

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ  
СВОЙСТВА

УДК 537.624

МОДИФИЦИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ КОНДОРСКОГО  
ДЛЯ ОПИСАНИЯ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ  
ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ Nd–Fe–B

© 2022 г. А. Н. Уржумцев<sup>a, b, \*</sup>, В. Е. Мальцева<sup>a</sup>, В. Ю. Ярков<sup>c</sup>, А. С. Волегов<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Институт естественных наук и математики УрФУ, ул. Куйбышева, 48, Екатеринбург, 620026 Россия

<sup>b</sup>ООО ПОЗ-Прогресс, ул. Петрова, 59, Верхняя Пышма, 624092 Россия

<sup>c</sup>АО “Институт реакторных материалов”, а/я 29, Заречный, Свердловской обл., 624250 Россия

\*e-mail: andrei.urzhumtsev@urfu.ru

Поступила в редакцию 04.08.2022 г.

После доработки 13.09.2022 г.

Принята к публикации 29.09.2022 г.

Представлена модифицированная модель Кондорского процессов перемагничивания по механизму задержки смещения доменных границ с учетом магнитоэлектростатического взаимодействия между зернами. Проведена оценка угловых зависимостей коэрцитивной силы в постоянных магнитах Nd–Fe–B на основе моделей Стонера–Вольфарта и Кондорского, а также модифицированной модели Кондорского. Полученные результаты продемонстрировали, что представленная модель лучше описывает угловые зависимости коэрцитивной силы исследованных магнитов.

**Ключевые слова:** постоянные магниты, Nd–Fe–B, процессы перемагничивания, механизмы коэрцитивной силы, модель Кондорского, задержка смещения доменных границ, пиннинг, угловые зависимости коэрцитивной силы

**DOI:** 10.31857/S001532302260109X

ВВЕДЕНИЕ

Сфера применения постоянных магнитов весьма обширна: электродвигатели, генераторы, магнитные муфты, звукозаписывающие и звуковоспроизводящие устройства, различного рода сенсоры и другое. На сегодняшний день основной объем используемых магнитов в области высокотехнологичных устройств приходится на магниты Nd–Fe–B. Несмотря на длительное время изучения, до сих пор открытым остается вопрос о механизмах перемагничивания разных типов постоянных магнитов [1–4]. Понимание того, какой механизм является доминирующим в процессе перемагничивания, представляет собой как фундаментальный интерес, так и практический, в связи с развитием возможностей аддитивных технологий изготовления изделий из функциональных и, в частности, магнитных материалов [5]. Данный вопрос важен также с точки зрения адаптации металлокерамической технологии как способа получения постоянных магнитов, для методов аддитивного производства, например, селективного лазерного плавления [6, 7].

Существует две точки зрения на процессы перемагничивания постоянных магнитов Nd–Fe–B. В терморазмагниченном состоянии зерна основной

фазы Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B, размеры которых многократно превышают критический размер однодоменности, разбиты на несколько доменов. При намагничивании доменные стенки смещаются и достигают границ зерен, переводя зерна в однодоменное состояние. Движение доменных стенок в зерне Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B, в отсутствие дефектов, происходит в небольших внутренних полях, в результате чего намагниченность приближается к насыщенной в полях, меньше величины их коэрцитивной силы, порядка единиц килоэрстед [8]. В зависимости от того, ферро- или парамагнитной является межзеренная прослойка, доменная граница либо исчезает, либо “выходит” в межзеренную прослойку. В случае парамагнитной межзеренной границы, толщиной несколько атомных слоев, обменное взаимодействие между зернами исключается, и задержка смещения доменной границы в традиционном понимании исключена ввиду невозможности существования доменной границы. Однако недавние исследования показывают, что прослойка в коммерчески выпускаемых магнитах ферромагнитна [9, 10]. По этой причине возникло предположение о том, что перемагничивание магнитов осуществляется за счет движения доменной стенки и ее задержки в межзеренной границе. Первым на возможность за-

держки доменной стенки на границах ферромагнитных фаз указал Дж. Хаджипанайис [11].

Одним из распространенных методов определения механизма перемагничивания является анализ зависимости коэрцитивной силы от угла  $\theta$  между вектором размагничивающего поля  $H$  и ближайшим к нему направлением оси текстуры магнита. Так, в случае механизма задержки смещения доменной границы (пиннинга), в рамках модели Кондорского, коэрцитивная сила определяется проекцией размагничивающего поля на ось текстуры магнита, при этом угловая зависимость коэрцитивной силы  $H_c(\theta)$  описывается как

$$H_c(\theta) = \frac{H_c(0)}{\cos \theta}, \quad (1)$$

где  $H_c(0)$  – коэрцитивная сила магнита при изменении вдоль оси текстуры.

В случае задержки формирования зародыша перемагничивания в работе Кронмюллера [12] показано, что  $H_c(\theta)$  совпадает с таковой, предсказанной в рамках модели Стонера–Вольфарта.

Микромагнитные расчеты при различных образцах подобранных константах магнитокристаллической анизотропии и структуре магнитных материалов показывают, что возможен переход от одного типа процесса перемагничивания к другому и, соответственно, от одной угловой зависимости к другой [13].

Результаты экспериментальных исследований, как правило, показывают, что угловые зависимости ни на одном из типов магнитов не описываются ни одной из этих зависимостей [2, 4, 14–17]. Попытки объяснить несовпадение экспериментальных зависимостей с предсказываемыми моделью Кондорского привели к созданию нескольких модификаций этой модели. Так в работе [18] вводится учет обратимого вращения векторов намагниченности в соседних доменах, разделенных доменной стенкой. Этот учет показывает, что доменная граница становится не 180-градусной, в результате чего изменяется ее ширина и энергия, а соответственно, и взаимодействие с дефектами, что приводит к изменению формы угловой зависимости коэрцитивной силы. В работе [19] также учитывается обратимое вращение намагниченности под действием размагничивающего поля, однако не с точки зрения изменения топологии доменной границы, а с точки зрения изменения абсолютного значения проекции намагниченности на вектор размагничивающего поля. Учет обратимого вращения приводит к отклонению угловой зависимости, предсказываемой моделью Кондорского, в области больших углов и исключает неограниченный рост коэрцитивной силы в этой области. В работе [20] для объяснения менее выраженной угловой зависимости предлагается учет пространственного рас-

пределения осей легкого намагничивания зерен при неявном предположении об эквивалентности их магнитных свойств. Такой подход приводит к “уплощению” зависимости  $H_c(\theta)$ , однако для описания экспериментальных зависимостей требуется задание слишком сильной разориентации частиц, что не соответствует величине остаточной намагниченности.

Количественное описание угловых зависимостей коэрцитивной силы, с точки зрения аналитического подхода, осложнено невозможностью учета сложных гетерогенных структур постоянных магнитов, а с точки зрения микромагнитного моделирования – неопределенностью ряда коэффициентов (спонтанная намагниченность, обменный интеграл внутри фаз и на их границе, константа магнитокристаллической анизотропии и ее возможное изменение вблизи границы фаз), описывающих магнитные свойства межзеренных прослоек и свойств основной фазы вблизи поверхности зерна.

Целью настоящей работы является корректура модели Кондорского путем учета влияния локальных магнитных полей, возникающих в процессе перемагничивания отдельных зерен в постоянных магнитах.

## МЕТОДИКИ РАСЧЕТОВ И ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве образцов для проверки предлагаемого подхода выбраны спеченные постоянные магниты Nd–Fe–B марок N35 ( $\text{Nd}_{35}\text{Fe}_{63.5}\text{B}_1\text{Ti}_{0.3}\text{Al}_{0.2}$ ), N35SH ( $\text{Nd}_{32}\text{Dy}_3\text{Fe}_{63.5}\text{B}_1\text{Ti}_{0.3}\text{Al}_{0.2}$ ) и N48 ( $\text{Nd}_{24.5}\text{Pr}_{7.2}\text{Fe}_{66}\text{Co}_1\text{B}_1\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.1}\text{Cu}_{0.1}$ ), предоставленные предприятием ООО “ПОЗ – Прогресс”. Выбор магнитов обусловлен необходимостью проверки предлагаемой модификации модели на нескольких образцах с различными величинами намагниченности и коэрцитивной силы и их отношениями.

Расчеты распределений магнитной индукции и магнитного поля выполнены в программном пакете Comsol Multiphysics. Выбрано двумерное пространство, модуль Magnetic Fields, No Currents, стационарная задача. Зерна представляют собой квадраты с размером стороны 10 мкм. Углы зерен имеют закругления с радиусом 0.5 мкм. Между границами зерен имеется пустое пространство шириной 20 нм. Размер конечных элементов варьируется от 4 нм вблизи границы зерна до 200 нм в центре. На изображениях результатов расчетов цветом обозначено абсолютное значение напряженности магнитного поля в эрстедах. Стрелки показывают направление вектора магнитного поля. Ориентация вектора  $H$  и его величина соответствуют середине стрелки. Длина стрелки пропорциональна напряженности маг-

нитного поля. Коэффициент пропорциональности на всех рисунках одинаков.

Образцы для изучения микроструктуры запрессовывали в электропроводящую смолу и шлифовали механически с постепенным уменьшением размера зерна суспензии на установке Struers TegraPol 15. Финальная полировка проведена на суспензии коллоидного раствора оксида кремния для удаления наклепанного слоя. Исследования проводили с использованием сканирующего электронного микроскопа Tescan Mira3 LMU с автоэмиссионным катодом, оборудованного кольцевым детектором обратно рассеянных электронов (BSE) сцинтилляторного типа.

Магнитные измерения выполнены на вибромагнитометре КВАНС-1. При построении угловых зависимостей коэрцитивной силы образцы магнитов предварительно намагничивали до технического насыщения в поле 70 кЭ вдоль оси текстуры перед каждым угловым позиционированием. Поворот образца относительно внешнего магнитного поля осуществляли с помощью гониометра. Погрешность установки угла между осью текстуры и направлением внешнего поля не превышала 3°.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Распределение зерен постоянного магнита по коэрцитивности, вследствие формирования локальных дефектов, приводит к перемагничиванию некоторых зерен в сравнительно слабых магнитных полях. Это вызывает появление заряженных и незаряженных доменных стенок на границах зерен. В модели Кондорского учитывается, что на уже перемагниченный объем образца действует только проекция внешнего размагничивающего поля под углом  $\theta$  к оси текстуры. При этом в модели Кондорского не учитывается, что перемагниченный объем или заряженная доменная стенка создает собственное локальное магнитное поле  $H_{loc}$ , направленное вдоль оси текстуры, и равное  $H_{loc} \approx 4\pi M_s$ . Учитывая этот факт, доменная стенка и домен вблизи нее оказываются под действием не только внешнего размагничивающего поля  $H_{ext}$ , а суперпозиции полей, которую можно обозначить, как эффективное поле  $H_{eff} = H_{loc} + H_{ext}$ .

Представим эффективное поле как векторную сумму:

$$\overline{H_{eff}} = \overline{H_{ext}} + \overline{H_{loc}}, \quad (2)$$

тогда модуль напряженности магнитного поля может быть записан как

$$H_{eff} = \left( H_{loc}^2 + H_{ext}^2 - 2H_{loc}H_{ext} \cos(\pi - \theta) \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

а угол между направлением эффективного магнитного поля и ближайшим направлением оси текстуры как

$$\theta^* = \arcsin \left( H_{ext} \sin(\pi - \theta) / H_{eff} \right). \quad (4)$$

Рассмотрим новую угловую зависимость коэрцитивной силы в приближении:

$$H_{loc} = 4\pi M_s; \quad (5)$$

$$H_{ext} = H_c. \quad (6)$$

Введем параметр  $k$ , соответствующий отношению коэрцитивной силы  $H_c$  к внутреннему полю в зерне  $H_{loc}$ :

$$k = \frac{H_c}{4\pi M_s}. \quad (7)$$

Выражение для эффективного угла  $\theta^*$  для размагничивающего поля относительно оси текстуры магнита примет следующий вид:

$$\theta^* = \arcsin \left( \frac{k \sin(\theta)}{\sqrt{k^2 + 2k \cos(\theta) + 1}} \right). \quad (8)$$

Далее перестроим угловую зависимость коэрцитивной силы  $H_c$  от нового угла  $\theta^*$  как новую  $H_c^*$  в координатах приложения внешнего поля  $\theta$ :

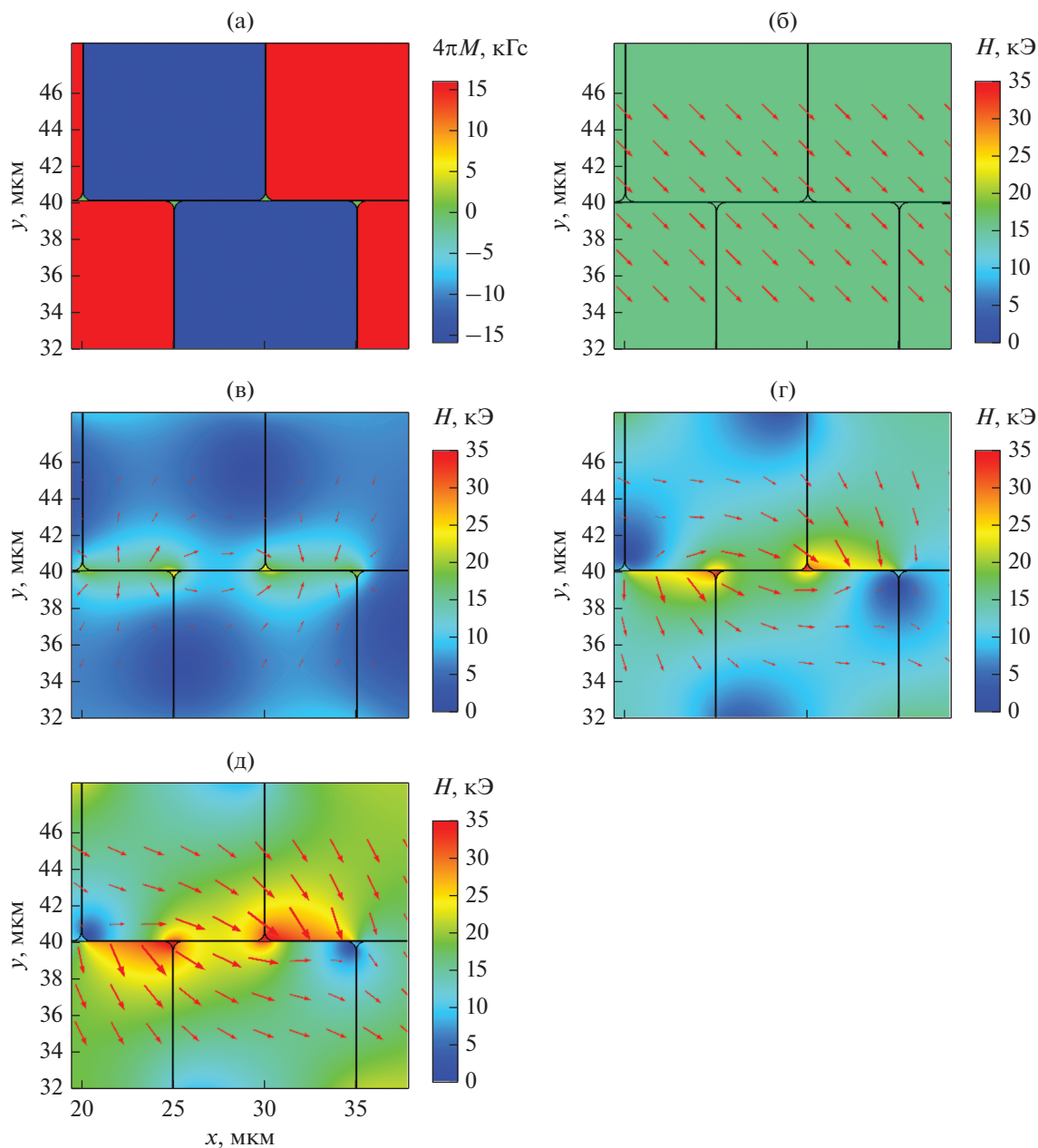
$$H_c(\theta^*) \rightarrow H_c^*(\theta). \quad (9)$$

Предложенную модификацию выражения (1) можно трактовать как практически линейное “растяжение” зависимости  $H_c(\theta)$  вдоль оси ординат.

Поскольку реальное распределение магнитного поля существенно сложнее предложенного в модели, на рис. 1 представлены результаты расчетов заданных значений намагниченности в нескольких зернах ансамбля (1а), напряженности внешнего магнитного поля (1б), распределений магнитного поля в этих же зернах при внешнем магнитном поле напряженностью  $H_{ext} = 0$  (1в), 10 (1г) и 16 кЭ (1д) соответственно, при неизменной ориентации.

Из рис. 1а–1д видно, что угол ориентации магнитного поля, например, в верхнем правом зерне, намагниченность которого направлена вверх, изменяется при изменении величины внешнего размагничивающего поля. Вблизи с границей уже перемагниченного зерна (центральное внизу) величина вектора эффективного размагничивающего поля максимальна и ориентирована под углом к оси текстуры, меньшим, чем внешнее магнитное поле. Как раз в таком месте происходит переход доменной границы из межзеренной фазы в зерно.

Угловые зависимости коэрцитивной силы в рамках модифицированной модели Кондорского  $H_c^*(\theta)$  от параметра  $k$  представлены на рис. 2. Из рисунка видно, что кривые  $H_c^*(\theta)$  с малыми зна-



**Рис. 1.** Изображение модели распределения магнитного поля в зернах Nd–Fe–В: намагниченности  $M_s$  в нескольких зернах ансамбля (а), напряженности внешнего магнитного поля (б), распределений магнитного поля в этих же зернах при внешнем магнитном поле напряженностью  $H_{ext} = 0$  (в), 10 (г) и 16 кЭ (д).

чениями  $k$  (высокая намагниченность при низкой коэрцитивной силе) имеют слабую угловую зависимость коэрцитивной силы. Изменение формы зависимости  $H_c^*(\theta)$  связано с сильным влиянием внутреннего поля  $H_{loc}$ , в качестве источника которого можно рассматривать как перемангниченные кристаллиты, так и заряженные доменные стенки. Величина такого поля в случае магнитов Nd–Fe–В сопоставима по величине с коэрцитивностью отдельных зерен. С увеличени-

ем параметра  $k$  наблюдается все большее приближение угловой зависимости  $H_c^*(\theta)$  к таковой в рамках модели Кондорского, когда коэрцитивная сила  $H_c$  существенно больше внутреннего поля  $H_{loc}$ . При этом на практике магниты с  $k > 2$ , как правило, не используются. При  $k \rightarrow \infty$  модифицированная зависимость  $H_c^*(\theta)$  переходит в  $H_c(\theta)$ , описываемую соотношением Кондорского (1).

Изображение шлифованной поверхности постоянного магнита марки N35 представлено на

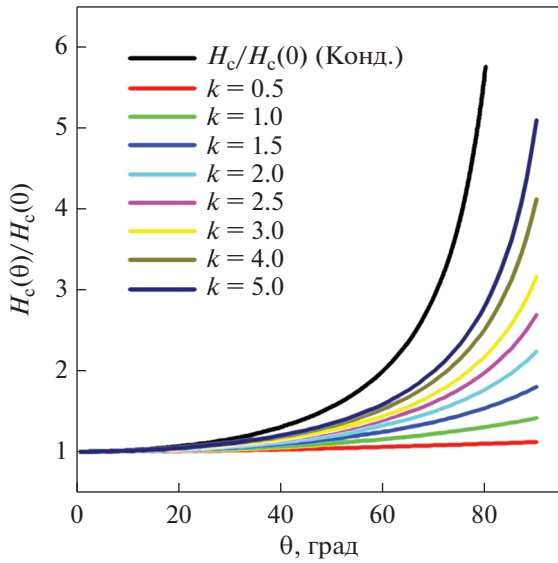


Рис. 2. Угловые зависимости  $H_c(\theta)/H_c(0)$  в рамках модифицированной модели Кондорского.

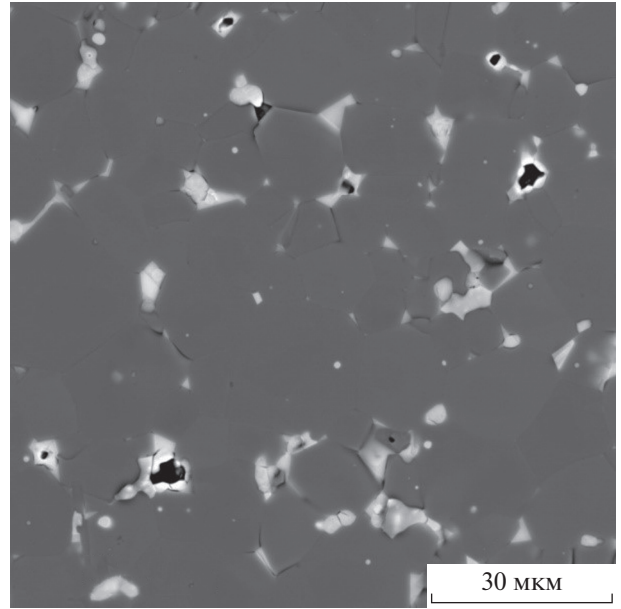


Рис. 3. Микроструктура магнита марки N35.

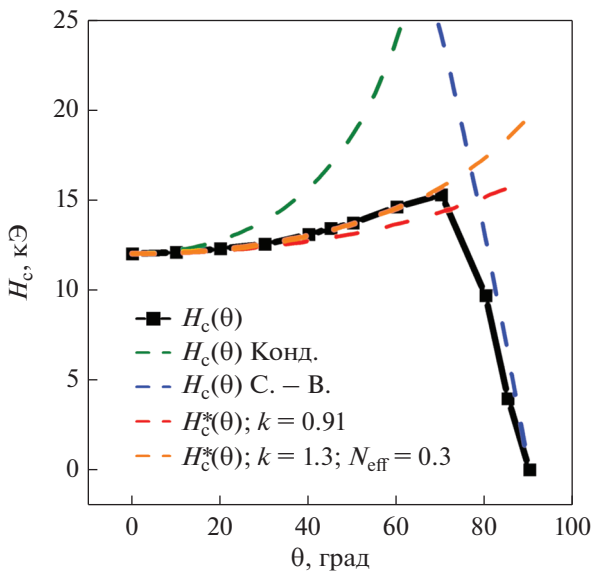


Рис. 4. Угловые зависимости коэрцитивной силы  $H_c(\theta)$  магнита марки N48 (образец 1).

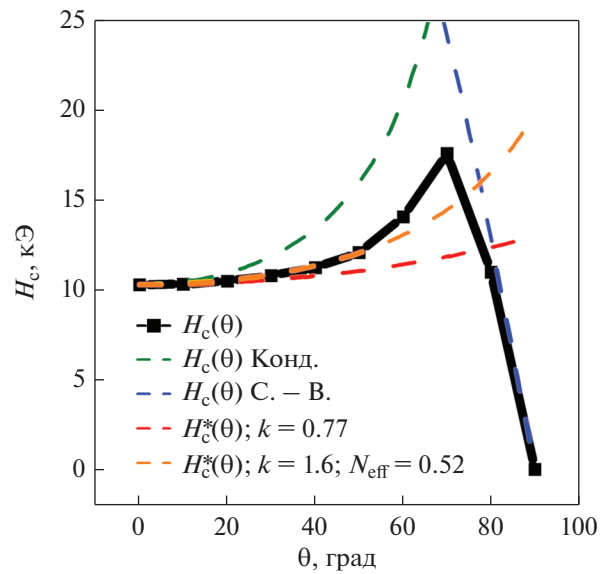


Рис. 5. Угловые зависимости коэрцитивной силы для магнита марки N48 (образец 2).

рис. 3. Ось текстуры магнита перпендикулярна плоскости рисунка. Наблюдаемая микроструктура типична для спеченных постоянных магнитов Nd–Fe–В: в тройных стыках зерен наблюдаются фазовые выделения, содержащие преимущественно редкоземельные металлы и кислород [4, 21]. Отметим, что среднее содержание кислорода в низкокоэрцитивных постоянных магнитах выше, чем в высококоэрцитивных.

На рис. 4–7 представлены результаты измерений угловых зависимостей коэрцитивной силы

магнитов  $H_c(\theta)$  и угловые зависимости, предсказываемые в рамках моделей Кондорского, Стонера–Вольфарта и предлагаемой модификации модели Кондорского с учетом параметра  $k$ , определенного в выражении (7).

Из результатов, представленных на рис. 4, видно, что выражение Кондорского описывает зависимость  $H_c(\theta)$  для исследуемого магнита марки N48 (образец 1) лишь в угловом диапазоне  $0^\circ\text{--}10^\circ$ , в то время как предложенная модель дает достаточно хорошее совпадение  $H_c(\theta)$  вплоть до  $70^\circ$ .

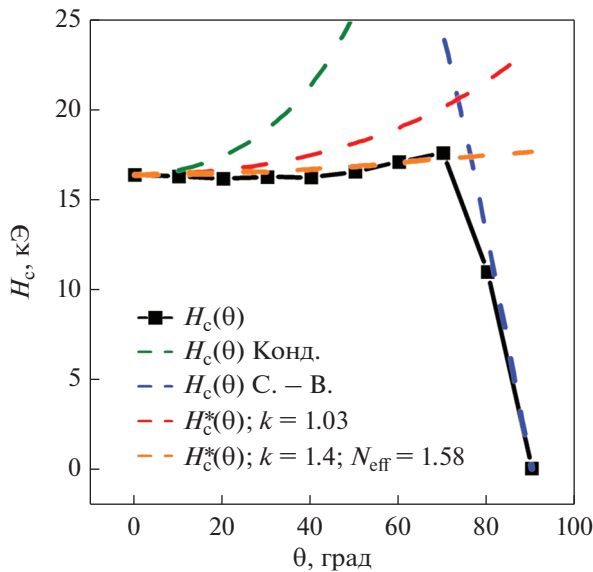


Рис. 6. Угловые зависимости коэрцитивной силы для магнита марки N35SH.

Дальнейший ход угловой зависимости указывает на превалирующую роль механизма вращения векторов намагниченности в диапазоне углов  $70^\circ-90^\circ$  и хорошо описывается в рамках модели Стонера–Вольфарта. На преобладание вращения векторов намагниченности в больших углах  $\theta$  указывали в работах [12, 17].

В целом, из анализа рис. 4–7 следует, что предложенная модель значительно точнее описывает угловые зависимости  $H_c(\theta)$  образцов магнитов марок N35 и N48, чем модель Кондорского. Среди возможных причин отклонения модельных кривых от экспериментальных данных отметим наличие в реальных магнитах разориентации осей легкого намагничивания отдельных кристаллитов, неоднородности межзернной границы, локальных размагничивающих полей, которые начинают действовать на перемагниченные зерна, формируя в них доменную структуру. Формальный учет влияния этих факторов можно осуществить путем введения параметра  $N_{\text{eff}}$ , аналогичного таковому в формуле Кронмюллера [12]. При этом выражение (5) для локального внутреннего поля модифицируется:

$$H_{\text{loc}} = 4\pi M_s (1 - N_{\text{eff}}). \quad (10)$$

Это приведет к зависимости параметра  $k$  от микроструктурных особенностей магнитов  $k(N_{\text{eff}})$ . При учете локального поля от размагниченных  $H_{\text{loc}}$  следует принять во внимание, что поле остального объема образца стремится его подавить, что выражается введением  $N_{\text{eff}}$  в формулу (5). При этом чем больше параметр  $N_{\text{eff}}$ , тем большее значение

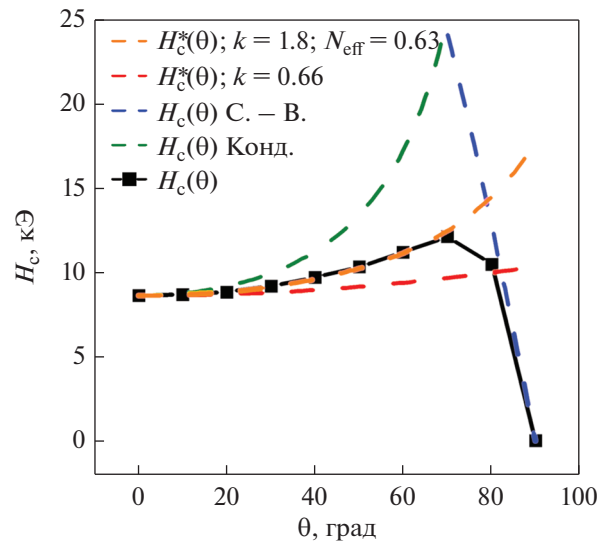


Рис. 7. Угловые зависимости коэрцитивной силы для магнита марки N35.

принимает параметр  $k$ . Аналитически оценить  $N_{\text{eff}}$  не представляется возможным ввиду того, что он зависит от большого числа факторов. Введение параметра  $N_{\text{eff}}$  в большинстве случаев позволяет улучшить описание экспериментальных зависимостей  $H_c(\theta)$  вплоть до полного совпадения. Результаты описания при введении  $N_{\text{eff}}$  и соответствующего изменения  $k$  приведены на рис. 4–7.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен подход к модификации модели Кондорского для описания угловых зависимостей коэрцитивной силы  $H_c(\theta)$  в рамках механизма пиннинга, с учетом внутренних магнитных полей, создаваемых уже перемагниченными зернами постоянного магнита. Предложенная модель показывает лучшее согласие с экспериментом в случае спеченных постоянных магнитов Nd–Fe–В.

Полученные результаты косвенно подтверждают представления о том, что в спеченных магнитах Nd–Fe–В ключевым механизмом высококоэрцитивного состояния является задержка смещения доменных границ, при этом, при углах более  $70^\circ$  между направлением внешнего магнитного поля и ближайшим направлением оси текстуры, превалирующим становится механизм обратимого вращения векторов намагниченности. Данная тенденция выполняется для всех исследованных образцов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 20-32-90211.



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Urzhumtsev A., Maltseva V., Volegov A.* Magnetization reversal processes in sintered permanent magnets  $\text{Sm}(\text{Co}, \text{Fe}, \text{Zr}, \text{Cu})_z$  // JMMM. 2022. V. 551. P. 169–143.
2. *Kronmüller H., Durst K.D., Sagawa M.* Analysis of the magnetic hardening mechanism in RE-FeB permanent magnets // JMMM. 1988. V. 74. P. 291–302.
3. *Li J., Liu L., Sepehri-Amin H., Tang X., Ohkubo T., Sakuma N., Shoji T., Kato A., Schrefl T., Hono K.* Coercivity and its thermal stability of Nd-Fe-B hot-deformed magnets enhanced by the eutectic grain boundary diffusion process // Acta Mater. 2018. V. 161. P. 171–181.
4. *Li J., Sepehri-Amin H., Sasaki T., Ohkubo T., Hono K.* Most frequently asked questions about the coercivity of Nd-Fe-B permanent magnets // Sci. Techn. Advan. Mater. 2021. V. 22. № 1. P. 386–403.
5. *Goll D., Schurr J., Trauter F., Schanz J., Bernthaler T., Riegel H., Schneider G.* Additive manufacturing of soft and hard magnetic materials // Procedia CIRP. 2020. V. 94. P. 248–253.
6. *Volegov A.S., Andreev S.V., Selezneva N.V., Ryzhikhin I.A., Kudrevatykh N.V., Mädler L., Okulov I.V.* Additive manufacturing of heavy rare earth free high-coercivity permanent magnets // Acta Mater. 2020. V. 188. P. 733–739.
7. *Goll D., Trauter F., Bernthaler T., Schanz J., Riegel H., Schneider G.* Additive Manufacturing of Bulk Nanocrystalline FeNdB Based Permanent Magnets // Micromachines. 2021. V. 12. P. 538.
8. *Kronmüller H.* Theory of Nucleation Fields in Inhomogeneous Ferromagnets // Phys. stat. sol. (b). 1987. V. 385. P. 385144.
9. *Sepehri-Amin H., Ohkubo T., Shima T., Hono K.* Grain boundary and interface chemistry of an Nd-Fe-B-based sintered magnet // Acta Mater. 2012. V. 60. P. 819–830.
10. *Nakamura T., Yasui A., Kotani Y., Fukagawa T., Nishiuchi T., Iwai H., Akiya T., Ohkubo T., Gohda Y., Hono K., and Hirotsawa S.* Direct observation of ferromagnetism in grain boundary phase of Nd-Fe-B sintered magnet using soft X-ray magnetic circular dichroism // Appl Phys Lett. 2014. V. 105. P. 202404.
11. *Hadjipanayis G., Kim A.* Domain wall pinning versus nucleation of reversed domains in R-Fe-B magnets // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. P. 3310–3315.
12. *Kronmüller H., Schrefl T.* Interactive and cooperative magnetization processes in hard magnetic materials // JMMM. 1994. V. 129. № 1. P. 66–78.
13. *Li J., Tang X., Sepehri-Amin H., Sasaki T.T., Ohkubo T., Hono K.* Angular dependence and thermal stability of coercivity of Nd-rich Ga-doped Nd-Fe-B sintered magnet // Acta Mater. 2020. V. 187. P. 66–72.
14. *Vasilenko D.Y., Shitov A.V., Bratushev D.Y., Podkorytov K.I., Gaviko V.S., Golovnya O.A., Popov A.G.* Magnetics Hysteresis Properties and Microstructure of High-Energy (Nd,Dy)-Fe-B Magnets with Low Oxygen Content // Phys. Met. Metal. 2021. V. 122. P. 1173–1182.
15. *Givord D., Lu Q., Rossignol M.F., Tenaud P., Viadieu T.* Experimental approach to coercivity analysis in hard magnetic materials // JMMM. 1990. V. 83. № 1–3. P. 183–188.
16. *Cebollada F., Rossignol M., Givord D.* Angular dependence of coercivity in Nd-Fe-B sintered magnets: proof that coherent rotation is not involved // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. P. 13511–13518.
17. *Bance S., Schrefl T., Givord D., Ciuta G., Dempsey N.M., Givord D., Winklhofer M., Hrkac G., Zimanyi G., Gutfleisch O., Woodcock T.G., Shoji T., Yano M., Kato A., Manabe A.* Influence of defect thickness on angular dependence of coercivity in rare-earth permanent magnets // Applied phys. letters. 2014. V. 104. P. 182408(5).
18. *Schumacher F.* On the modification of the Kondorsky function // J. App. Phys. 1991. V. 70. P. 3184–3187.
19. *Suponev N.P., Grechishkin R.M., Lyakhova M.B., Pushkar Yu.E.* Angular dependence of coercive field in  $(\text{Sm}, \text{Zr})(\text{Co}, \text{Cu}, \text{Fe})_z$  // J. Magn. Magn. Mater. 1996. V. 157. P. 376–377.
20. *Matsuura Y., Nakamura T., Sumitani K., Kajiwaru K., Tamura R., Osamura K.* Temperature properties of the alignment dependence of coercive force decrease ratio and the angular dependence of coercive force in Nd-Fe-B sintered magnets // JMMM. 2016. V. 398. P. 246–252.
21. *Vasilenko D.Y., Shitov A.V., Bratushev D.Y., Podkorytov K.I., Popov A.G., Gaviko V.S., Golovnya O.A.* Magnetic Hysteresis Properties and Microstructure of High-Coercivity (Nd,Dy)-Fe-B Magnets with Dy less than 10 wt % and Low Oxygen // Phys. Met. Metal. 2022. V. 123. P. 145–154.