

05;12

Об одном механизме перемагничивания кристаллов с комбинированной анизотропией

© Р.М. Вахитов, В.Е. Кучеров

Башкирский государственный университет,
450074 Уфа, Россия
E-mail: NakhitovRM@bsu.bashedu.ru

(Поступило в Редакцию 22 декабря 1999 г.)

В рамках вариационной модели теоретически исследуется влияние магнитного поля на устойчивые состояния нулевых доменных границ, локализованных в области дефектов, в (001)-ориентированной пластине с комбинированной анизотропией. Найдены критические поля существования этих неоднородностей и определена их роль в процессах намагничивания рассматриваемых кристаллов.

Введение

Известно, что наличие дефектов в структуре кристаллической решетки приводит к пространственной неоднородности параметров образца и сильно сказывается на его статических и динамических свойствах. В частности, на дефектах зарождаются магнитные неоднородности, которые закрепляются на них (явление пиннинга) и, как правило, имеют нетривиальную топологию [1,2]. Они играют существенную роль в формировании доменной структуры, ее перестройке и влияют на процессы намагничивания образца [3]. Поэтому изучение структуры и свойств магнитных неоднородностей, локализованных на дефектах, в материалах, имеющих прикладное значение, представляет актуальную задачу.

Модель нулевой доменной границы

В ряде материалов, таких как пленки ферритов-гранатов, имеет место наличие двух анизотропий различной природы: наведенной одноосной (НОА) и естественной кубической (КА). Исследования показывают [4], что в них возможно существование магнитных неоднородностей особого типа — нулевых доменных границ (ДГ) или статических солитонов (СС). Они представляют собой магнитные неоднородности, которые разделяют два домена, имеющих одну и ту же ориентацию вектора намагниченности \mathbf{M} . Нулевые ДГ бывают разных типов; их структура и свойства зависят от соотношения констант НОА (K_u) и КА (K_1) и от ориентации развитой поверхности пластины. Для определенности рассмотрим пластину (001), в которой легкая ось НОА совпадает с нормалью \mathbf{n} к ее поверхности, причем $\mathbf{n} \parallel OZ \parallel [001]$. Тогда энергию магнитных неоднородностей в модели, учитывающей обменное взаимодействие, комбинированную анизотропию и размагничивающие поля объемных зарядов, локализованных в ДГ [5], можно записать в виде

$$E = \int \left\{ A [(\partial\Theta/\partial y)^2 + \sin^2\Theta (\partial\varphi/\partial y)^2] + K_u \sin^2\Theta + K_1 [\sin^4\Theta \sin^2(\varphi - \varphi_0)] \right.$$

$$\left. + \cos^2(\varphi - \varphi_0) + \sin^2\Theta \cos^2\Theta \right\} dV, \quad (1)$$

где A — обменный параметр; M_s — намагниченность насыщения; Θ и φ — полярный и азимутальный углы вектора \mathbf{M} ; φ_0 — угол между осями [100] и Ox , лежащей в плоскости ДГ; Θ_m, φ_m — углы, определяющие ориентацию вектора намагниченности в доменах; y — координата, вдоль которой магнетик неоднороден; V — объем пластины.

В данном случае пластина (толщины D) считается достаточно толстой и вкладом размагничивающих полей неоднородно распределенных поверхностных зарядов в энергию (1) пренебрегается (идеализированная модель).

Исследование фазового портрета уравнений Лагранжа–Эйлера, минимизирующих (1), показывает, что при $\varkappa > 1$ ($\varkappa = K_1/K_u$) возможно решение, соответствующее нулевой блоховской ДГ ($\varphi = 0, \pi$) и имеющее вид,

$$\operatorname{tg}\Theta = \pm a \operatorname{ch}\xi, \quad \varphi_0 = \pi n/2, \quad n \in Z,$$

$$a = (\varkappa - 1)^{-1/2}, \quad b = (\varkappa - 1)^{1/2}, \quad \xi = by/\Delta_0, \quad (2)$$

где $\Delta_0 = \sqrt{A/K_u}$ — ширина ДГ в одноосном кристалле.

Как видно из (2), этим решениям соответствуют четыре типа солитона, различающихся по направлению вращения спинов в переходном слое (по поляризации) и по отклонению вектора \mathbf{M} от плоскости (001) (вверх или вниз). Они характеризуются энергией E_s , эффективной шириной Δ_s и максимальным углом отклонения вектора \mathbf{M} от однородного состояния Θ_s (амплитудой). Причем последние два определяют его размеры и имеют вид

$$\Delta_s = 2\Delta_0 \left\{ \left[\pi - 2\operatorname{arctg}\sqrt{1+2a^2} \right] \sqrt{1+a^2} + \ln \left[(\sqrt{1+a^2} + \sqrt{1+2a^2})/a \right] \right\} / b,$$

$$\Theta_s = |\pi/2 - \operatorname{arctg}(a)|. \quad (3)$$

Из анализа устойчивости решений (2) (в смысле $\delta^2 E_c > 0$ [4]) следует, что СС не является устойчивым образованием.

В работе [6] рассмотрены условия зарождения и свойства нулевой ДГ в пластине (001) с комбинированной анизотропией. В частности, показано, что учет таких факторов, как размагничивающие поля образца и наличие дефектов в нем, локально изменяющих значения констант K_1 и K_u , приводит к устойчивости СС. Причем профиль "дефекта" моделировался в следующем виде:

$$K_1(y) = \begin{cases} K_1 - \Delta K_1 & \text{при } |y| < l/2, \\ K_1 & \text{при } |y| > l/2, \end{cases}$$

$$K_u(y) = \begin{cases} K_u + \Delta K_u & \text{при } |y| < l/2, \\ K_u & \text{при } |y| > l/2, \end{cases} \quad (4)$$

где l — ширина дефекта, а вклад от размагничивающих полей в энергию (1) учитывался слагаемым

$$E_{ms} = M_s^2 L_x \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \cos \Theta(y) \cos \Theta(y') \times \ln(1 + D^2/(y - y')^2) dy dy', \quad (5)$$

где L_x — размер пластины вдоль оси Ox .

Из численных расчетов следует, что СС может существовать как устойчивое образование лишь при определенных типах дефектов, которые дают отрицательный вклад в энергию, и в определенных областях значений материальных параметров. Верхняя граница устойчивости (если она есть) связана с расплыванием солитона и предсказана еще в идеализированной модели [4]. Однако рассчитанные в них области устойчивости СС (например, по параметру κ) значительно отличаются от полученных результатов. Нижняя граница области устойчивости связана с коллапсом СС и определяет минимальную энергию дефекта, необходимую для зарождения солитона. Ее наличие обусловлено в основном конкуренцией сил взаимодействия СС с дефектом и магнитостатическими силами и ранее не было обнаружено.

Влияние магнитного поля на устойчивые состояния СС

Для изучения процессов перемагничивания пластин, содержащих дефекты вида (4), необходимо учесть взаимодействие намагниченности с внешним магнитным полем \mathbf{H} . Его вклад в полную энергию СС определяется слагаемым типа

$$E_h = - \int_V \mathbf{H} \mathbf{M} dV, \quad (6)$$

которое представляет зеемановскую энергию взаимодействия.

Очевидно, характер влияния зеемановского взаимодействия на структуру и устойчивые состояния СС зависит от ориентации поля относительно кристаллографических осей. Поэтому рассмотрим два характерных направления поля \mathbf{H} : $\mathbf{H} \parallel [100]$ и $\mathbf{H} \parallel [001]$.

1) $\mathbf{H} \parallel [100]$. В этом случае задача определения области устойчивости СС в поле решается вариационным методом, в котором в качестве пробной функции берется распределение намагниченности вида (2), а величины a и b считаются вариационными параметрами. Такой подход является оправданным в силу того, что в идеализированной модели с учетом зеемановского взаимодействия (6) для $\mathbf{H} \parallel [100]$ на фазовом портрете соответствующих уравнений Лагранжа–Эйлера существует траектория вектора намагниченности в виде замкнутых петель (рис. 1, *a*, кривая 1), которым отвечают магнитные неоднородности типа СС с распределением вектора \mathbf{M} вида (2).

Данная вариационная задача решается методом численной минимизации энергии (1) с учетом (4)–(6) по параметрам a и b . Из расчетов следует, что в случае $\mathbf{H} \parallel [100]$ СС, различающиеся поляризацией, становятся неэквивалентными, т.е. вырождение СС по поляризации снимается. Солитон с $\varphi = \pi$ (область отрицательных значений h на рис. 2) энергетически более выгоден, чем солитон с $\varphi = 0$ (область положительных значений h на рис. 2). При этом размеры нулевой ДГ с $\varphi = \pi$ увеличиваются при возрастании h ($h = HM_s/2K_u$), в то время как у другого типа солитона они уменьшаются. Это вполне объясняется тем, что магнитное поле стремится развернуть спины нулевой ДГ с $\varphi = \pi$ вдоль направления поля, что приводит к увеличению ее размеров. Спины СС с $\varphi = 0$ также стремятся ориентироваться вдоль поля, но так как угол между

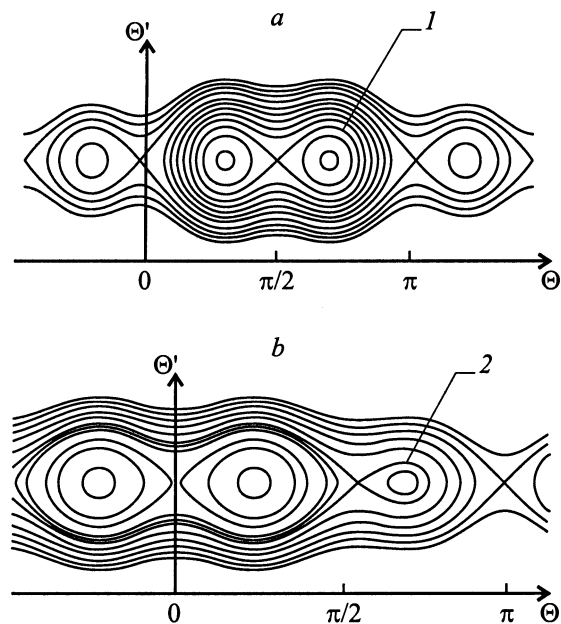


Рис. 1. Фазовый портрет уравнений Лагранжа–Эйлера. *a* — $\mathbf{H} \parallel [100]$, *b* — $\mathbf{H} \parallel [001]$.

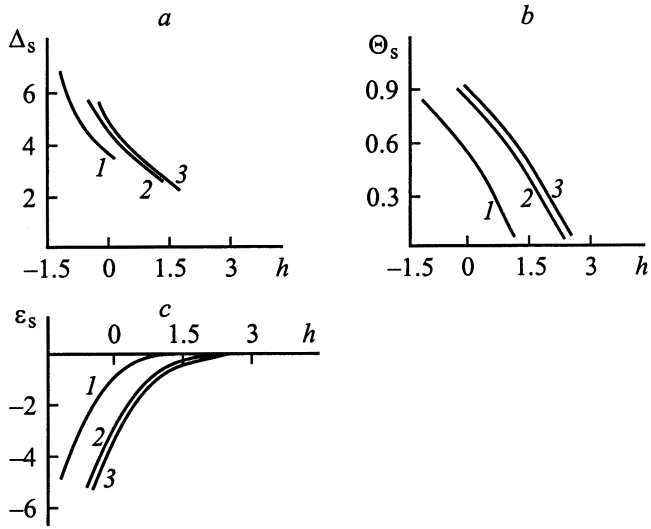


Рис. 2. Графики зависимостей ширины Δ_s (a), амплитуды Θ_s (b) и энергии $E_s(c)$ СС от h для $\varkappa = 2$, $\Delta_0 = 0.15$, $D = 12$, $l = 3.4$, $\Delta\varkappa_1 = 2.7$, $\Delta\varkappa_u = -1$. Q : 1 — 1, 2 — 10, 3 — 30; ($\Delta\varkappa_u = \Delta K_u/K_u$; $\Delta\varkappa_1 = \Delta K_1/K_u$).

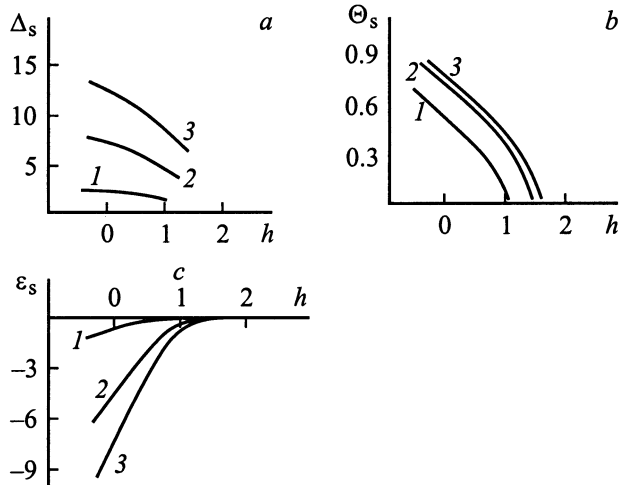


Рис. 3. Графики зависимостей параметров СС от параметра внешнего поля h (a–b). $\varkappa = 1.7$, $\Delta_0 = 0.15$, $D = 12$, $Q = 3$, $\Delta\varkappa_1 = 2.7$, $\Delta\varkappa_u = -1$. l : 1 — 1, 2 — 5, 3 — 10.

ними и полем меньше $\pi/2$, то размеры данного типа солитона будут уменьшаться. Это хорошо согласуется с экспериментальными исследованиями по перемагничиванию магнитных пленок, содержащих дефекты [7,8].

При этом следует отметить, что оба типа солитона при достижении некоторого критического поля H_k становятся неустойчивыми относительно коллапса и при $H > H_k$ исчезают. Однако зависимость их критических полей коллапса от параметра Q ($Q = K_u/2\pi M_s^2$) не совпадают с увеличением значения фактора качества материала Q поле коллапса для нулевой ДГ с $\varphi = 0$ увеличивается, а для СС с $\varphi = \pi$ — уменьшается (рис. 2). Это объясняется уменьшением влияния размагничивающих полей ($Q \rightarrow \infty$) на процесс перемагничивания кристалла.

Интересной особенностью обладает характер зависимостей критических полей коллапса нулевой ДГ от ширины дефекта l (рис. 3). С увеличением l поля коллапса для СС с $\varphi = 0$ возрастают, а с $\varphi = \pi$ убывают. Это связано с тем, что с увеличением l влияние КА на процессы намагничивания возрастает [9], а НОА убывает (для $\Delta\varkappa_u = -1$); соответственно магнитные фазы с $\mathbf{M} \parallel [100]$ становятся более устойчивыми.

2) $\mathbf{H} \parallel [001]$. В этом случае вариационная модель СС несколько усложняется, что обусловлено [9] отсутствием в поле данной ориентации однородных магнитных состояний пластины с $\mathbf{M} \parallel [100]$. Их наличие является необходимым условием существования решений вида (2). В то же время уравнения Лагранжа–Эйлера для энергии (1) с учетом зеемановского взаимодействия (6) для $\varphi = 0, \pi$ имеет первый интеграл вида

$$(\Theta')^2 - V(\Theta) = \text{const}, \quad (7)$$

где $V(\Theta) = \Delta_0^{-2} [(1 - 1/Q) \sin^2 \Theta + \varkappa \sin^2 \Theta \cos^2 \Theta - h \cos \Theta]$.

Из анализа фазового портрета уравнения (7) видно (рис. 1, b, кривая 2), что здесь также существуют солитонные решения, которым отвечают сепаратрисы в виде замкнутых петель с самопересечением в точке $\Theta = \Theta_m$, близкой к $\pi/2$. Точка Θ_m соответствует полярному углу равновесного направления вектора \mathbf{M} в доменах и находится из условия минимума плотности энергии однородно намагниченной пластины $E_0 = AV(\Theta)$. Найденные значения Θ_m могут служить граничными условиями для солитонных решений уравнения (7), т. е. при $y \rightarrow \pm\infty$, $\Theta'(y) \rightarrow 0$, $\Theta \rightarrow \Theta_m$. Однако эти решения для данных граничных условий не удается найти в известных функциях. Поэтому их аппроксимируем пробной функцией вида

$$\text{tg } \Theta = \frac{\text{ch } \zeta}{c \text{ ch } \xi + a}, \quad c = \text{ctg } \Theta_m. \quad (8)$$

Размеры СС, соответствующие данному распределению намагниченности в переходном слое определяются соотношениями вида

$$\Delta_s = 2 \frac{\Delta_0}{b} \left[\xi_p + k \left(\text{arctg } \frac{1}{c} - \text{arctg } \frac{\text{ch } \xi_p}{c \text{ ch } \xi_p + a} \right) \right],$$

$$\Theta_s = \frac{\pi}{2} - \text{arctg } \frac{1}{c + a},$$

$$k = \frac{(c^2 + 1) \text{ch}^2 \xi_p + 2ac \text{ch } \xi_p + a^2}{a \text{sh } \xi_p}. \quad (9)$$

Здесь $\xi_p = \ln(t + \sqrt{t^2 + 1})$, а t находится из решения приведенного кубического уравнения

$$t^3 + pt + q = 0, \quad p = -(2c^2 + 2 + a^2)/(c^2 + 1),$$

$$q = -2ac/(c^2 + 1). \quad (10)$$

Следует отметить, что если константу интегрирования в (7) положить равной нулю (что реализуется при $h = 0$), то распределение намагниченности в переходном слое,

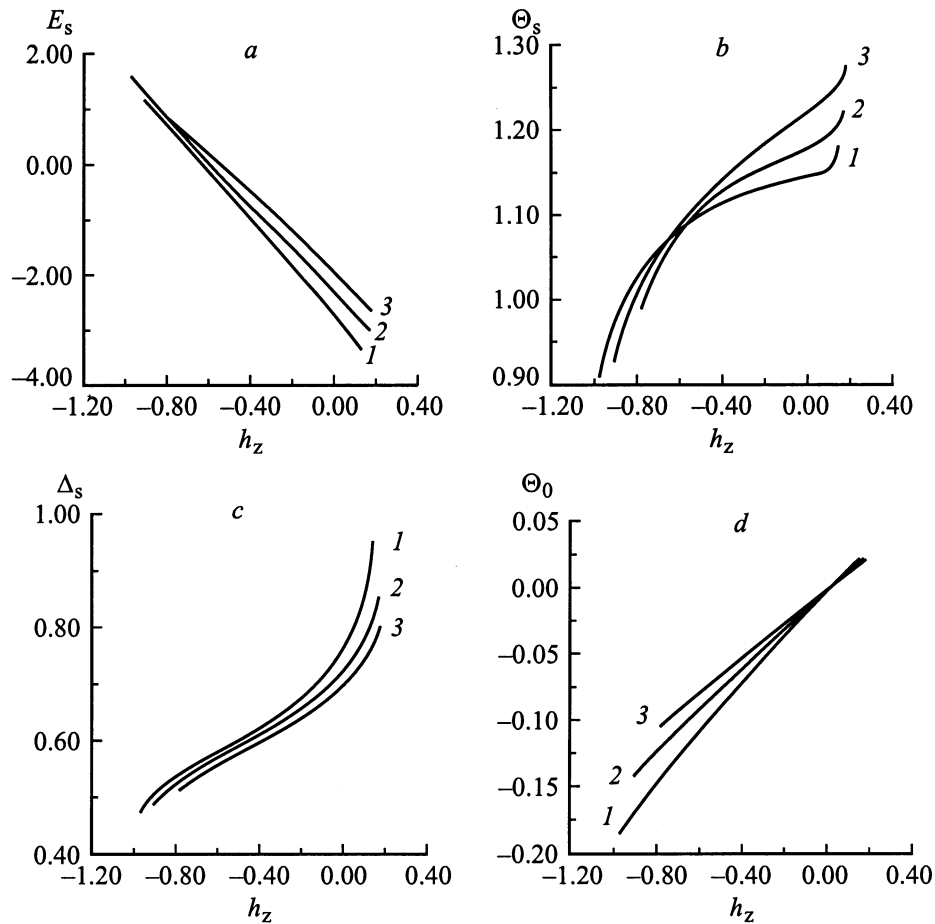


Рис. 4. Графики зависимостей энергии (а), амплитуды (b) и ширины (с), а также угла Θ_0 (d) от величины внешнего поля $h \parallel [001]$. $\Delta_0 = 0.15$, $D = 12$, $Q = 5$, $\Delta_{\neq 1} = 5.7$, $\Delta_{\neq 2} = 1$, $\xi = 0$, $l = 0.4$. κ : 1 — 3.7, 2 — 4.2, 3 — 4.7.

взятое в виде (8), переходит в (2). Это свидетельствует о правильности выбора модели для рассматриваемых СС.

Соответствующая вариационная задача для распределения вектора \mathbf{M} вида (8) решается аналогично предыдущему случаю. Из полученных расчетов следует, что СС, различающиеся отклонением вектора \mathbf{M} от однородного состояния, при включении поля становятся неэквивалентными (рис. 4). СС, в которых вектор намагниченности отходит от плоскости (001) в направлении поля (СС первого типа), энергетически более выгоден, чем СС, в которых вектор \mathbf{M} отходит от плоскости (001) в направлении противоположном полю (СС второго типа). Последние (их два типа, различающиеся поляризацией) соответствуют доменам обратной намагниченности и являются их простейшей моделью.

Из рис. 4 видно, что с увеличением поля в однородном состоянии возрастает отклонение вектора намагниченности от плоскости (001), определяемое углом $\Theta_0 = \pi/2 - \Theta_\infty$, и одновременно (вследствие этого) увеличивается амплитуда солитона. Переориентация спинов в СС с увеличением h_z приоритетна по полю и приводит к возрастанию ширины СС первого типа, а при достижении некоторого критического значения — к его расплыванию. При этом $\Delta_s \rightarrow \infty$, $\Theta_s \rightarrow \pi/2$, что

означает полное перемагничивание кристалла по полю. В то же время ширина и амплитуда СС второго типа при увеличении поля убывают и при некотором критическом значении h они коллапсируют. Но так как при достижении критических полей коллапса h энергия СС становится положительной величиной, т. е. СС переходит в область метастабильных состояний, то процесс коллапса СС данного типа или его трансформация в другое локализованное состояние может наступить несколько ранее, например, когда $E > 0$.

Интересно отметить, что размагничивающие поля пластины оказывают неодинаковое влияние на область устойчивости СС рассматриваемых типов. Так как магнитостатическая энергия (5) вносит положительный вклад в полную энергию магнитных неоднородностей, то учет магнитостатического взаимодействия однородно распределенных зарядов, возникающих на поверхности пластины, приводит к уменьшению области устойчивости СС. Включение магнитного поля несколько расширяет область устойчивости СС, ориентированных по полю, и сужает данную область для СС, ориентированных против поля. С уменьшением Q , т. е. с возрастанием вклада размагничивающих полей в энергию (1), поля коллапса для СС первого типа увеличиваются (рис. 5), а для СС

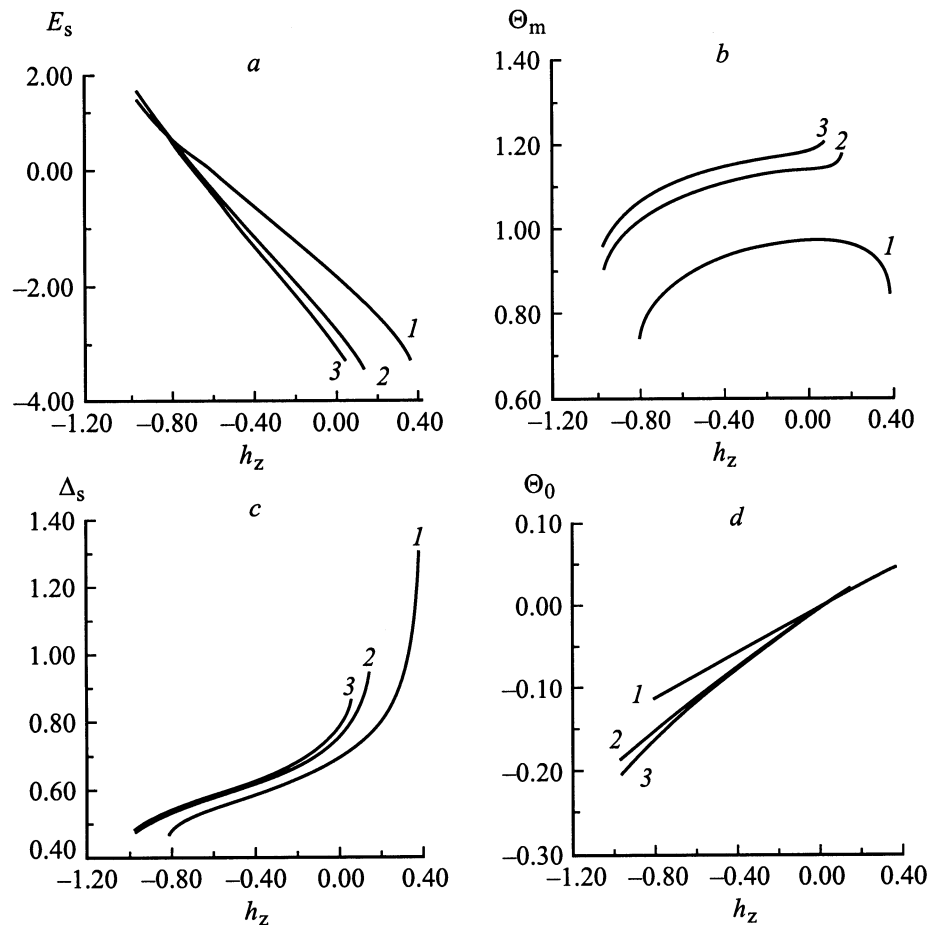


Рис. 5. Зависимости характеристик СС от величины поля при тех же значениях материальных параметров, что и на рис. 4. Q : 1 — 1, 2 — 5, 3 — 30.

второго типа уменьшаются. Это объясняется конкуренцией размагничивающих полей пластины и магнитного поля, которые оказывают неодинаковое воздействие на спины, расположенные в разных частях СС: та часть спинов, которые составляют тупой угол с направлением поля \mathbf{H} (они расположены в центральной части СС второго типа), под действием суммарного поля стремятся сориентироваться в направлении $[100]$, другая часть спинов (а также спины в СС первого типа), составляющих острый угол с \mathbf{H} , находятся под конкурирующим влиянием этих полей. Вследствие этого при уменьшении Q увеличивается критическое поле существования СС первого типа и уменьшается для СС второго типа. Причем при критических значениях h СС первого типа расплываются, а СС второго типа коллапсируют. В обоих случаях магнетик переходит в однородное состояние с \mathbf{M} направленным под углом $\Theta = \pi/2 - \Theta_0$ к полю.

Обсуждение результатов

Из полученных результатов видно, что магнитные неоднородности, различающиеся поляризацией или направлением отклонения вектора \mathbf{M} от плоскости (001) ,

ведут себя при включении поля неодинаковым образом. Их можно считать в этом смысле зародышами перемагничивания [10], которые соответствуют различным случаям распределения намагниченности в области дефекта по отношению к направлению магнитного поля. Причем те СС, направление спинов (или части спинов центральной области СС) которых составляет тупой угол с направлением \mathbf{H} , представляют собой домены обратной намагниченности, зарождающиеся на дефектах [11], при понижении поля от состояния насыщения.

Полученные нами критические поля существования СС (поля коллапса или расплывания) в данном случае соответствуют полям зародышеобразования доменов обратной намагниченности. Это наглядно видно на рис. 6, где полученные графики для разных значений материальных параметров являются прямыми линиями. Их можно аппроксимировать линейной зависимостью вида

$$h_c = \alpha + \beta/Q, \quad (11)$$

где α и β — некие константы, зависящие от материальных параметров.

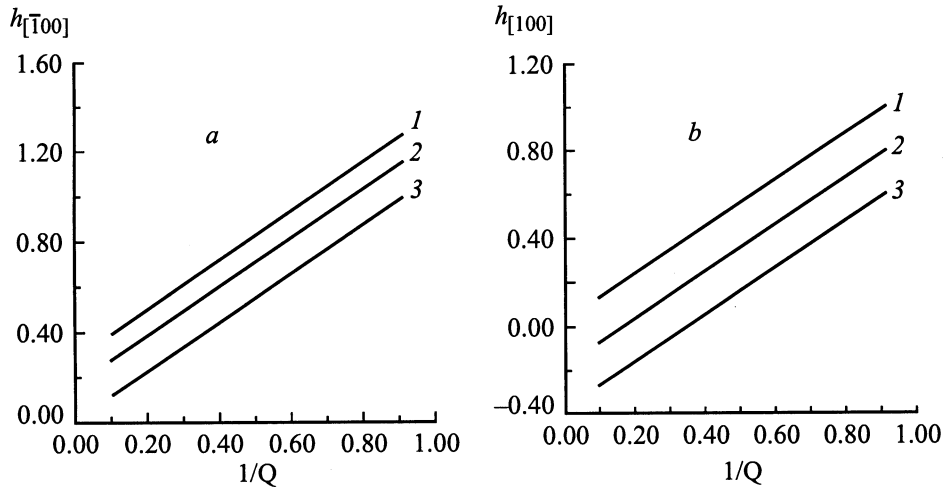


Рис. 6. Графики зависимостей критического поля зародышеобразования СС от величины Q^{-1} для значений материальных параметров $\Delta_0 = 0.15$, $D = 12$, $\xi = 0$, $\Delta\chi_u = -1$, $a - \Delta\chi_1 = 2.7$; l : 1 — 1.0, 2 — 1.3, 3 — 3.4. $b - l = 3.4$; $\Delta\chi_1$: 1 — 2.7, 2 — 2.8, 3 — 2.9.

Учитывая знак поля и выписывая явный вид для h_c , выражение (11) можно свести к виду

$$H_c = -\left(\alpha \frac{2K_u}{M_s} + 4\pi\beta M_s\right). \quad (12)$$

Таким образом, получена эмпирическая формула для критических полей, которая по виду совпадает с выражением для коэрцитивной силы [11]. Следует отметить, что аналогичное выражение для коэрцитивной силы было найдено в линейной теории [12], учитывающей зародышеобразование на дефектах. Из нее, в частности, следует, что коэффициент α прямо пропорционален величинам ΔK_u , ΔK_1 и обратно пропорционален ширине дефекта. С этими зависимостями вполне согласуются результаты, представленные на рис. 6, a, b . Из них видно, что эмпирический коэффициент α убывает с возрастанием l (рис. 6, a) и, наоборот, возрастает с увеличением $\Delta\chi_1$ (рис. 6, b). Кроме того, коэффициент β практически не зависит от материальных параметров образца и характеристик дефекта и всегда $\beta \approx 1.1$. Полученное нами эмпирическое соотношение (12) для H_c , как отмечено в [12], позволяет в некотором смысле разрешить "парадокс Брауна" [11], так как α может принимать сколь угодно малые значения. При соответствующем усреднении по размерам дефекта и величинам ΔK_u и ΔK_1 можно добиться приемлемых значений для коэрцитивной силы, совпадающих с экспериментальными значениями.

В связи со сказанным отметим также работы [12,13], где рассматриваются поля зародышеобразования в одноосных ферромагнетиках в рамках нелинейной теории. В основе их модели берутся локализованные на дефектах уединенные магнитные неоднородности, распределение намагниченности которых совпадает с нулевой ДГ. Полученные в них зависимости для H_c коррелируют с полученными в данной работе и находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными для одноосных ферромагнетиков типа Ni-Fe-V и

Sm-Co. Хотя эти магнетики относятся к магнито жестким ($K_u \gg 2\pi M_s^2$), тем не менее в их модели не учитывались размагничивающие поля образцов. В этом отношении они существенно отличаются от [14] и рассмотренной здесь модели.

Выводы

Таким образом, из полученных результатов следует, что основной вклад в процессы намагничивания реальных кристаллов дают магнитные неоднородности, зарождающиеся в области дефекта. Их свойства существенно зависят от материальных параметров образца и характеристик дефекта, а также от величины и ориентации магнитного поля. Несмотря на известную ограниченность предложенной вариационной модели, ее анализ показал, что СС, спины которых (или часть спинов) составляют тупой угол с полем, могут служить доменами обратной намагниченности, а критические поля их существования (коллапса или расплывания) определяют коэрцитивную силу магнитных материалов. Последнее является важной характеристикой, влияющей на многие свойства магнетиков и определяющей их прикладное значение.

Список литературы

- [1] *Dichenko A.B., Nikolayev V.V.* // J. Magn. Magn. Mater. 1985. Vol. 53. P. 71.
- [2] *Федотова В.В., Гесь А.П., Горбачевская Т.А.* // ФТТ. 1995. Т. 37. Вып. 9. С. 2835.
- [3] *Власко-Власов В.К., Дедух Л.М., Инденбом М.В., Никитенко В.И.* // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. Вып. 1. С. 277.
- [4] *Сабитов Р.М., Вахитов Р.М.* // Изв. вузов. Физика. 1988. Т. 31. Вып. 51. С. 51.
- [5] *Хуберт А.* Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М.: Мир, 1997. 306 с.

- [6] Вахитов Р.М., Кучеров В.Е. // ФТТ. 1998. Т. 40. Вып. 8. С. 1498.
- [7] Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990. 305 с.
- [8] Bruce E., Bernacki, Te-ho Wu, Mansuripur M. // J. Appl. Phys. 1993. Vol. 73. N 10. P. 6838.
- [9] Vakhitov R.M., Kucherov V.Ye. Book of Abstracts. Moscow International Symposium on Magnetism. 1999. P. 172.
- [10] Привороцкий И.А. // УФН. 1972. Т. 108. № 1. С. 43.
- [11] Браун У.Ф. Микромагнетизм. М.: Наука, 1979. 160 с.
- [12] Kronmüller H. // Phys. Stat. Sol. (b). 1987. Vol. 144. P. 385.
- [13] Sakuma A., Tanigawa S., Tokunaga M. // J. Magn. Magn. Mater. 1990. Vol. 84. P. 52.
- [14] Sakuma A. // J. Magn. Magn. Mater. 1990. Vol. 88. P. 369.