

Конкуренция механизмов намагничивания в сплавах (NdDy)(FeCo)V, легированных самарием

Е.Н. Каблов¹, О.Г. Оспенникова¹, В.П. Пискорский¹, Д.В. Королев¹,
Е.И. Куницына², А.И. Дмитриев², Р.Б. Моргунов^{1,2}

¹Всероссийский институт авиационных материалов, ул. Радио, 17, г. Москва, 105005, Россия

²Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, 142432, Россия
E-mail: morgunov2005@yandex.ru; aid@icp.ac.ru, alex-dmitriev2005@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 13 мая 2015 г., после переработки 20 июля 2015 г., опубликована онлайн 23 ноября 2015 г.

Установлено, что в спеченных магнитах $(Nd_{0,62}Dy_{0,33}Sm_{0,05})_{16,2}(Fe_{0,77}Co_{0,23})_{78,1}B_{5,7}$ в диапазоне температур $T = 150\text{--}350$ К магнитный гистерезис обусловлен механизмом, связанным со смещением доменных стенок, который перестает проявляться при температурах ниже 150 К. Также в этом же интервале температур в формирование магнитного гистерезиса вносит вклад механизм, обусловленный зародышеобразованием фазы обратной намагниченности, который наблюдается до температур 36 К.

Встановлено, що в спечених магнітах $(Nd_{0,62}Dy_{0,33}Sm_{0,05})_{16,2}(Fe_{0,77}Co_{0,23})_{78,1}B_{5,7}$ в діапазоні температур $T = 150\text{--}350$ К магнітний гістерезис обумовлено механізмом, пов'язаним зі зміщенням доменних стінок, який перестає проявлятися при температурах нижче 150 К. Також в цьому ж інтервалі температур у формування магнітного гістерезису вносить вклад механізм, обумовлений зародкоутворенням фази зворотної намагніченості, який спостерігається до температур 36 К.

PACS: 75.50.Vv Высококоэрцитивные материалы;
75.50.Ww Постоянные магниты;
75.60.Jk Механизмы перемагничивания.

Ключевые слова: намагничивание, магнитный гистерезис, спеченные магниты, интерметаллиды.

1. Введение

Редкоземельные магниты типа $Nd_2Fe_{14}V$ имеют наибольшее значение коэрцитивной силы среди различных типов коммерческих постоянных магнитов. Впервые такие магниты были получены в 1984 году и с тех пор в поиске новых жестких магнитов наблюдается затишье [1]. Коэрцитивная сила во многом зависит от поля магнитной анизотропии, которое является ключевым фактором, управляющим перемагничиванием сплавов. В одноосных магнитах типа $Nd_2Fe_{14}V$ эта фундаментальная взаимосвязь достаточно исследована и ясна.

1. Однородная и когерентная переориентация вектора намагниченности под действием приложенного магнитного поля должна приводить к равенству коэрцитивной силы и поля анизотропии. Однако при комнатной температуре для магнитов $Nd_2Fe_{14}V$ коэрцитивная сила $H_c \sim 15$ кЭ существенно ниже поля магнитной анизотропии $H_a \sim 100$ кЭ [2]. Причина заключается в том, что в реальных магнитах процесс пере-

магничивания определяется другими механизмами, зависящими от способа изготовления.

2. В постоянных магнитах $Nd_2Fe_{14}V$, полученных спиннингованием (сверхбыстрым охлаждением расплава на быстровращающемся диске), магнитный гистерезис обусловлен смещением доменных границ (механизм пиннинга) [1–4].

3. В спеченных постоянных магнитах $Nd_2Fe_{14}V$ ключевым механизмом является зародышеобразование фазы обратной намагниченности (механизм нуклеации) [1–4].

В данной работе исследованы образцы, содержащие примесь самария, которая, как известно, обеспечивает анизотропию типа «легкая плоскость» [5]. Поэтому, как показано нами в работах [6,7], небольшие (1–3%) добавки примеси самария в сплав $(NdDy)(FeCo)V$ приводят к радикальному изменению магнитной анизотропии и обменных взаимодействий в образцах. Каким будет механизм намагничивания в магнитах с примесью самария, приводящей к конкуренции анизотропии «легкая ось» и

«легкая плоскость», в настоящее время неизвестно. Поэтому целью данной работы было установление природы магнитного гистерезиса в спеченных постоянных магнитах $(\text{Nd}_{0,62}\text{Dy}_{0,33}\text{Sm}_{0,05})_{16,2}(\text{Fe}_{0,77}\text{Co}_{0,23})_{78,1}\text{B}_{5,7}$.

2. Методика эксперимента

Образцы $(\text{Nd}_{0,62}\text{Dy}_{0,33}\text{Sm}_{0,05})_{16,2}(\text{Fe}_{0,77}\text{Co}_{0,23})_{78,1}\text{B}_{5,7}$ были получены путем спекания частиц сплава размером 500–600 мкм в высоковакуумной печи. Подробно методика их приготовления и результаты химического и фазового анализа приведены в [8,9]. Исследование неоднородности материалов и локального химического состава фаз проводили методом микрорентгеноспектрального анализа с помощью анализатора JСМА-733. Образцы состояли из двух фаз, доли которых определялись по площади соответствующих темных и светлых областей (рис. 1(а)). Доли основной $(\text{NdDySm})_2(\text{FeCo})_{14}\text{B}$ (2–14–1) и вторичной $(\text{NdSmDy})_2(\text{FeCo})_2\text{B}$ (2–2–1) магнитных фаз составляли 85 и 15% соответственно.

Кристаллическая решетка основной фазы содержит семь слоев, перпендикулярных оси c , которая является осью легкого намагничивания. На элементарную ячейку приходится четыре формульные единицы (56 атомов переходных элементов, 8 атомов редкоземельных элементов, 4 атома бора) (рис. 1, (б)).

Для образцов, имеющих форму пластинки размерами $0,5 \times 2 \times 4$ мм, были получены петли магнитного гистерезиса в интервале $-50 - +50$ кЭ с помощью магнитометра MPMS 5XL Quantum Design при температурах 36, 50, 80, 120, 150, 200, 300 и 350 К.

3. Экспериментальные результаты

На рис. 2 и 3 представлены петли магнитного гистерезиса при температурах $T = 50, 120, 150, 200$ и 350 К. На петлях магнитного гистерезиса обнаружены перегибы (на рис. 2(а) отмечены стрелками), которые указывают на то, что петли являются составными, т.е. содержащими два вклада, которые отвечают основной 2–14–1 и вторичной 2–2–1 магнитным фазам, регистрируемым в микрорентгеноспектральных исследованиях (рис. 1(а)). В настоящей статье обсуждаются механизмы гистерезиса только в основной фазе 2–14–1, поэтому для определения основных характеристик магнитного гистерезиса этой фазы была проведена коррекция экспериментальных зависимостей $M(H)$, методика которой описана ниже.

На рис. 3(а) сплошной серой линией показана аппроксимация петли магнитного гистерезиса при $T = 200$ К выражением [10]:

$$M(H) = \sum_{i=1}^2 \left(M_s^i - \frac{2M_s^i}{1 + \exp\left(\frac{H \pm H_c^i}{h^i}\right)} \right), \quad (1)$$

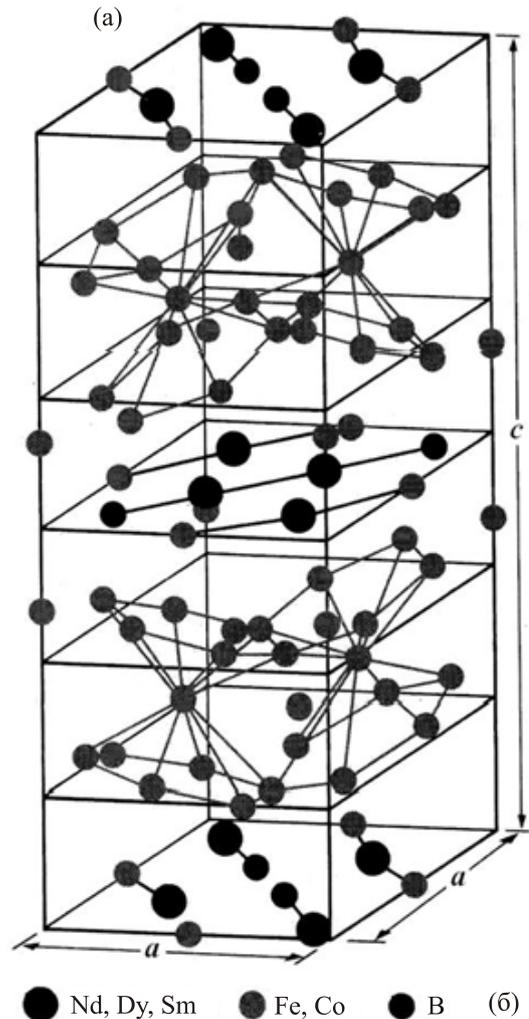
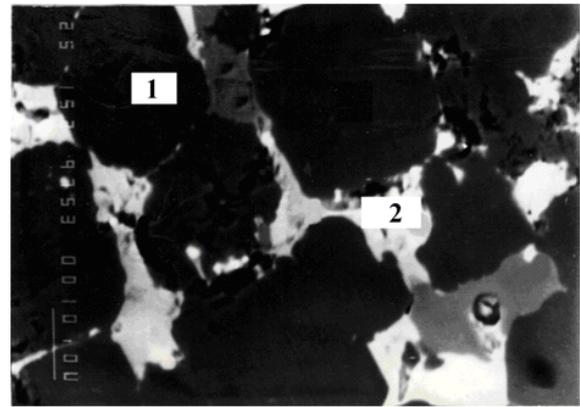


Рис. 1. Микрорентгеноспектральный анализ образца. Увеличение $\times 1500$. Темные области (1) отвечают основной магнитной фазе 2–14–1, светлые области (2) отвечают вторичной фазе 2–2–1 (а). Атомная структура основной магнитной фазы $(\text{Nd}_{0,62}\text{Dy}_{0,33}\text{Sm}_{0,05})_2(\text{Fe}_{0,77}\text{Co}_{0,23})_{14}\text{B}$ (б).

где слагаемые с индексами $i = 1$ и $i = 2$ отвечают основной 2–14–1 и вторичной 2–2–1 магнитным фазам соответственно, знаки «+» и «-» отвечают нисходящей и восходящей ветвям петель магнитного гистерезиса

Таблица 1. Значения намагниченности насыщения M_s , коэрцитивной силы H_c и поля магнитной анизотропии H_a основной магнитной фазы 2–14–1

T , К	M_s , кГс (фаза 2–14–1)	M_s , кГс (весь образец)	H_c , кЭ (фаза 2–14–1)	H_c , кЭ (весь образец)	H_a , кЭ (фаза 2–14–1)
36	10,4	11,0	41,5	16,3	189
50	9,2	11,1	36,5	28,5	211
80	8,9	10,9	30,5	16,7	226
120	9,3	11,3	27,2	25,5	203
150	8,6	10,5	21,6	18,8	176
200	9,3	11,3	17,7	17,4	148
300	7,9	10,9	7,9	8,4	98
350	9,7	11,0	8,5	4,4	72

соответственно, M_s – намагниченность насыщения, H — напряженность магнитного поля, H_c — коэрцитивная сила, h – коэффициент, отражающий крутизну ветвей петель. После аппроксимации петель магнитного гистерезиса выражением (1) и определения параметров M_s ,

H_c и h , соответствующих основной 2–14–1 и вторичной 2–2–1 магнитным фазам, было выполнено разложение петель на две компоненты (рис. 3(а)). Такое разложение применялось для всех температур, чтобы судить о вариациях параметров M_s и H_c петлей магнитного гистерезиса основной магнитной фазы 2–14–1 отдельно от вторичной магнитной фазы 2–2–1. Ниже мы не будем рассматривать детально фазу 2–2–1, так как ее энергетический параметр $(BH)_{\max} = 0,6$ МГс·Э на два порядка ниже соответствующего значения $(BH)_{\max} = 75$ МГс·Э в основной фазе 2–14–1 (приведенные здесь значения $(BH)_{\max}$ относятся к температуре $T = 200$ К). Значения намагниченности насыщения и коэрцитивной силы основной магнитной фазы 2–14–1 приведены в табл. 1. Полученные макроскопические параметры M_s и H_c для основной магнитной фазы 2–14–1 будут использованы для исследования микроскопических механизмов формирования магнитного гистерезиса.

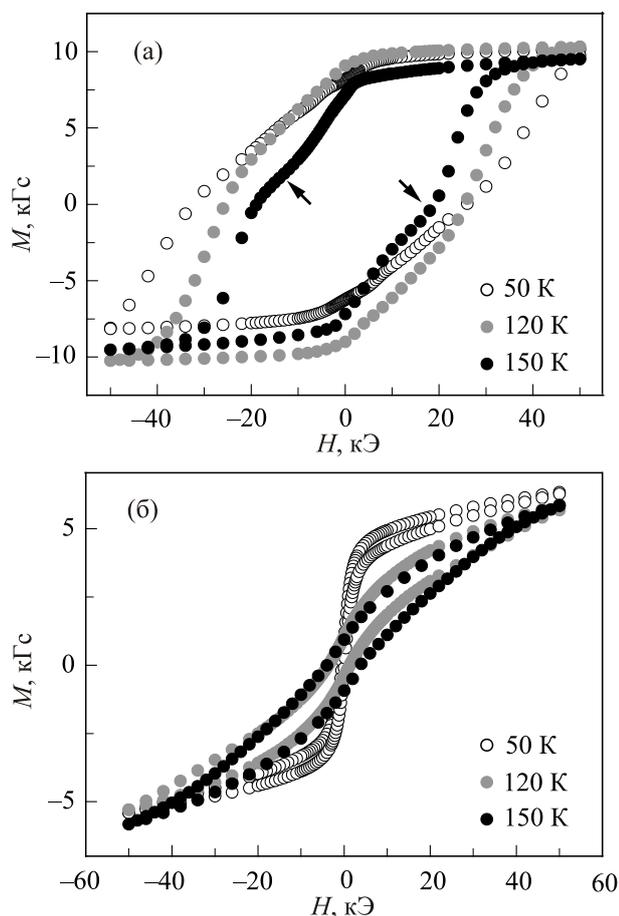


Рис. 2. Петли магнитного гистерезиса при различных температурах T , К: 50 (светлые символы), 120 (серые символы) и 150 (темные символы). Магнитное поле направлено параллельно (а) и перпендикулярно (б) оси легкого намагничивания. Стрелками показаны перегибы на петлях магнитного гистерезиса.

4. Обсуждение

Для определения поля магнитной анизотропии H_a была выполнена линейная экстраполяция высокополевых частей зависимостей $M(H)$ в параллельной и перпендикулярной ориентациях в область пересечения прямых (в область, где напряженность магнитного поля H выше коэрцитивной силы H_c). Методика определения H_a показана на рис. 3(б). Эта процедура была выполнена для разных температур. Значения поля магнитной анизотропии приведены в табл. 1.

Для определения констант магнитной анизотропии первого K_1 и второго K_2 порядков была выполнена аппроксимация высокополевых ($H > H_c$) частей петель магнитного гистерезиса в параллельных ориентациях (рис. 3(б)) выражением [11]:

$$M(H) = M_s \left(1 - \frac{4K_1^2}{15M_s^2 H^2} - \frac{64K_1 K_2}{105M_s^2 H^2} - \frac{128K_2^2}{315M_s^2 H^2} \right) + \chi H, \quad (2)$$

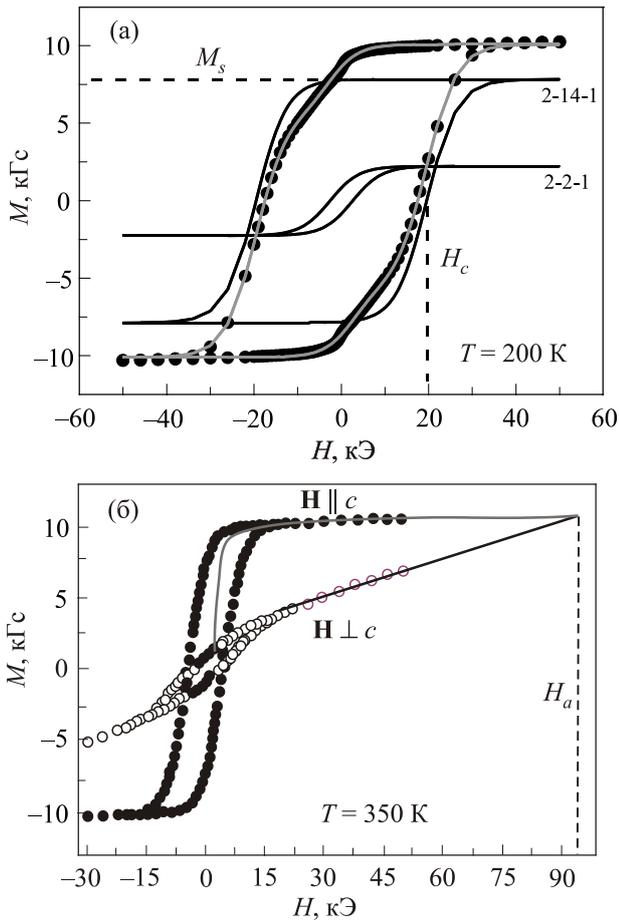


Рис. 3. Петля магнитного гистерезиса при $T = 200$ К. Магнитное поле направлено вдоль оси легкого намагничивания. Сплошной серой линией показана аппроксимация. Сплошными черными линиями показано разложение петли на вклады основной фазы 2–14–1 и вторичной фазы 2–2–1. Пунктирными линиями отмечены значения намагниченности насыщения M_s и коэрцитивной силы H_c (а). Петли магнитного гистерезиса при $T = 350$ К. Магнитное поле направлено параллельно (темные символы) и перпендикулярно (светлые символы) оси легкого намагничивания. Сплошной серой линией показана аппроксимация высокополевой ($H > H_c$) части зависимости в параллельной ориентации. Сплошными черными линиями показаны линейные экстраполяции высокополевых ($H > H_c$) частей обеих зависимостей в область пересечения. Вертикальной пунктирной линией отмечено значение поля анизотропии H_a (б).

где M_s — намагниченность насыщения, K_1 , K_2 — константы магнитной анизотропии первого и второго порядков соответственно, χH — слабое, описывающее слабый линейный рост намагниченности в высоких полях (парапроцесс). Из аппроксимации выражением (2) были определены значения K_1 и K_2 для каждой температуры. Значения константы магнитной анизотропии первого порядка находились в диапазоне $K_1 = (2-8) \cdot 10^7$ эрг/см³ [6,7], а значения константы магнит-

ной анизотропии второго порядка — в диапазоне $K_2 = (0,2-1,1) \cdot 10^7$ эрг/см³.

Согласно микромагнитной модели, обсуждаемой в работе [3], коэрцитивная сила постоянных магнитов определяется линейной функцией:

$$\frac{H_c}{M_s} = \alpha_\phi \alpha_K \frac{H_a}{M_s} - N, \quad (3)$$

где первый член отвечает наименьшим значениям порогового магнитного поля смещения доменных стенок в случае пиннинга и порогового значения магнитного поля (поля старта), при котором начинается образование зародышей с обратной намагниченностью и необратимое увеличение их размеров в случае нуклеации; второй член учитывает поля размагничивания. Здесь H_a — поле магнитной анизотропии, N — локальный эффективный размагничивающий фактор, коэффициент α_ϕ устанавливает связь между ориентацией приложенного магнитного поля и пороговыми значениями магнитных полей обоих механизмов, микромагнитный параметр α_K учитывает неоднородность локальной микромагнитной структуры. Численное значение α_K является критерием выбора в пользу механизма пиннинга ($\alpha_K \leq 0,3$) или нуклеации ($\alpha_K > 0,3$). Таким образом, задача определения механизма магнитного гистерезиса сводится к следующему.

1. Определить наименьшие значения α_ϕ для обоих возможных механизмов.
2. Построить зависимости $H_c(\alpha_\phi, H_a, M_s, N)$ в соответствующих координатах (см. формулу (3)).
3. По наклону получившейся прямолинейной зависимости определить значения α_K , сравнить со значениями, полученными в теоретических расчетах [3], и сделать вывод о механизме гистерезиса.

4.1. Механизм магнитного гистерезиса, обусловленный смещением доменных границ (механизм пиннинга)

Необратимое смещение доменных границ легче всего вызвать, когда приложенное магнитное поле направлено вдоль оси легкого намагничивания. В соответствии с этим в случае пиннинга значение $\alpha_\phi = 1$ — наименьшее значение функции $\alpha_\phi = 1/\cos\phi$ при $\phi = 0^\circ$, где ϕ — угол между вектором напряженности магнитного поля и осью легкого намагничивания (кристаллографической осью c) [3].

Зависимость отношения коэрцитивной силы к намагниченности насыщения H_c/M_s от отношения поля магнитной анизотропии к намагниченности насыщения H_a/M_s представлена на рис. 4. Можно выделить два линейных участка: 1 — в температурном интервале 150–350 К, 2 — в температурном интервале 36–120 К. Каждый из этих участков был аппроксимирован отдельно выражением (3). Из аппроксимации были определены микромагнитные параметры: $\alpha_K = 0,3$, $N = 2,1$ в высокотемпературном интервале 1 и $\alpha_K = 0,1$, $N = -1,1$

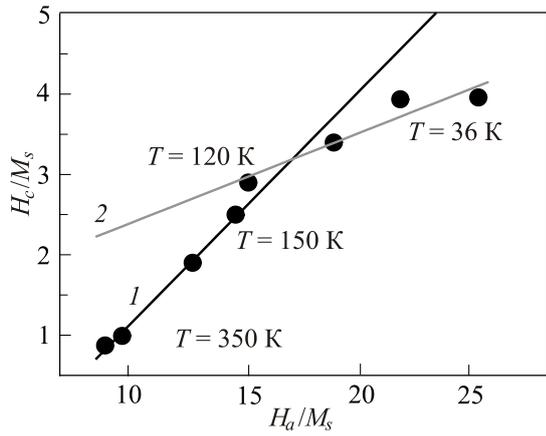


Рис. 4. Зависимость отношения коэрцитивной силы к намагниченности насыщения H_c/M_s от отношения поля магнитной анизотропии к намагниченности насыщения H_a/M_s . Сплошными линиями показаны аппроксимации: 1 — в температурном интервале 150–350 К (черная линия), 2 — в температурном интервале 36–120 К (серая линия).

в низкотемпературном интервале 2. В обоих случаях выполняется критерий $\alpha_K \leq 0,3$, что, на первый взгляд, указывает на применимость рассматриваемого механизма. Однако в температурном интервале 36–120 К значение локального эффективного размагничивающего фактора оказывается отрицательным, что лишено физического смысла. Соответственно, механизм пиннинга не применим в этом температурном интервале. Вероятно, это связано с тем, что необходимое условие $\alpha_\phi = 1$ в низкотемпературном случае не может быть выполнено, поскольку оно приводит к отрицательной величине размагничивающего фактора. Поэтому механизм пиннинга доменных границ может иметь место лишь в высокотемпературном интервале 150–350 К.

Ключевыми факторами, определяющими динамику доменных стенок, являются объемная плотность дефектов в кристалле и их характерный размер, а также толщина стенки и поверхностная плотность граничной энергии. Поэтому сам факт существования механизма пиннинга доменных границ в легированных образцах, а также то, что этот механизм может иметь место лишь в температурном интервале 150–350 К указывают на влияние примеси самария на микроструктуру образцов (рис. 1(a)) и величины констант обменной энергии и магнитной анизотропии [6,7]. Детальное обсуждение этого вопроса выходит за рамки настоящей статьи. Здесь мы лишь можем оценить соотношение полуширины r препятствий (дефектов кристалла), задерживающих смещение доменных границ, и толщины доменной границы δ [3]. Если $r < \delta$, то

$$\alpha_K = \frac{\pi r}{3\sqrt{3}\delta}. \quad (4)$$

Если $r > \delta$, то

$$\alpha_K = \frac{2\delta}{3\pi r}. \quad (5)$$

Толщина доменной границы определяется соотношением констант обменной энергии A и магнитной анизотропии K_1 согласно выражению [8]:

$$\delta = \sqrt{\frac{A}{K_1}} = a \sqrt{\frac{H_e}{H_a}}, \quad (6)$$

где $a \sim 0,29$ нм — среднее расстояние между магнитными атомами [2], $H_e \sim 2500$ кЭ — обменное поле [6], $H_a \sim 150$ кЭ — поле магнитной анизотропии. Толщина доменной границы, вычисленная по формуле (6), $\delta = 1,2$ нм. Оценка полуширины препятствий в предположении, что $r < \delta$, по формуле (4) приводит к значению $r = 0,53$ нм. Оценка полуширины препятствий в предположении, что $r > \delta$, по формуле (5) приводит к значению $r = 0,94$ нм. Последнее значение $r = 0,94$ меньше значения $\delta = 1,2$ нм, что противоречит исходному предположению о том, что $r > \delta$.

Таким образом, в качестве механизма гистерезиса в спеченных постоянных магнитах $(Nd_{1-x}Sm_xDy)(FeCo)B$ при высоких температурах $T = 150\text{--}350$ К может рассматриваться смещение доменных границ, задерживаемых препятствиями, полуширина которых меньше толщины доменной границы. Этот факт не исключает того, что в этом же интервале температур может действовать также другой механизм — зародышеобразование фазы обратной намагниченности, который обсуждается ниже.

4.2. Механизм магнитного гистерезиса, обусловленный зародышеобразованием фазы обратной намагниченности (механизм нуклеации)

В случае нуклеации пороговое значения магнитного поля (поля старта), при котором начинается образование зародышей с обратной намагниченностью и необратимое увеличение их размеров, зависит от взаимной ориентации вектора приложенного магнитного поля и оси легкой намагничивания. Направление легкой оси, в свою очередь, определяется соотношением констант магнитной анизотропии первого K_1 и второго K_2 порядков. В случае $K_1 \gg K_2$ наименьшее значение порогового поля достигается, когда угол между вектором напряженности магнитного поля и осью легкой намагничивания (кристаллографической осью c) $\phi = 45^\circ$. В этом случае значение $\alpha_\phi = 0,5$. В противном случае α_ϕ определяется выражением:

$$\alpha_\phi = \frac{1}{(1 + \text{tg}^{2/3}\phi)^{3/2} \cos\phi} \left(1 + \frac{2K_2 \text{tg}^{2/3}\phi}{K_1(1 + \text{tg}^{2/3}\phi)} \right), \quad (7)$$

где K_1, K_2 — константы магнитной анизотропии первого и второго порядков соответственно, ϕ — угол между

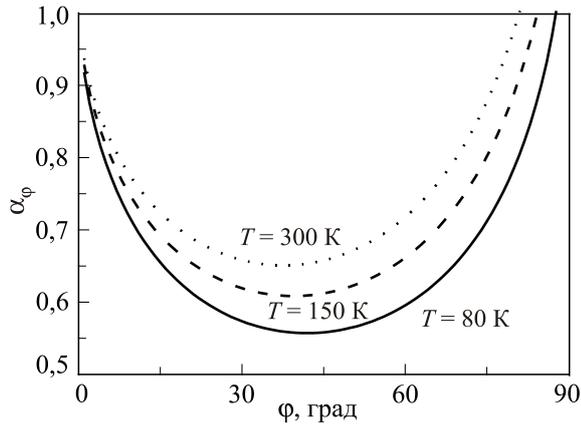


Рис. 5. Ориентационные зависимости коэффициента α_ϕ при различных температурах T , К: 80 (сплошная линия), 150 (штриховая линия), 300 (пунктирная линия).

вектором напряженности магнитного поля и осью легкого намагничивания (кристаллографической осью c). С помощью значений K_1 , K_2 , найденных из аппроксимации петель гистерезиса, были построены ориентационные зависимости микромагнитного параметра α_ϕ согласно формуле (7). На рис. 5 изображены ориентационные зависимости коэффициента α_ϕ при температурах 80, 150, 300 К. При других температурах зависимости α_ϕ были подобны тем, что приведены на рис. 5, поэтому все они в статье не приводятся. Для рассматриваемого механизма нуклеации коэффициент α_ϕ в формуле (3) определяется как минимум на зависимости $\alpha_\phi(\phi)$. Эта процедура была выполнена для каждой температуры. После того как было найдено значение α_ϕ^{\min} для каждой из восьми температур, была построена зависимость отношения коэрцитивной силы к намагниченности насыщения H_c/M_s от произведения коэффициента α_ϕ^{\min} на отношение поля магнитной анизотропии к намагниченности насыщения H_a/M_s (рис. 6). Зависимость $H_c/M_s(\alpha_\phi^{\min} H_a/M_s)$ линейна во всем температурном диапазоне 36–350 К (рис. 6). Из аппроксимации этой зависимости выражением (3) были определены микромагнитные параметры: $\alpha_K = 0,7$ и $N = 2,9$. Полученные значения близки к тем, которые были найдены в работе [3] для спеченных магнитов $\text{Pr}_{17}\text{Fe}_{75}\text{B}_8$ и $\text{Pr}_{17}\text{Fe}_{53}\text{B}_{30}$: $\alpha_K \approx 0,9$ и $N \approx 2,1$.

Таким образом, в спеченных постоянных магнитах $(\text{Nd}_{1-x}\text{Sm}_x\text{Dy})(\text{FeCo})\text{B}$ в широком диапазоне температур 36–350 К также применима модель формирования гистерезиса, обусловленного зародышеобразованием обратной магнитной фазы.

5. Выводы

Магнитный гистерезис в спеченных постоянных магнитах $(\text{Nd}_{0,62}\text{Dy}_{0,33}\text{Sm}_{0,05})_{16,2}(\text{Fe}_{0,77}\text{Co}_{0,23})_{78,1}\text{B}_{5,7}$ обусловлен двумя механизмами. Первый действует в

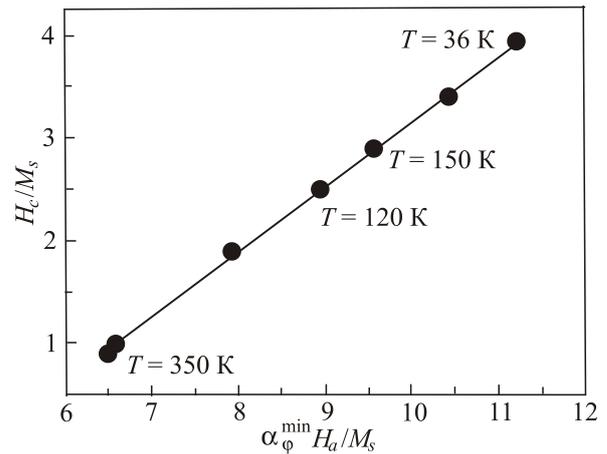


Рис. 6. Зависимость отношения коэрцитивной силы к намагниченности насыщения H_c/M_s от произведения коэффициента α_ϕ^{\min} на отношение поля магнитной анизотропии к намагниченности насыщения H_a/M_s . Сплошной линией показана аппроксимация.

широком диапазоне температур 36–350 К и связан с зародышеобразованием обратной магнитной фазы вблизи дефектов кристалла, где понижено локальное поле магнитной анизотропии. Второй механизм, проявляющийся только при высоких температурах 150–350 К, обусловлен смещением доменных границ, задерживаемых препятствиями, полуширина которых меньше толщины доменной границы.

1. X.H. Tan, S.F. Chan, K. Han, and H. Xu, *Sci. Rep.* **4**, 6805 (2014).
2. J.F. Herbst, *Rev. Mod. Phys.* **63**, 819 (1991).
3. X.C. Kou, H. Kronmuller, D. Givord, and M.F. Rossignol, *Phys. Rev. B* **50**, 3849 (1994).
4. R. Skomski and J.M.D. Coey, *Permanent Magnetism*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia (1999).
5. R. Skomski and D.J. Sellmyer, *J. Rare Earths* **27**, 675 (2009).
6. Е.Н. Каблов, О.Г. Оспенникова, В.П. Пискорский, Р.А. Валеев, Д.В. Королев, И.И. Резчикова, Е.И. Куницына, А.Д. Таланцев, А.И. Дмитриев, Р.Б. Моргунов, *ЖЭТФ* **148**, принята в печать (2015).
7. 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. Rezchikova, A.D. Talantsev, and R.B. Morgunov, *J. Appl. Phys.* **117**, 243903 (2015).
8. Е.Н. Каблов, В.П. Пискорский, Л.А. Брук, в сб.: *Авиационные материалы*, под ред. Е.Н. Каблова, МИСиС-ВИАМ, Москва (2002), с. 191.
9. В.П. Пискорский, Р.А. Валеев, Н.В. Назарова, Е.Б. Чабина, Е.А. Давыдова, *Горный информационно-аналитический бюллетень* **1**, 185 (2007).
10. F. Vajda and E. Della Torre, *J. Appl. Phys.* **73**, 5833 (1993).
11. S. Chikazumi, *Physics of Magnetism*, Wiley, New York (1964).

Competition of magnetization mechanisms in
(NdDy)(FeCo)B alloys doped with samarium

E.N. Kablov, O.G. Ospennikova, V.P. Piskorskii,
D.V. Korolev, E.I. Kunitsina,
A.I. Dmitriev, and R.B. Morgunov

It is found that in the temperature range 150–350 K in sintered $(\text{Nd}_{0.62}\text{Dy}_{0.33}\text{Sm}_{0.05})_{16.2}(\text{Fe}_{0.77}\text{Co}_{0.23})_{78.1}\text{B}_{5.7}$ magnets magnetic hysteresis caused by mechanism connected with the domain wall displacement. The mechanism is not revealed at temperature below 150 K.

Also in the same temperature range admixture of the nucleation of the phase of reverse magnetization was found. This mechanism is observed at temperatures down to 36 K.

PACS: 75.50.Vv High coercivity materials;
75.50.Ww Permanent magnets;
75.60.Jk Magnetization reversal mechanisms.

Keywords: magnetization, magnetic hysteresis, sintered magnets, intermetallics.