Моделирование процессов перемагничивания ограниченных ферромагнетиков, содержащих дефекты

© Р.М. Вахитов, Е.Р. Гареева, М.М. Вахитова, А.Р. Юмагузин

Башкирский государственный университет,
Уфа, Россия

E-mail: VakhitovRM@yahoo.com

(Поступила в Редакцию 28 августа 2008 г.
В окончательной редакции 15 января 2009 г.)

Теоретически исследуются процессы намагничивания и перемагничивания кубических ферромагнетиков ограниченных размеров, обусловленных механизмом некогерентного вращения магнитных моментов. Установлено, что приемлемым модельным представлением магнитных неоднородностей, возникающих в области дефектов, являются 0° доменные границы. Определено влияние внешнего магнитного поля на их структуру и область устойчивости, что позволило выявить характерные особенности перемагничивания реальных кристаллов в зависимости от параметров материала и дефекта, и, в частности, в окрестности спин-переориентационного фазового перехода.

PACS: 75.30.Kz, 75.60.Ch, 75.60.Jk

В процессах технического намагничивания реальных кристаллов важную роль играют магнитные неоднородности, закрепляющиеся на различного рода дефектах [1]. Подстраиваясь под профиль дефекта, они искажают в данной области доменную структуру, характерную для всего образца. Это в свою очередь служит надежным индикатором присутствия дефектов в материале. Свойства этих неоднородностей практически не изучены, хотя имеет место определенное понимание их роли в процессах спиновой переориентации магнетика из одного состояния в другое [2,3]. В частности, теоретический анализ возможных магнитных неоднородностей, зарождающихся в области дефектов, показал [3,4], что их свойства в достаточной степени адекватно можно описать с помощью распределения намагниченности, соответствующего 0° доменной границе (0°ДГ). Результаты, полученные при моделировании процессов зародышеобразования при спин-переориентационном фазовом переходе (СПФП), качественно согласуются с экспериментальными данными [2], что позволяет применить данное приближение для описания процессов намагничивания и перемагничивания ограниченных магнетиков, содержащих дефекты.

Исследуем структуру и устойчивость магнитных неоднородностей, локализованных в области дефекта, под действием внешнего поля $\mathbf{H}$ на примере кубического ферромагнетика, взятого в виде пластины конечной толщины D, в которой имеет место и наведенная (вдоль [011]) одноосная анизотропия (пластина (011)). Такая ситуация с наличием в магнитных материалах комбинированной анизотропии является достаточно распространенной и встречается в эпитаксиально выращенных пленках ферритов-гранатов, в некоторых интерметаллических соединениях, при освещении магнитных полупроводников типа $CdCr_2Se_4$, при холодной прокатке железа и т.д. [1,5,6]. Энергию магнитных неоднородностей пластины (011) в идеализированной модели рассмотрим с учетом обменного взаимодействия (характеризующегося обменным параметром A) наведенной одноосной (K_u), кубической (K_1) и ромбической (K_r) анизотропий, размагничивающих полей объемных зарядов, локализованных в ДГ, и внешнего поля $\mathbf{H}$, т.е. в виде [4]

$$E_0 = L_x D \int\limits_{-\infty}^{\infty} \Big\{ A\left[(\theta')^2 + \sin^2\theta(\varphi')^2\right] + K_u \sin^2\theta + K_r \sin^2\theta \sin^2(\varphi-\psi) + \frac{K_1}{4}\big[2\sin^2\theta\big(1 - 3\sin^2(\varphi-\psi)\big) - \sin^4\theta\big(3 - 10\sin^2(\varphi-\psi) + 3\sin^4(\varphi-\psi)\big)\big] - \mathbf{HM} + 2\pi M_s^2(\sin\theta\sin\varphi - \sin\theta_m\sin\varphi_m)^2 \Big\}\, dy \qquad (1)$$

где θ и φ — полярный и азимутальный углы вектора намагниченности $\mathbf{M}$, θ' и φ' — их производные по y, θ_m, φ_m — значение этих углов в доменах (при $y \to \pm\infty$), M_s — намагниченность насыщения, L_x — размер пластины вдоль оси $0x$ ($L_x \to \infty$). Здесь система координат выбрана так, что ось $0z \parallel [011]$, а ось $0x$ лежит в плоскости ДГ и составляет угол ψ с осью [100]. Кроме того, предполагая пластину достаточно толстой, пренебрегаем влиянием размагничивающих полей поверхностных зарядов.

Из анализа уравнений Эйлера–Лагранжа, отвечающих (1), следует [4], что в отсутствие поля в области $K_u > 0$, ограниченной линиями $\varkappa_1 = 1$, $\varkappa_1 = 4$, $\varkappa_1 = 1 + \varkappa_r$, ($\varkappa_1 = K_1/|K_u|$, $\varkappa_r = K_r/|K_u|$, возможны решения вида

$$\operatorname{tg}\theta = \pm a\,\operatorname{ch}(b\xi), \quad \varphi = 0, \pi, \;\; \psi = 0, \pi,$$

$$a = \big((4-\varkappa_1)/4(\varkappa_1 - 1)\big)^{1/2}, \quad b = (\varkappa_1 - 1)^{1/2}, \qquad (2)$$

которым соответствуют магнитные неоднородности со структурой 0°ДГ блоховского типа. Они разделяют два домена с одинаковым направлением вектора $\mathbf{M}_0$ в них ($\mathbf{M}_0 \parallel [100]$) и образуются в области значений параметров $\varkappa_1$ и $\varkappa_r$, где магнитная фаза с $\mathbf{M}_0 \parallel [100]$ является метастабильной, а фаза с $\mathbf{M}_0 \parallel [011]$ — устойчивой. Согласно расчетам [4], между данными фазами на линии $\varkappa_1 = 4$ ($\varkappa_r > 3$) имеет место СПФП I рода: в области, расположенной выше этой линии, магнитная фаза с $\mathbf{M}_0 \parallel [011]$ становится метастабильной, а с $\mathbf{M}_0 \parallel [100]$ — устойчивой. В этой области уравнения Эйлера–Лагранжа также допускают решения, аналогичные (2), а именно

$$\operatorname{tg}\theta = \pm[a'' \operatorname{ch}(b''\xi)]^{-1} \quad \varphi = 0, \pi, \ \ \psi = 0, \pi,$$

$$a'' = [(\varkappa_1 - 4)/2(2 + \varkappa_1)]^{1/2}, \quad b'' = (1 + \varkappa_1/2)^{1/2}. \quad (3)$$

Им соответствуют блоховские 0°ДГ с $\mathbf{M}_0 \parallel [011]$ в доменах. Оба вида 0°ДГ по своей природе (по структуре и условиям возникновения) представляют собой зародыши новой фазы, возникающие по разные стороны от линии СПФП. В этом смысле они дают полную картину спиновой переориентации магнетика, составляя суть флуктуационного механизма зародышеобразования [3,7].

Они неустойчивы в идеализированной модели [3,4,8], однако при учете наличия дефектов и конечности пластины 0°ДГ становятся устойчивыми образованиями [3,4].

В ненулевом поле решения уравнений Эйлера–Лагранжа не удается получить через известные функции. Однако анализ фазового портрета этих уравнений для случая $\varphi = 0, \pi$ показывает, что существуют фазовые траектории (рис. 1, сепаратрисы *1*) в виде замкнутых петель, которым соответствуют 0°ДГ со структурой, аналогичной (2) или (3). Это дает основание исследовать процесс перемагничивания реальных кристаллов, обусловленных механизмом некогерентного вращения магнитых моментов [8]. В основу модельного представления доменов обратной намагниченности, закрепляющихся на дефектах и играющих решающую роль в этих процессах, положен вариационный метод [3,4], в котором в качестве распределения намагниченности в кристалле берется закон изменения $\mathbf{M}$ вида (2) или (3), где $a = \{a', a''\}$ и $b = \{b', b''\}$ считаются вариационными параметрами задачи.

Для определения устойчивых состояний 0°ДГ в магнитном поле необходимо учесть влияние размагничивающих полей от поверхностных зарядов пластины, вклад которых в (1) для 0°ДГ блоховского типа ($\varphi = 0, \pi$) определяется слагаемым

$$E_{ms} = M_s^2 L_x \int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty} f(y, y')\, dy dy',$$

$$f(y, y') = [\cos\theta(y)\cos\theta(y') - \cos^2\theta_m] \ln\left(1 + \frac{D^2}{(y - y')^2}\right). \quad (4)$$

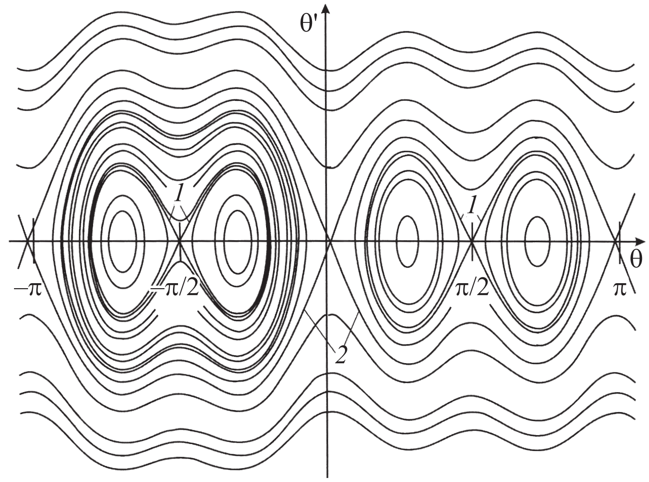

Рис. 1. Фазовый портрет уравнений Эйлера–Лагранжа для случая $\varkappa_1 = 2.3$, $\varkappa_r = 2$, $h = 0.2$ ($\mathbf{H} \parallel [100]$). Сепаратриса *1* соответствует 0°ДГ, *2* — 180°ДГ.

Другой фактор — наличие дефектов в кристалле — учтем с помощью зависимости материальных параметров образца $R = \{A, K_u, K_r, K_1, M_s\}$ от координаты y в виде (пластинчатое магнитное включение)

$$R(y) = \begin{cases} R, & |y| \ge L/2, \\ R + \Delta R, & |y| \le L/2, \end{cases} \quad (5)$$

где L — размер дефекта, $\Delta R = \{\Delta A, \Delta K_u, \Delta K_r, \Delta K_1, \Delta M_s\}$ — величина скачка параметра R в области дефекта. Следует отметить, что возникновение подобных дефектов в кристалле обусловлено разными причинами, в частности наличием пор, трещин, дислокаций, остаточных напряжений, немагнитных включений либо магнитных включений другой фазы и т. д. [9].

С учетом изложенного полная энергия рассматриваемой задачи будет иметь вид

$$E = E_0 + E_{ms} + E_d, \quad (6)$$

где E_d — энергия дефекта, которая для 0°ДГ, описываемой распределением намагниченности вида (2) (0°ДГ (I)), определяется выражением

$$E_d = L_x D \int\limits_{-L/2}^{L/2} \Bigg\{ \Delta A(\theta')^2 + \left[\Delta K_u + \Delta K_r \sin^2\psi + \frac{1}{2}\Delta K_1(1 - 3\sin^2\psi)\right]\sin^2\theta - \frac{\Delta K_1}{4}(3 - 10\sin^2\psi + 3\sin^4\psi)\sin^4\theta - H\Delta M_s \sin\theta + \frac{2\Delta M_s M_s}{D}\int\limits_{-\infty}^{\infty} f(y, y')\, dy' + \frac{\Delta M_s^2}{D}\int\limits_{-L/2}^{L/2} f(y, y')\, dy' \Bigg\} dy. \quad (7)$$

В случае 0°ДГ, задаваемой законом изменения $\mathbf{M}$ вида (3) (0°ДГ(II)), необходимо в формуле (7) заменить зеемановское слагаемое на выражение $(-H\Delta M_s \cos\theta)$.

Соответствующая вариационная задача по определению структуры и области устойчивости обоих видов 0°ДГ решается путем численной минимизации функционала (6) (точнее приведенной энергии $\varepsilon_s = E/(K_u L_x D \Delta_0)$) относительно параметров a, b. Данный подход, как показано в [3], является приемлемым при выполнении условий: $D \gg \Delta_0$, $Q > 1$, где $Q = K_u/2\pi M_s^2$ — фактор качества материала.

Очевидно, что устойчивые состояния 0°ДГ можно найти, зная параметры, характеризующие их, а именно энергию ε_s, амплитуду θ_s (максимальный угол отклонения вектора $\mathbf{M}$ от его равновесного направления в доменах) и ширину Δ_s. Последние два параметра, определяющие размеры 0°ДГ, находятся из формул

$$\theta_s = \left|\frac{\pi}{2} - \mathrm{arctg}(a')\right|,$$

$$\Delta_s = \frac{2\Delta_0}{b'}\left[\left(\pi - 2\,\mathrm{arctg}\sqrt{1+2(a')^2}\right)\sqrt{1+(a')^2} + \ln\frac{\sqrt{1+2(a')^2}+\sqrt{1+(a')^2}}{a'}\right] \quad (8)$$

для 0°ДГ (I),

$$\theta_s = \mathrm{arctg}\left(\frac{1}{a''}\right),$$

$$\Delta_s = \frac{2\Delta_0}{b''}\left[\ln\frac{\sqrt{1+2a''^2}+\sqrt{1+a''^2}}{a''} - 2\,\mathrm{arctg}\left(\frac{1}{\sqrt{1+2a''^2}}\right)\right] \quad (9)$$

для 0°ДГ (II).

Результаты численной минимизации величины ε_s представлены на рис. 2–6, где все величины, имеющие размерность длины, приведены к Δ_0, а „скачки“ материальных параметров на дефекте ΔR — к величине K_u (за исключением $dM_s = \Delta M_s/M_s$, $dA = \Delta A/A$).

Из расчетов следует, что в нулевом поле 0°ДГ обоих видов существуют в определенных областях изменения параметров дефекта и материала [3,7]. Область их устойчивости ограничена двумя предельными значениями параметров: при одних 0°ДГ коллапсируют, при других — они расплываются (при этом $\Delta_s \to \infty$, $\varepsilon_s \to -\infty$, $\theta_s \to 0, \pi$, т. е. в магнетике имеет место СПФП).

„Включение“ внешнего поля с $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}_0$ существенно сказывается на устойчивых состояниях 0°ДГ и, в частности, приводит к тому, что эти неоднородности, различающиеся направлением вектора $\mathbf{M}_0$, в доменах (знаки $\pm$ в (2) и (3)) ведут себя не одинаковым образом. Так, например, те 0°ДГ (I), в которых магнитные моменты в доменах параллельны $\mathbf{H}$ ($\mathbf{H} \parallel [100]$), при увеличении h ($h = HM_s/2K_u$) уменьшаются в размерах, а 0°ДГ (I), у которых вектор $\mathbf{M}_0$ в доменах

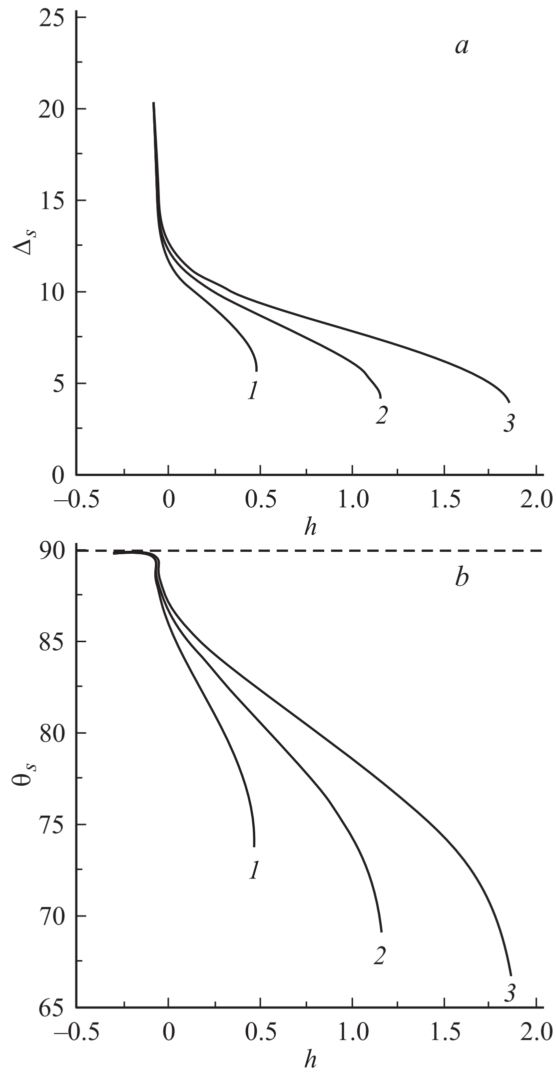

Рис. 2. Зависимости ширины Δ_s (a) и амплитуды θ_s (b) 0°ДГ (I) от внешнего магнитного поля при следующих значениях материальных параметров образца и дефекта: $\varkappa_1 = 3$, $\varkappa_r = 1.4$, $Q = 3$, $D = 10$, $dA = 0.1$, $dK_r = 0.3$, $dK_1 = 0.5$, $dM_s = 0.3$, $L = 10$. $dK_u = -1$ (*1*), -1.5 (*2*) и -2 (*3*).

антипараллелен $\mathbf{H}$, увеличиваются в размерах (рис. 2, $h < 0$). Такое „расщепление“ 0°ДГ (I), различающихся ориентацией вектора $\mathbf{M}_0$ в доменах, в магнитном поле объясняется характером взаимодействия магнитных моментов с полем $\mathbf{H}$: в первом типе 0°ДГ (I) магнитные моменты либо сонаправлены с $\mathbf{H}$ (в доменах), либо образуют острый угол с ним (в неоднородной части 0°ДГ), а во втором типе 0°ДГ (I), наоборот, ($\mathbf{HM} < 0$). Такая энергетическая „выгодность“ или „невыгодность“ расположения магнитных моментов в соответствующих типах 0°ДГ (I) приводит к тому, что при дальнейшем увеличении h 0°ДГ (I) с $\mathbf{M}_0$, направленным вдоль $\mathbf{H}$, коллапсируют, а 0°ДГ (I) с $\mathbf{M}_0 \uparrow\downarrow \mathbf{H}$ расплываются, причем по мере углубления „потенциальной ямы“ (при увеличении $|dK_u|$) поле коллапса 0°ДГ (I) первого типа увеличивается, а поле расплывания для второго типа

0°ДГ (I) практически не меняется (немного уменьшается).

Из расчетов следует, что структура и свойства 0°ДГ (I) наиболее „чувствительны" к изменению параметров дефекта. Это относится не только к параметру dK_u (рис. 2), но и к dK_1, dA, dM_s и, в особенности, к ширине дефекта L: с увеличением L область устойчивости 0°ДГ (I) с $\mathbf{M}_0 \uparrow\uparrow \mathbf{H}$ по полю увеличивается; следовательно, поле его коллапса также увеличивается, а для второго типа 0°ДГ (I) ситуация реализуется с точностью до наоборот.

Следует отметить, что аналогичное поведение в зависимости от приведенных выше параметров и поля ($\mathbf{H} \parallel [011]$) наблюдается и у 0°ДГ (II), в частности от ширины дефекта (рис. 3). При этом необходимо отметить, что материальные параметры образца в меньшей степени оказывают влияние на поведение 0°ДГ обоих видов в магнитном поле. Исключение составляют параметр $\varkappa_1$, характеризующий степень влияния кубической и наведенной одноосной анизотропии на устойчивые состояния 0°ДГ, и параметр Q, определяющий вклад размагничивающих полей на эти состояния. Расчеты показывают [4], что в нулевом поле область устойчивости 0°ДГ (I) при $Q \to \infty$ лежит в области $4 < \varkappa_1 < 1 + \varkappa_r$, которая соответствует области устойчивости фазы $\mathbf{M}_0 \parallel [100]$ на фазовой диаграмме пластины (011) [10]. Однако при уменьшении фактора качества Q влияние размагничивающих полей возрастает и область устойчивости 0°ДГ (I) по $\varkappa_1$ будет смещаться в сторону меньших его значений. Это вполне согласуется с фазовой диаграммой рассматриваемой пластины [11], если учесть вклад ее размагничивающих полей. При включении зеемановского взаимодействия с $\mathbf{H} \parallel [100]$ область устойчивости по $\varkappa_1$ магнитной фазы с $\mathbf{M}_0 \parallel [100]$ расширяется и также смещается в сторону меньших его значений [11]. С этими результатами, полученными для идеального неограниченного кубического ферромагнетика с наведенной вдоль [011] одноосной анизотропией, вполне согласуются полученные здесь результаты анализа влияния внешнего поля на область устойчивости 0°ДГ (I) в магнитном поле с $\mathbf{H} \parallel [100]$. Из расчетов следует, что область устойчивости 0°ДГ (I) по параметру $\varkappa_1$ под действием магнитного поля также смещается в сторону его меньших значений. В то же время область устойчивости 0°ДГ (II) по параметру $\varkappa_1$ смещается в сторону его больших значений (рис. 4). Данный результат объясняется тем, что с увеличением параметра $\varkappa_1$ вклад кубической анизотропии (при $K_u > 0$ легкими осями являются направления $\langle 100 \rangle$) в устойчивые состояния данных неоднородностей возрастает по сравнению с наведенной одноосной (легкой осью является [011]). Причем, как видно из рис. 4, при $\varkappa_1 \gtrsim 3.2{-}3.6$ 0°ДГ, описываемые (3), в нулевом поле не существуют, в то время как при $\varkappa_1 \lesssim 3.2{-}3.6$ они становятся уже устойчивыми образованиями, расщепляясь в магнитном поле на два типа 0°ДГ (II).

Можно отметить, что изменение фактора качества Q также не одинаково влияет на структуру и область устойчивости 0°ДГ разных видов [7]. Это обстоятельство связано с тем, что вклад размагничивающих полей, определяемый слагаемым (4), для 0°ДГ (I) является положительным, и поэтому для данного типа магнитной неоднородности увеличение Q ведет к уменьшению значения E_{ms} и, следовательно, к увеличению области его устойчивости. Для 0°ДГ (II) вклад размагничивающих полей отрицательный, поэтому при увеличении Q область его устойчивости будет уменьшаться (рис. 3).

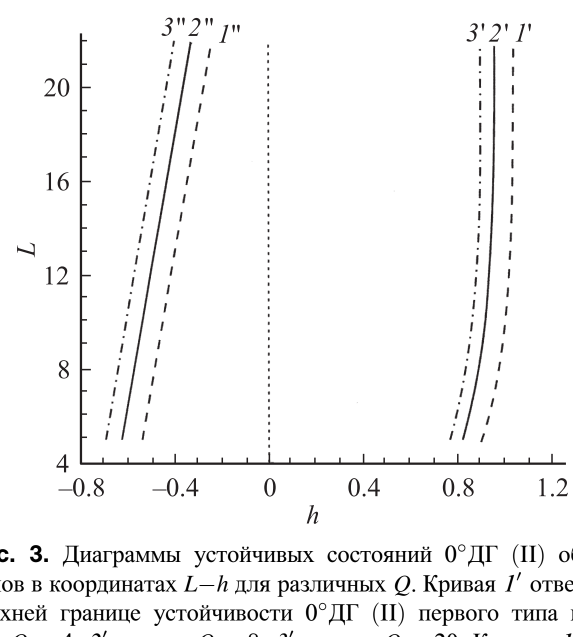

Рис. 3. Диаграммы устойчивых состояний 0°ДГ (II) обоих типов в координатах $L-h$ для различных Q. Кривая $1'$ отвечает верхней границе устойчивости 0°ДГ (II) первого типа по h для $Q = 4$, $2'$ — для $Q = 8$, $3'$ — для $Q = 20$. Кривые $1'-3'$ отвечают нижней границе устойчивости 0°ДГ (II) второго типа по h для соответствующих значений Q. Здесь $dK_u = -1$, остальные значения параметров R и ΔR те же, что на рис. 2.

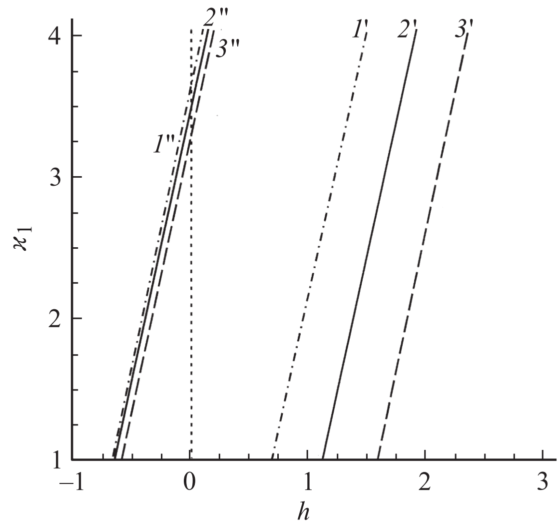

Рис. 4. Диаграмма устойчивых состояний 0°ДГ (II) обоих типов в координатах $\varkappa_1-h$ для значений $dK_u = -1.5$ $(1', 1'')$, -2 $(2', 2'')$ и -2.5 $(3', 3'')$. $Q = 5$, остальные значения параметров R и ΔR, а также обозначения кривых те же, что на рис. 2.

Рассмотрим зависимость критического поля h_c, при котором 0°ДГ исчезает, от фактора качества, точнее, от Q^{-1} (рис. 5). Это поле представляет собой поле возникновения на дефекте зародышей перемагничивания и по смыслу соответствует коэрцитивной силе образца H_c [12].

Расчеты показывают, что полученная зависимость (рис. 5) есть линейная функция величины Q^{-1}, которая после подстановки в нее явных выражений h_c и Q принимает вид

$$H_c = \alpha\, 2K_u/M_s + 4\pi\beta M_s, \tag{10}$$

где α, β — некоторые эмпирические константы, которые могут зависеть от материальных параметров и характеристик дефекта. Впервые выражение для H_c, совпадающее с (10), было получено в теории перемагничивания, обусловленного механизмом когерентного вращения магнитных моментов [8]; из нее следовало, что $\alpha = 1$, $\beta = 1$. В результате значения для H_c, вычисленные по формуле (10), на два-три порядка отличались от экспериментальных данных (парадокс Брауна [8]). Для объяснения такого расхождения было предложено учесть наличие дефектов, на которых могут зарождаться при полях H, близких к H_c, домены обратной намагниченности (см. [8]). В частности, в линейной теории неоднородного перемагничивания, разработанной в [12], было показано, что $\beta = 1$, а α зависит от характеристик дефекта, причем $\alpha \sim \Delta R$ и сложным образом зависит от размеров L (в одномерной модели $\alpha \sim L^{-1}$). Полученные зависимости (в том числе и в усовершенствованной модели [13]) в какой-то мере позволили объяснить парадокс Брауна. Однако их существенным недостатком являлось пренебрежение размагничивающими полями образца. В модели же, рассмотренной в настоящей работе, удается более полно учесть магнитостатический фактор и тем самым расширить границы применимости формулы (10) для H_c. Так, из анализа области устойчивости 0°ДГ следует, что коэффициент β существенно зависит от характеристик дефекта; в частности, β увеличивается с возрастанием dM_s и L и практически не зависит от dK_u (рис. 5). В то же время расчеты показывают (рис. 5), что $\alpha \sim dK_u$, что согласуется с [12], а зависимость α от L несколько иная: α увеличивается с возрастанием L, асимптотически приближаясь (при $L \to \infty$) к некоторому постоянному значению.

Следует отметить, что полученные зависимости одинаково выполняются для обоих видов 0°ДГ, но различаются при вариации параметров dK_1, $\varkappa_1$ и D. При увеличении dK_1 ($dK_1 > 0$) для 0°ДГ (I) оба параметра α и β уменьшаются (H_c уменьшается), в то время как для 0°ДГ (II) параметр α возрастает, а β остается неизменным (H_c увеличивается). Это связано с тем, что увеличение dK_1 способствует усилению осей типа $\langle 100\rangle$ в неоднородной части 0°ДГ (I) и соответственно — ослаблению осей $\langle 110\rangle$, в частности [011]. В этом случае размеры 0°ДГ (I) первого типа уменьшаются, а ее структура становится менее устойчивой, что в конечном счете приводит к уменьшению величины H, необходимой для ее зарождения. Для 0°ДГ (II) с $\mathbf{M}_0 \uparrow\uparrow \mathbf{H}$ эта зависимость становится противоположной. По этой же причине увеличение параметра $\varkappa_1$ приводит к уменьшению величины H_c для 0°ДГ (I) и к ее возрастанию для 0°ДГ (II) (рис. 6). Учитывая, что 0°ДГ (II) является устойчивой ниже линии СПФП, на которую (как отмечалось ранее) влияют и размагничивающие поля Q, и внешнее поле $\mathbf{H}$, а 0°ДГ (I) — выше этой линии, можно утверждать, что H_c по мере приближения магнетика к точке СПФП увеличивается, достигая максимума в самой точке спиновой переориентации (согласно модели). Это нетривиальный результат, хотя, как следует из приведенного анализа, вполне объяснимый.

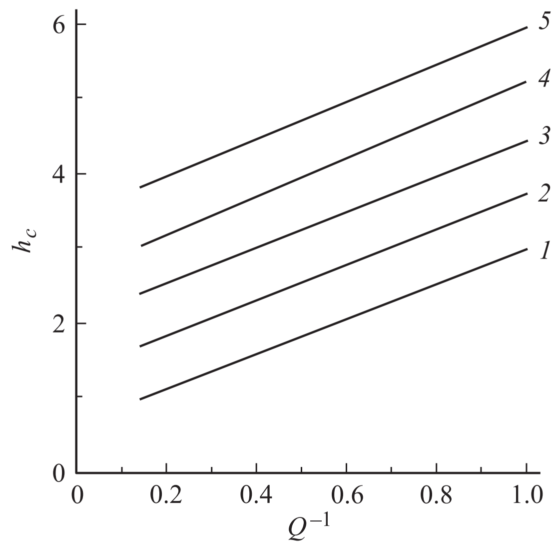

Рис. 5. Графики зависимости критического поля h_c от величины Q^{-1} при значениях $dK_u = -1$ (*1*), -1.5 (*2*), -2 (*3*), -2.5 (*4*) и -3 (*5*). Остальные значения параметров R и ΔR те же, что на рис. 2.

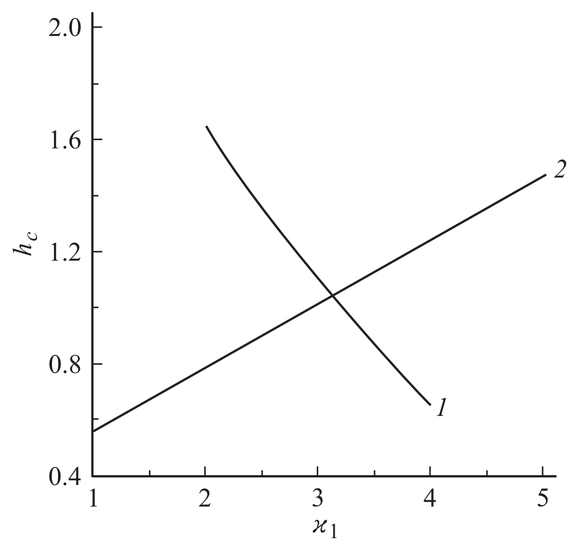

Рис. 6. Графики зависимости критического поля h_c от параметра $\varkappa_1$ для случая $dK_u = -1$. Остальные значения параметров R и ΔR те же, что на рис. 2. *1* — 0°ДГ (I), *2* — 0°ДГ (II).

Необходимо отметить также, что не все результаты, полученные в рассматриваемой модели, согласуются с экспериментальными данными и с другими теоретическими выкладками. Это касается зависимости H_c от L, а также наличия предельных размеров дефекта, при которых 0°ДГ не существуют [3,4] (на самом деле магнитные неоднородности на дефекте образуются, но с другой топологией). Такое несоответствие можно объяснить „жесткостью" рассматриваемой модели, так как в основе модельного представления магнитных нердноролностей, локализованных на дефекте, лежит 0°ДГ с блоховской структурой, которая не может трансформироваться в другую структуру, гибко подстраиваясь в соответствии с действием магнитного поля. Тем не менее границы ее применимости можно значительно расширить, если рассмотреть 0°ДГ с квазиблоховской структурой, в которой $\theta = \theta(y)$ и $\varphi = \varphi(y)$ [14]. Последнее представляет более сложную задачу и требует отдельного рассмотрения.

В то же время из приведенных результатов следует, что 0°ДГ является вполне приемлемым модельным представлением зародышей перемагничивания, закрепляющихся на дефектах. Рассматриваемая модель позволяет не только получить конкретные характеристики материалов (например, коэрцитивную силу H_c), но и изучить процесс перемагничивания образца, исследуя поведение магнитных неоднородностей в меняющихся магнитных полях. К тому же она обладает определенной „гибкостью", которая позволяет ее усовершенствовать и тем самым расширить границы ее применимости, в том числе и для $Q \lesssim 1$ и $D \sim \Delta_0$.

Список литературы

[1] С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения. Мир, М. (1987). 419 с.
[2] В.К. Власко-Власов, М.В. Инденбом. ЖЭТФ **86**, 1084 (1984).
[3] Р.М. Вахитов, А.Р. Юмагузин. ФТТ **43**, *1*, 65 (2001).
[4] Р.М. Вахитов, Е.Р. Гареева, М.М. Вахитова. ФНТ **32**, 169 (2006).
[5] В.А. Зайкова, И.Е. Старцева, Б.Н. Филлипов. Доменная структура и магнитные свойства электротехнических сталей. Наука, М. (1992). 272 с.
[6] A. Mougin, C. Dufour, R. Dumensil, Ph. Mangin. Phys. Rev. B **62**, 9517 (2000).
[7] Р.М. Вахитов, Е.Р. Гареева, М.М. Вахитова. Сб. тр. VII Междунар. семинара „Магнитные фазовые переходы". Ин-т физики ДНЦ РАН, Махачкала (2007). 134 с.
[8] У.Ф. Браун. Микромагнетизм. Наука, М. (1979). 160 с.
[9] Д.Д. Мишин. Магнитные материалы. Высш. шк., М. (1991). 384 с.
[10] Р.М. Вахитов. ФММ **89**, 16 (2000).
[11] Р.М. Вахитов, В.В. Гриневич, М.М. Вахитова. ЖТФ **72**, *5*, 42 (2002).
[12] H. Kronmuller. Phys. Status Solidi B **144**, 385 (1987).
[13] A. Sakuma, S. Tanigawa, M. Tokunaga. J. Magn. Magn. Mater. B **84**, 52 (1990).
[14] Р.М. Вахитов, Е.Г. Шанина. ЖТФ **73**, *7*, 67 (2003).