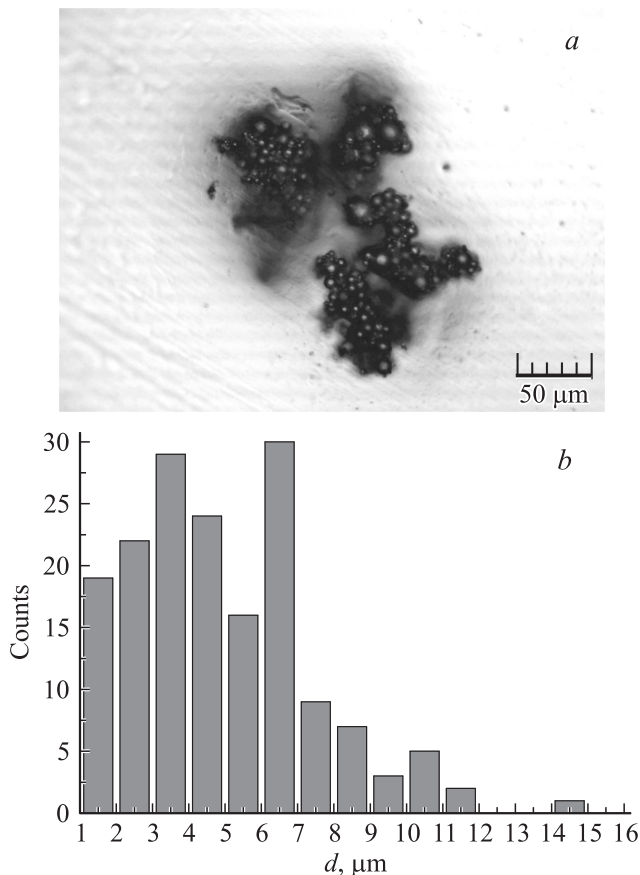
микрочастиц помещали на фторопластовую подложку и испаряли растворитель при комнатной температуре в течение суток. Полученные образцы представляли собой пленки с относительно равномерным распределением агломератов частиц как по диаметру, так и по толщине пленки, которая составляла 0.2 мм.

Микрофотографии закрепленных в полимере частиц (рис. 1, *a*) были получены с помощью оптического микроскопа Neophot 21, оснащенного цифровой камерой MYScope 200M CCD. Распределение частиц по размеру для образцов было довольно широким со средним значением диаметра частиц  $d = 5.5 \mu\text{m}$  (рис. 1, *b*). Из рис. 1, *a* видно, что для отожженных частиц, закрепленных в полимере, характерна сильная агломерация. Один агломерат содержит 50–200 микрочастиц, а среднее расстояние между соседними агломератами  $\sim 150 \mu\text{m}$ . Такая агломерация может быть вызвана дипольным магнитным взаимодействием частиц с высоким значением спонтанной намагниченности микрочастиц после отжига (из-за высокого процента основной магнитной фазы).

Намагниченность в постоянном магнитном поле  $M$  была измерена с помощью магнитометра (MPMS 5XL Quantum Design). Измерения проводились при температуре  $T = 300 \text{ K}$  в магнитном поле напряженностью  $H = 0\text{--}50 \text{ kOe}$ . Для сравнения магнитных характеристик полученных образцов с литературными данными, для каждого образца рассчитывалось магнитное энергетическое произведение  $(BH)_{\text{max}}$ , равное максимальному значению  $B \cdot H$  по абсолютной величине, где  $B = H + 4\pi M$  — индукция магнитного поля.

### 3. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 2. представлено сравнение петель гистерезиса намагниченности микрочастиц сплава  $(\text{Pr}_{0.54}\text{Dy}_{0.46})_{13.86}(\text{Fe}_{0.65}\text{Co}_{0.35})_{79.18}\text{B}_{6.96}$  до и после отжига, в свободном состоянии и в полимерной матрице. Для одной и той же номинальной стехиометрии микрочастиц закрепление в полимере оказывает различное влияние на магнитные характеристики, в зависимости от фазового состава микрочастиц. В случае неотожженных частиц, в состав которых входят три фазы в приблизительно равных долях, закрепление частиц не изменяет коэрцитивную силу (рис. 2, *a*) и понижает остаточную намагниченность, уменьшая энергетическое магнитное произведение в 2 раза (таблица). В случае отожженных частиц, в составе которых доминирует фаза 2-14-1, закрепление частиц увеличивает коэрцитивную силу в 11 раз (рис. 2, *b*), а энергетическое произведение — в 6 раз (таблица), делая магнитные характеристики полученного материала сопоставимыми по порядку величины с характеристиками постоянных магнитов на основе  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ . Так, магнитное энергетическое произведение  $(BH)_{\text{max}}$  закрепленных отожженных частиц составляет  $200 \text{ kJ/m}^3$ , в то время как для магнитов на



**Рис. 1.** *a* — фотография микрочастиц сплава  $(\text{Pr}_{0.54}\text{Dy}_{0.46})_{13.86}(\text{Fe}_{0.65}\text{Co}_{0.35})_{79.18}\text{B}_{6.96}$ , после отжига, закрепленных в полимерной матрице на основе витан-2М (образец IV). *b*) Распределение частиц в агломерате по размеру.

## Магнитные характеристики образцов

Образец	Остаточная индукция $B_r$ , kG	$H_{Ci}$ (по намагниченности), Oe	$H_c$ (по индукции), Oe	$(BH)_{max}$ , kJ/m <sup>3</sup>
До отжига, свободные частицы (I)	2.3	400	350	22
До отжига, фиксированные в полимере (II)	1.4	400	300	12
После отжига, свободные частицы (III)	4.2	280	260	32
После отжига, фиксированные в полимере (IV)	4.2	3000	1900	200
Nd <sub>2</sub> Fe <sub>14</sub> B (спеченный) [1]	10–14			200–440

основе Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B  $(BH)_{max} = 200–440 \text{ kJ/m}^3$  [1]. Данный эффект можно объяснить следующим образом. Для ансамбля микрочастиц можно выделить четыре фактора перемагничивания:

- 1) перемагничивание отдельных частиц, определяемое движением доменных стенок внутри частицы;
- 2) Образование зародышей обратной намагниченности;

3) диполь-дипольное взаимодействие, выстраивающее магнитные моменты соседних частиц в противоположных направлениях;

4) сила трения, препятствующая механическому вращению частиц.

Обсудим влияние перечисленных факторов на перемагничивание ансамбля микрочастиц для каждого из образцов по отдельности.

Микрочастицы после отжига, закрепленные в полимере (образец IV), содержали 92% основной магнитной фазы 2-14-1, поэтому можно ожидать, что магнитное поведение таких микрочастиц будет сходно с поведением однофазных микрочастиц на основе RE-TM-B [7]. Соответственно, величина коэрцитивной силы таких микрочастиц, закрепленных в полимере, определяется энергией движения доменных стенок. Напряженность магнитного поля, необходимого для перемагничивания микрочастицы, зависит от количества доменов в ней и возрастает с уменьшением ее размера [8]. Линейный размер домена  $w$  зависит от радиуса частицы  $r$  [9]

$$w = (18\gamma\mu_0 r)^{1/2} / M_S, \quad (1)$$

где  $\gamma$  — сумма обменной энергии и энергии анизотропии на единицу поверхности микрочастицы,  $M_S$  — намагниченность частицы,  $\mu_0$  — магнитная проницаемость.

Частица является однодоменной, когда ширина домена  $w_c$ , определенная из соотношения (1), равна диаметру частицы  $d_c = 2r_c$ , т. е.

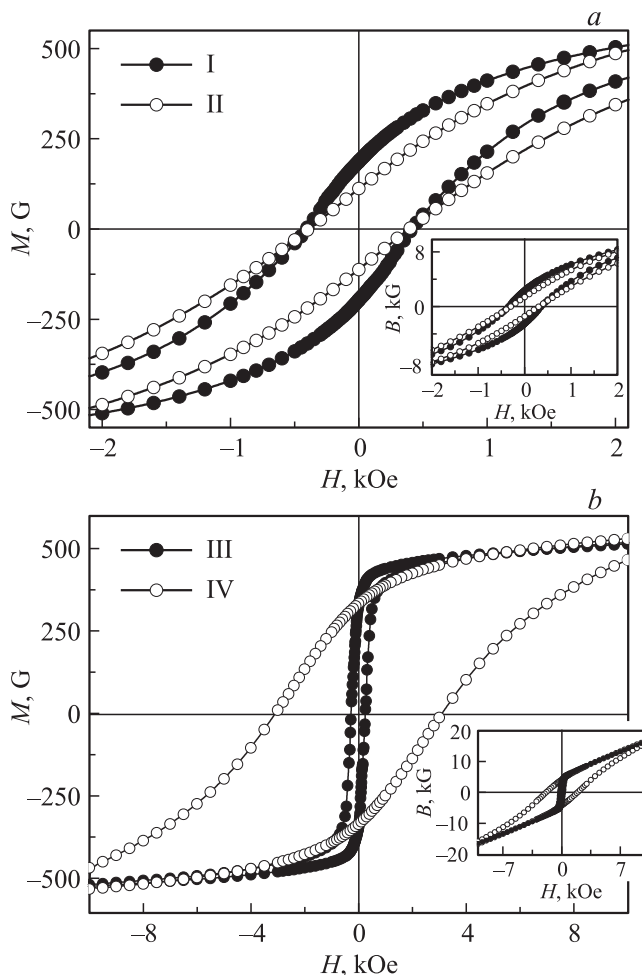
$$2r_c = (18\gamma\mu_0 r_c)^{1/2} / M_S, \quad r_c = 9\gamma\mu_0 / 2M_S^2. \quad (2)$$

Принимая во внимание литературное значение критического диаметра однодоменных частиц сплава на основе Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B ( $d_{c0} = 0.2 \mu\text{m}$  [10–14]), можно оценить количество доменов в исследуемых нами частицах

$$n = d/w, \quad w = d_{c0}(d/d_{c0})^{1/2} = (dd_{c0})^{1/2},$$

$$n = (d/d_{c0})^{1/2}. \quad (3)$$

Подстановка  $d = 1–16 \mu\text{m}$  в (3) дает  $n = 2–6$ . Т. е. исследуемые нами частицы содержат небольшое количество магнитных доменов. Таким образом, перемагничивание образца IV обусловлено как движением доменных стенок, так и образованием зародышей обратной намагниченности.



**Рис. 2.** Зависимость магнитного момента микрочастиц сплава  $(\text{Pr}_{0.54}\text{Dy}_{0.46})_{13.86}(\text{Fe}_{0.65}\text{Co}_{0.35})_{79.18}\text{B}_{6.96}$  в свободном состоянии (I и III) и закрепленных в полимерной матрице (II и IV) от магнитного поля при температуре  $T = 300 \text{ K}$ : *a*) до отжига (I и II), *b*) после отжига при температуре  $T = 900^\circ\text{C}$  (III и IV). На вставках показаны зависимости магнитной индукции от магнитного поля для указанных образцов.

Для микрочастиц после отжига в свободном состоянии (образец III) коэрцитивная сила  $H_{Ci} = 280$  Ое в 11 раз меньше, чем для закрепленных частиц. Поскольку образцы III и IV одинаковы по фазовому составу, то фактором, обуславливающим различие коэрцитивной силы для этих двух образцов, является механическое вращение микрочастиц в образце III в магнитном поле.

Изменение взаимной ориентации намагниченностей таких частиц при наложении магнитного поля определяется трением между частицами и диполь-дипольным взаимодействием между ними. Для количественной оценки влияния указанных взаимодействий на взаимную ориентацию микрочастиц в магнитном поле рассмотрим ансамбль частиц одинакового размера, равного среднему размеру частиц в образце.

Рассмотрим вначале случай, когда к образцу приложено поле  $\mathbf{H}$ , достаточное для ориентирования магнитных моментов всех микрочастиц ансамбля вдоль направления поля  $\mathbf{H}$ , т.е.  $\mathbf{m} \uparrow \mathbf{H}$ . Оценим величину поля  $\mathbf{B}$ , создаваемого всеми частицами ансамбля в точке, соответствующей центру одной из частиц. Частица 1 с магнитным моментом  $\mathbf{m}$  создает в точке с радиус-вектором  $\mathbf{R}$ ,  $R > r$  поле

$$\mathbf{B}(\mathbf{R}) = 3\mathbf{R}(\mathbf{m}\mathbf{R})/R^5 - \mathbf{m}/R^3. \quad (4)$$

В плоскости  $\gamma$ , перпендикулярной направлению  $\mathbf{m}$  и проходящей через центр частицы (рис. 3), это поле направлено против дипольного момента частицы и равно

$$\mathbf{B}(\mathbf{R}) = -\mathbf{m}/R^3. \quad (5)$$

Величина этого поля убывает с расстоянием между частицами как  $1/R^3$ , поэтому для оценки будем учитывать только диполь-дипольное взаимодействие между ближайшими частицами. Расстояние между центрами таких частиц равно диаметру частицы. Для случая, показанного на рис. 3, *a*, поле, создаваемое двумя частицами 1 и 3 в точке 2,

$$\mathbf{B}_{1,3 \rightarrow 2} = -2\mathbf{m}/d^3. \quad (6)$$

Максимально возможное число частиц, касающихся частицы 2 и одновременно лежащих в плоскости  $\gamma$ , равно 6 (рис. 3, *b*). Соответственно максимально возможная величина магнитного поля в точке 2, создаваемая ближайшими частицами ансамбля, равна

$$\mathbf{B}_{\max} = -6\mathbf{m}/d^3. \quad (7)$$

Подставляя  $m = M_S V$ , где  $V = \pi d^3/6 \approx d^3/2$ ,  $d = 8 \mu\text{m}$ ,  $M_S = 500$  Gs, получаем

$$|\mathbf{B}_{\max}| = 3M_S = 1500 \text{ Gs}. \quad (8)$$

Момент силы  $\boldsymbol{\tau} = \mathbf{m}_2 \times \mathbf{B}_{\max}$ , действующей на частицу 2 со стороны поля  $\mathbf{B}_{\max}$ , принимает максимальное значение, когда  $\mathbf{m}_2 \perp \mathbf{B}_{\max}$ , и проекция вектора намагниченности  $\mathbf{m}_2/V$  частицы 2 на направление поля  $\mathbf{B}_{\max}$

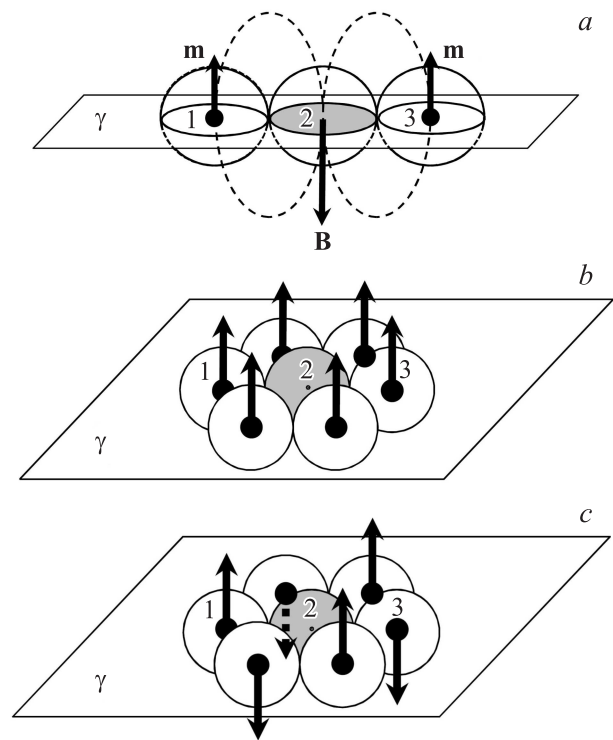


Рис. 3. *a* — взаимная ориентация намагниченностей частиц 1, 2 и 3 при размагничивании образца из насыщения. Стрелками показаны направления магнитных дипольных моментов частиц 1 и 3 и направление индукции магнитного поля, действующего со стороны частиц 1 и 3 на частицу 2. *b, c* — схемы взаимного расположения частиц ансамбля, при котором достигается, максимальный момент силы, действующей на одну из частиц в результате диполь-дипольного взаимодействия. Стрелками показана ориентация намагниченностей соседних частиц при размагничивании (*b*), и намагничивании (*c*) ансамбля.

равна  $M_2 = 0$  G. При этом напряженность магнитного поля, создаваемого ближайшими частицами в точке 2, равна  $|\mathbf{H}_{\max}| = |\mathbf{B}_{\max}| - 4\pi M_2 = 1500$  Ое.

Приведенные выше соотношения справедливы, когда незакрепленные частицы находятся в поле  $\mathbf{H}$ , большем поля насыщения намагниченности ансамбля. Будем теперь уменьшать поле  $\mathbf{H}$ . В отсутствие трения частицы ансамбля начнут вращаться, когда напряженность поля  $H$  станет меньше  $|H_{\max}|$ , то есть поле  $H = 1500$  Ое должно соответствовать полю насыщения намагниченности образца. В исследуемых нами образцах кривая намагничивания выходит на насыщение в поле  $H > H_1 = 2500$  Ое. Однако при размагничивании магнитный момент ансамбля начинает уменьшаться в значительно меньших полях:  $H < H_2 = 500$  Ое. Полученное нами значение  $|\mathbf{B}_{\max}|$  не совпадает ни с  $H_1$ , ни с  $H_2$ , и лежит посередине между ними. Это может быть связано со значительным вкладом силы трения между частицами ансамбля в их вращение. Обозначив моменты сил, действующие на частицу в результате диполь-дипольного взаимодействия, трения и переориентации частиц вслед

за направлением магнитного поля через  $\tau_{\text{dip}}$ ,  $\tau_{\text{fr}}$ ,  $\tau_H$  соответственно условие вращения частиц в ансамбле можно записать в виде

$$\tau_{\text{dip}} - \tau_{\text{fr}} \leq \tau_H \text{ при размагничивании (рис. 3, б),} \quad (9)$$

$$\tau_{\text{dip}} + \tau_{\text{fr}} \geq \tau_H \text{ при намагничивании (рис. 3, в).} \quad (10)$$

Сила трения  $f_{\text{fr}}$ , действующая на выбранную частицу со стороны других касающихся ее частиц, пропорциональна площади поверхности выбранной частицы  $\pi d^2$ . Момент этой силы пропорционален  $d^3$ . Введем коэффициент трения  $k$  как коэффициент пропорциональности между моментом силы трения  $\tau_2$  и объемом частицы  $V = \pi d^3/6 \approx d^3/2$ . Тогда  $\tau_{\text{fr}} = kd^3/2$ .

Подставляя в (9) и (10)  $\tau_{\text{dip, max}} = mB_{\text{max}} = (3/2)M_S^2 d^3$ ,  $\tau_H \sim (1/2)M_S d^3 H$ ,  $\tau_{\text{fr}} = (1/2)kd^3$ , имеем

$$k \leq (3M_S - H_2)M_S, \quad (11)$$

$$k \geq (H_1 - 3M_S)M_S, \quad (12)$$

откуда  $k = (3M_S - H_2)M_S = 5 \cdot 10^5 \text{ gcm}^{-1}\text{s}^{-2}$ . Для частиц размером  $d_{\text{mean}} = 5.5 \mu\text{m}$  имеем

$$\tau_{\text{dip, max}} = (3/2)M_S^2 d_{\text{mean}}^3 = 6.24 \cdot 10^{-5} \text{ gcm}^{-1}\text{s}^{-2},$$

$$\tau_{\text{fr}} = (1/2)kd^3 = 4.16 \cdot 10^{-5} \text{ gcm}^{-1}\text{s}^{-2},$$

$$\tau_H \leq (1/2)M_S d_{\text{mean}}^3 H_1 = 10.4 \cdot 10^{-5} \text{ gcm}^{-1}\text{s}^{-2},$$

$$\tau_H \geq (1/2)M_S d_{\text{mean}}^3 H_2 = 2.08 \cdot 10^{-5} \text{ gcm}^{-1}\text{s}^{-2}.$$

В рамках рассматриваемой модели можно оценить остаточную намагниченность ансамбля свободных частиц по известной намагниченности насыщения. В отсутствие магнитного поля  $\mathbf{H}$  равновесное состояние ансамбля частиц определяется равенством

$$\tau_{\text{dip}}(H = 0) = \tau_{\text{fr}}.$$

Остаточную намагниченность ансамбля можно оценить как

$$\begin{aligned} M_{\text{REM}} &= M_S (\tau_{\text{dip}}(H = 0) / \tau_{\text{dip, max}}) = M_S (\tau_{\text{fr}} / \tau_{\text{dip, max}}) \\ &= 2/3 M_S = 2/3 \cdot 500 \text{ G} = 333 \text{ G}. \end{aligned}$$

Данная оценка находится в хорошем соответствии с экспериментальным значением  $\sim 335 \text{ G}$ .

Таким образом, вклад диполь-дипольного взаимодействия в намагниченность насыщения ансамбля незакрепленных отожженных микрочастиц сопоставим по величине с вкладом трения между микрочастицами.

Теперь рассмотрим магнитные свойства ансамбля неотожженных микрочастиц. Микрочастицы до отжига содержат только 36% основной магнитной фазы 2-14-1. Соответственно, малая коэрцитивная сила ( $H_{\text{Ci}} = 400 \text{ Oe}$ ) ансамбля закрепленных частиц до отжига (образца II) может быть обусловлена перемагничиванием магнитомягких фаз, массовая доля которых составляет более 60%. Коэрцитивная сила незакрепленных

частиц до отжига (образца I) также равна 400 Oe. Таким образом, вращение частиц неотожженного образца не изменяет коэрцитивную силу их ансамбля. Как обсуждалось выше, при размагничивании образца моменты силы трения  $\tau_{\text{fr}}$  и силы, обусловленной диполь-дипольным взаимодействием  $\tau_{\text{dip}}$ , направлены в противоположные стороны. Закрепление частиц не повлияет на коэрцитивную силу их ансамбля, когда  $|\tau_{\text{dip}}| < |\tau_{\text{fr}}|$ .

Также можно отметить уменьшение энергетического произведения ансамбля неотожженных частиц после их закрепления в полимере. Данный эффект может быть связан с отсутствием текстурирования такого ансамбля микрочастиц: закрепление их в полимер проводилось в отсутствие магнитного поля, и соответственно оси легкого намагничивания частиц были ориентированы случайным образом. Поскольку закрепление микрочастиц в полимере исключает их вращение, часть закрепленных частиц намагничивались полем вдоль трудной оси, то есть медленнее, чем свободные частицы.

#### 4. Выводы

Таким образом, коэрцитивная сила ансамбля неотожженных микрочастиц сплава  $(\text{Pr}_{0.54}\text{Dy}_{0.46})_{13.86}(\text{Fe}_{0.65}\text{Co}_{0.35})_{79.18}\text{B}_{6.96}$  определяется полем перемагничивания входящих в них магнитомягких фаз. Закрепление неотожженных микрочастиц в полимере не изменяет коэрцитивную силу их ансамбля.

Коэрцитивная сила ансамбля незакрепленных отожженных частиц определяется вращением намагниченных частиц вслед за направлением магнитного поля и торможением этого вращения в результате трения и диполь-дипольного взаимодействия между частицами. Закрепление микрочастиц после отжига увеличивает коэрцитивную силу их ансамбля в 11 раз. Параметры магнитного гистерезиса ансамбля закрепленных микрочастиц определяются энергией движения доменных стенок внутри каждой отдельной микрочастицы.

#### Список литературы

- [1] J.F. Herbst. Rev. Mod. Phys. **63**, 819 (1991).
- [2] E.N. Kablov, O.G. Ospennikova, D.E. Kablov, V.P. Piskorskii, E.I. Kunitsyna, A.I. Dmitriev, R.A. Valeev, D.V. Korolev, I.I. Rezhikova, A.D. Talantsev, R.B. Morgunov. J. Appl. Phys. **117**, 243 903 (2015).
- [3] A.V. Khvalkovskiy, D. Apalkov, S. Watts, R. Chepulskii, R.S. Beach, A. Ong, X. Tang, A. Driskill-Smith, W.H. Butler, P.B. Visscher, D. Lottis, E. Chen, V. Nikitin, M. Krounbi. J. Phys. D **46**, 139 601 (2013).
- [4] S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H.D. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura, H. Ohno. Nature Mater. **9**, 721 (2010).
- [5] Е.Н. Каблов, В.П. Пискорский, Г.С. Бурханов, Р.А. Валеев, Н.С. Моисеева, С.В. Степанова, А.Ф. Петраков, И.С. Терешина. Физ. и хим. обраб. материалов **3**, 43 (2011).

- [6] Е.Н. Каблов, О.Г. Оспенникова, В.П. Пискорский, Р.А. Валеев, Д.В. Королев, О.В. Коплак, Е.И. Куницына, А.Д. Таланцев, Р.Б. Моргунюв. ФТТ **57**, 1117 (2015).
- [7] N. Poudyal, J Ping Liu. J.Phys D **46**, 043 001 (2013).
- [8] M.F. de Campos. Mater. Sci. Forum **660–661**, 284 (2010).
- [9] С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и их практические применения / Пер. с яп. Мир, М. (1987). С. 222.
- [10] Er. Girt, K.M. Krishnan, G. Thomas, E. Girt, Z. Altounian. J. Magn. Magn. Mater. **231**, 219 (2001).
- [11] W. Chen, R.W. Gao, M.G. Zhu, W. Pan, W. Li, X.M. Li, G.B. Han, W.C. Feng, B. Wang. J. Magn. Magn. Mater. **261**, 222 (2003).
- [12] H. Kronmuller, M. Fahnle. Micromagnetism and the microstructure of Ferromagnetic solids. Cambridge University Press, Cambridge (2003). Ch. 6, p. 120.
- [13] L.K.E.B. Serrona, R. Fujisaki, A. Sugimura, T. Okuda, N. Adachi, H. Ohsato, I. Sakamoto, A. Nakanishi, M. Motokawa, D.H. Ping, K. Hono. J. Magn. Magn. Mater. **260**, 406 (2003).
- [14] B. Lu, M.Q. Huang, Q. Chen, B.M. Ma, D.E. Laughlin. J. Appl. Phys. **85**, 5920 (1999).