Об одном механизме зародышеобразования в кристаллах с комбинированной анизотропией

© Р.М. Вахитов, А.Р. Юмагузин*

Башкирский государственный университет,
450074 Уфа, Россия
* Институт физики молекул и кристаллов Российской академии наук,
450075 Уфа, Россия
E-mail: YumaguzinAR@ic.bashedu.ru

(Поступила в окончательном виде 18 мая 2000 г.)

Теоретически изучены условия возникновения и устойчивые состояния магнитных неоднородностей типа "статических" солитонов в (111)-пластине ферритов-гранатов с комбинированной анизотропией. Рассмотрена модель "статических" солитонов и путем численной реализации соответствующей вариационной задачи определены основные его свойства. Показано, что эти неоднородности могут зарождаться на дефектах кристалла и играть существенную роль в кинетике фазового перехода типа спиновой переориентации.

Известно, что свойства магнитных материалов существенным образом зависят от наличия в них доменной структуры (ДС). Распределение намагниченности во всем кристалле, в том числе и в переходном слое, во многом определяется геометрией образца, симметрией кристаллической решетки, наличием анизотропных взаимодействий высших порядков и т. д. [1–3]. Однако даже в простейшем случае, например в одноосном ферромагнетике, возможно существование одномерных магнитных неоднородностей с нетривиальной топологией. В частности, исследования фазовых траекторий вектора намагниченности **M** для этих кристаллов показывает, что в них наряду с 180°-й доменной границей (ДГ), соединяющей два домена с противоположно направленными ориентациями вектора **M**, могут возникать магнитные неоднородности типа 0°-ДГ или "статических солитонов" (СС) [4]. Этим неоднородностям, соединяющим одно и то же доменное состояние вектора **M**, соответствует распределение намагниченности в переходном слое, имеющее колоколообразную форму.

С другой стороны, в ряде магнитных материалов, таких, как эпитаксиальные пленки ферритов-гранатов [5], одновременно присутствуют два типа анизотропий различной природы: наведенная одноосная (НОА) и естественная кубическая (КА). Расчеты показывают [6], что наличие такой комбинационной анизотропии в магнетиках при определенных условиях также может привести к возникновению в них СС. Следует отметить что, локализованные решения такого типа возникали и ранее (см., например, [7]), но никто не обращал на них внимание вследствие их топологической неустойчивости. В то же время в ряде экспериментальных исследований было обнаружено существование ДГ с подобной структурой [2,8,9], причем они наблюдались в разных материалах, в том числе и в ферритах-гранатах. Поэтому изучение свойств этих неоднородностей и условий их зарождения для пластин с комбинированной анизотропией представляет актуальную задачу.

1. Статические солитоны в идеализированной модели

Рассмотрим ферромагнитный кристалл в виде плоскопараллельной бесконечно протяженной пластины толщиной D, в которой имеет место сочетание НОА и КА. Для определенности возьмем пластину типа (111), т. е. будем считать, что легкая ось НОА совпадает с нормалью к пластине $\mathbf{n}$, причем $\mathbf{n} \parallel OZ \parallel [111]$. Примем, что ось OY лежит в плоскости (111), составляя угол φ_0 с осью $[1\bar{1}0]$, и совпадает с направлением, вдоль которого магнетик неоднороден. Тогда энергия магнитных неоднородностей в пластине (111) с учетом обменного взаимодействия, энергии КА, НОА и размагничивающих полей объемных зарядов в винтеровском приближении [10] имеет вид

$$E = \int dV \Bigg\{ A\left[\left(\frac{\partial\Theta}{\partial y}\right)^2 + \sin^2\Theta\left(\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right)^2\right] + K_u\sin^2\Theta + K_1\left[\frac{\sin^4\Theta}{4} + \frac{\cos^4\Theta}{3} + \frac{\sqrt{2}}{3}\sin^3\Theta\cos\Theta\cos 3(\varphi-\varphi_0)\right] + 2\pi M_s^2\left(\sin\Theta\sin\varphi - \sin\Theta_\infty\sin\varphi_\infty\right)^2\Bigg\}, \quad (1)$$

где A — обменный параметр, K_u, K_1 — соответственно константы НОА и КА, M_s — намагниченность насыщения, Θ, φ — полярный и азимутальный углы вектора **M**, $\Theta_\infty, \varphi_\infty$ — характеризуют направление **M** в доменах, V — объем пластины. Здесь предполагается (идеализированная модель), что пластина является достаточно толстой, и пренебрегается вкладом размагничивающих полей поверхностных зарядов в энергию (1).

Уравнения Эйлера, минимизирующие энергию (1), имеют вид

$$\frac{\delta E}{\delta\Theta} = 0, \quad \frac{\delta E}{\delta\varphi} = 0, \quad \frac{\delta E}{\delta\varphi_0} = 0 \quad (2)$$

при выполнении условия

$$\delta^2 E > 0. \quad (3)$$

Решая эти уравнения, можно определить как спектр магнитных фаз, так и структуру магнитных неоднородностей, возможных в пластине (111). Их анализ показывает, что при $K_u > 0$ и $\varkappa < 4/3$ ($\varkappa = K_1/K_u$) возможно существование 180° блоховских ДГ ($\varphi = 0, \pi$) с $\mathbf{M} \parallel [111]$ в доменах с $\varphi_0 = \pi k/3$, $k \in Z$. В области $1.314 < \varkappa < 4/3$ в структуре 180°-ДГ появляются перетяжки (в распределении вектора $\mathbf{M}$ возникают дополнительные точки перегиба), которые обусловлены появлением метастабильных осей, лежащих в плоскости ДГ и приводящих к задержке вращения спинов вблизи них. Этим направлениям $\mathbf{M}$ на фазовой диаграмме пластины (111) [6] соответствует угловая фаза типа $[uuw]$, которая в данной области значений $\varkappa$ является метастабильной, а симметричная фаза с $\mathbf{M} \parallel [111]$ — устойчивой. При $\varkappa = 4/3$ происходит спин-переориентационный фазовый переход (СПФП) I рода: $[uuw] \leftrightarrow [111]$. В области $4/3 < \varkappa < 3/2$ магнитная фаза [111] является метастабильной, а фаза $[uuw]$ — устойчивой. Соответственно при $\varkappa = 4/3$ происходит перестройка ДС образца и 180°-ДГ с $\mathbf{M} \parallel [111]$ в доменах переходит в 180°-ДГ с $\mathbf{M} \parallel [uuw]$ в доменах. В структуре последней также имеются перетяжки, связанные с наличием метастабильной оси [111] в плоскости ДГ. Известно [11], что перетяжки, возникающие в окрестности СПФП I рода, являются зародышами образования новой фазы и также способствуют перестройке ДС. В этом случае исходная 180°-ДГ деформируется и в пределе разбивается на две, в частности, при $\varkappa \to \infty$ ($K_u \to 0$) на 70.5°- и 109.5°-ДГ [6]. В то же время исследование фазового портрета системы (2) показывает, что в области $4/3 < \varkappa < 3/2$ существует траектория вектора $\mathbf{M}$ в виде замкнутых петель (рис. 1), которым соответствуют решения

$$\operatorname{tg}\Theta(y) = \frac{1}{a \cdot \operatorname{ch}(b \cdot y/\Delta_0) - c};$$

$$\varphi = 0, \pi; \quad \varphi_0 = \pi k/3, \; k \in Z,$$

$$a = \frac{\sqrt{3\varkappa - 4}}{2(1 - 2\varkappa/3)}; \quad b = \sqrt{1 - 2\varkappa/3};$$

$$c = \frac{\sqrt{2}\varkappa \cos 3(\varphi - \varphi_0)}{6(1 - 2\varkappa/3)}, \tag{4}$$

где $\Delta_0 = \sqrt{A/K_u}$. Данным решениям отвечают магнитные неоднородности типа СС, в которых $\mathbf{M} \parallel [111]$ в доменах. Как следует из (4), СС в пластине (111) бывает двух типов: большеамплитудный (БАС) и малоамплитудный (МАС), различающихся энергией E, шириной Δ_s и максимальным углом Θ_s отклонения вектора намагниченности $\mathbf{M}$ от однородного состояния (амплитудой). Причем ширина и амплитуда СС, характеризующие его

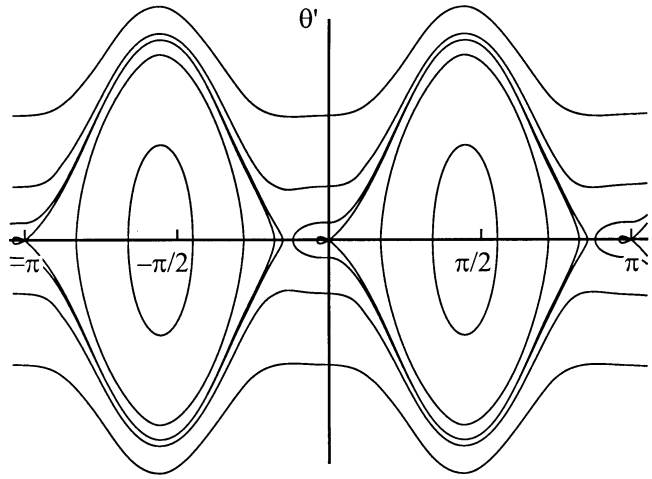

Рис. 1. Фазовый портрет уравнений (2) для $\varphi = 0, \pi$; $\varphi_0 = 0$, $\varkappa = 1.4$.

размеры, имеют вид

$$\operatorname{tg}\Theta_s = 1/(a - c); \quad \Delta_s = 2\big(\delta/b - \Theta(\delta)/\Theta'(\delta)\big), \tag{5}$$

где $\delta = \ln(k + \sqrt{k^2 - 1})$, k ($k > 1$) — максимальный корень кубического уравнения

$$k^3 + p \cdot k + q = 0, \quad p = -\left(2 + \frac{1 + c^2}{a^2}\right); \quad q = 2\frac{c}{a}. \tag{6}$$

Для БАС имеем $E/E_0 \approx 1.4$, где $E_0 = 3\sqrt{AK_u}$, $\Theta_s \approx 140{-}160°$, а для МАС — $E/E_0 \le 10^{-2}$, $\Theta_s \le 20°$; при $\varkappa \to 3/2$ ширина МАС неограниченно возрастает, а $\Theta_s \to 0$, что приводит к его расплыванию; для БАС $\Delta_s \to 8.54\Delta_0$, $\Theta_s \to 141.6°$ [6]. Анализ условия (3) для решения (4) показывает, что СС как одномерное образование не является устойчивым в рамках идеализированной модели [12]. Такое положение объясняется тем, что в ней учитывались факторы, обусловливающие возникновение в образце ДС. К ним прежде всего относится учет конечности образца. В этом случае необходимо учитывать размагничивающие поля пластины, вклад которых в энергию (1) для блоховских ДГ можно записать в виде

$$E_{ms} = M_s^2 L_x \int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \big(\cos\Theta(y)\cos\Theta(y') - 1\big)$$

$$\times \ln\left(1 + \frac{D^2}{(y - y')^2}\right) dy dy', \tag{7}$$

где L_x — размер пластины вдоль оси OX. Можно отметить, что энергия E_{ms} (за вычетом энергии однородного состояния) вносит отрицательный вклад в полную энергию (1). В то же время из анализа выражения (7) следует, что чем больше размеры СС, тем больше $|E_{ms}|$. Тем не менее учет магнитостатического фактора не достаточен (как это будет показано в дальнейшем) для возникновения устойчивых состояний СС.

2. Модель зародышеобразования в реальных кристаллах

Для прояснения вопроса об устойчивости СС рассмотрим термодинамику его образования. Дело в том, что, исходя из структуры этих неоднородностей и условий их существования, можно утверждать, что они представляют собой распределение намагниченности неоднородностей, возникающих при зародышеобразовании новой фазы. Подобные зародыши благодаря флуктуациям всегда возникают в недрах исходной фазы вблизи фазового перехода I рода (в области их сосуществования). В случае, когда первая фаза является метастабильной, а вторая — стабильной (энергетически более выгодной), зародыши новой фазы не являются устойчивыми и быстро исчезают [13]. Однако они могут зарождаться как устойчивые образования, если в термодинамической системе имеются так называемые "центры" конденсации, аналогом которых в магнетиках являются различного рода дефекты: структурные, химические, термические и т. д. [14]. Их наличие в кристаллах нарушает трансляционную симметрию и приводит к тому, что материальные параметры образца становятся неоднородными [15,16].

В качестве такого дефекта, стабилизирующего СС, рассмотрим пластинчатое магнитное включение [17], в котором параметры A, K_u и K_1 имеют значения, отличные от таковых в матрице, т. е. зависят от y в виде

$$K_u(y) = \begin{cases} K_u + \Delta K_u, & |y| \le L/2, \\ K_u, & |y| > L/2; \end{cases}$$

$$K_1(y) = \begin{cases} K_1 + \Delta K_1, & |y| \le L/2, \\ K_1, & |y| > L/2; \end{cases}$$

$$A(y) = \begin{cases} A + \Delta A, & |y| \le L/2, \\ A, & |y| > L/2; \end{cases} \tag{8}$$

где L — размер дефекта.

Для количественного описания процесса зародышеобразования на дефекте, рассмотрим вариационный метод, в котором в качестве пробной функции возьмем закон изменения намагниченности в СС в виде (4), где a, b, c будут считаться выриационными параметрами задачи. Очевидно, их значение можно будет определить из минимума энергии (1) с учетом (7) и (8), т. е. из энергии СС E_s вида

$$E_s = E + E_d + E_{ms}, \tag{9}$$

где E_d — определяется выражением

$$E_d = L_x D \int\limits_{-L/2}^{L/2} \left\{ \Delta A \left(\frac{\partial \Theta}{\partial y} \right)^2 + \Delta K_u \sin^2 \Theta + \Delta K_1 \times \left[\frac{\sin^4 \Theta}{4} + \frac{\cos^4 \Theta}{3} + \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^3 \Theta \cos \Theta \right] \right\} dy. \tag{10}$$

Такой подход основан на предположении, что учитываемые факторы практически не влияют на структуру магнитных неоднородностей уединенного типа, а лишь изменяют ее параметры. Действительно, магнитостатический фактор оказывает существенное влияние на структуру ДГ (в частности, блоховская ДГ может перейти в неелевскую) лишь для достаточно тонких пластин, толщина которых сравнима с Δ_0, и значений фактора качества пластины, удовлетворяющих условию: $Q \le 1$ ($Q = K_u/2\pi M_s^2$). Здесь же предполагается, что $D \gg \Delta_0$ и $Q > 1$. С другой стороны, численное исследование топологии магнитных неоднородностей (без учета магнитостатического фактора), возникающих вблизи дефектов [16,18], показывает, что в кристаллах с комбинированной анизотропией возможно образование СС со структурой, аналогичной (4). С учетом данных обстоятельств и является оправданным используемое приближение.

3. Статические свойства СС

Для определения устойчивых состояний СС в кристалле, содержащем дефекты вида (8), необходимо решить соответствующую вариационную задачу. В силу того что уравнения, минимизирующие энергию E_s относительно параметров a, b, c, имеют громоздкий вид и их невозможно решить в известных функциях, вариационная задача решалась методом численной минимизации приведенной энергии $\varepsilon_s = E_s/M_s^2 L_x D \Delta_0$. При этом в модели учитывалось и то, что центры СС и дефекта могут не совпадать и отличаться на величину ξ.

Полученные результаты представлены на рис. 2–6, где все величины, имеющие размерность длины, приведены к Δ_0. Как видно из рис. 2, ход зависимостей параметров СС от смещения ξ имеет определенные особенности, связанные с поведением различных сил при взаимодействии СС с дефектом. Прежде всего, надо отметить, что положение равновесия СС определяется центром дефекта. Его смещение относительно центра вызывает появление квазиупругих сил, для которых при малых ξ справедливо приближение закона Гука. Наибольший вклад в эти силы вносит взаимодействие СС с дефектом (кривая ε_d на рис. 3), определяемое выражением (10). При увеличении ξ часть спинов в СС оказывается "вне дефекта", что приводит к возрастанию E_d. В то же время новые участки СС, которые перемещаются в область дефекта, из-за короткодействующего характера этих сил вовлекаются во взаимодействие с дефектом и ослабляют данный эффект. В результате ширина и амплитуда СС (из-за действия обменных сил) увеличиваются. В свою очередь это способствует понижению E_{ms}. В силу того что при $K_1 > 0$ оси легкого намагничивания КА направлены вдоль $\langle 100 \rangle$, а оси трудного — вдоль $\langle 111 \rangle$, то любое отклонение спинов от [111] ведет к понижению энергии КА (E_{ca}), что и видно на рис. 3. Этим же объясняется и повышение энергии НОА (E_u) при увеличении размеров СС.

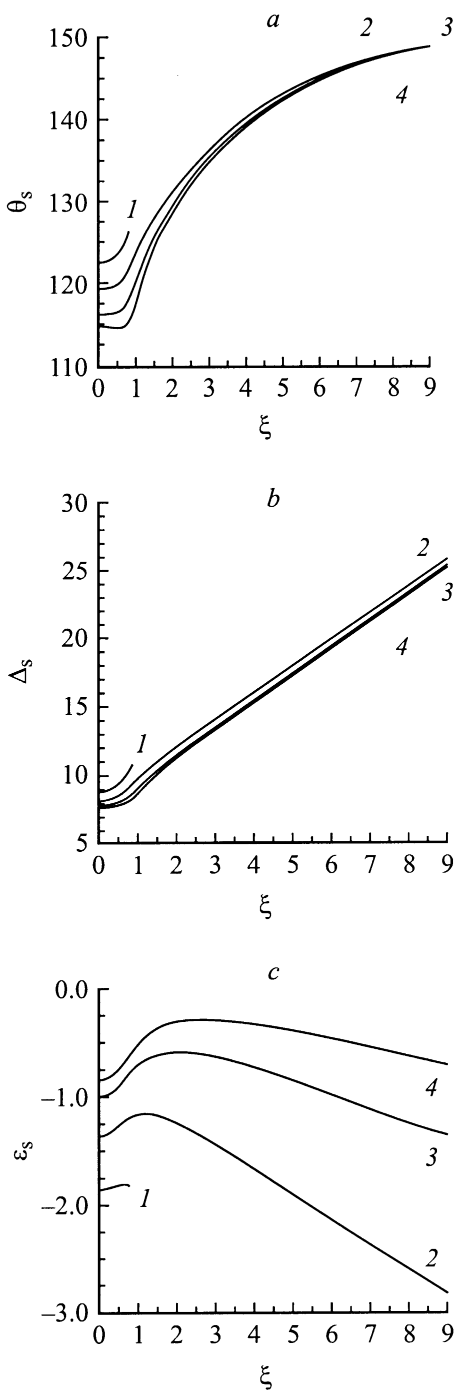

Рис. 2. Графики зависимостей параметров СС Θ_s (a), Δ_s (b), ε_s (c) от смещения ξ для значений $\varkappa = 1.42$, $\Delta A = 0$, $\Delta K_1 = 0.5$, $\Delta K_u = -1.5$, $L = 5$, $D = 35$. Кривая *1* соответствует значению $Q = 5$, *2* — 8, *3* — 15, *4* — 25.

При увеличении ξ характер зависимости результирующей силы от ξ становится нелинейным (рис. 2) и достигает максимума в точке $\xi = \xi_P$, соответствующей точке перегиба функции $\varepsilon_s = \varepsilon_s(\xi)$. В дальнейшем с возрастанием смещения величина этой силы убывает по абсолютной величине вплоть до нуля, что соответствует максимуму энергии $\varepsilon_s(\xi)$. В этой точке (ξ_m) характер сил взаимодействия меняется на обратный, и при $\xi > \xi_m$ СС будут выталкиваться из дефекта. Квазистатическое рассмотрение данного процесса показывает, что магнетик при этом становится однородно намагниченным с $\mathbf{M} \parallel [uuw]$, так как при неограниченном возрастании параметра ξ $\varepsilon_s \to -\infty$, $\Delta_s \to \infty$, $\Theta_s \to \Theta_m$.

Таким образом, стабилизация структуры СС, определяемая балансом учитываемых сил, достигается в некоторой области изменения материальных параметров, ограниченной их предельными значениями. Так, при уменьшении Q, т.е. при увеличении вклада E_{ms} в энергию (9), при некотором критическом значении ξ магнитостатические поля, действие которых на спины способствует их повороту к плоскости пластины, нарушают условие равновесия сил, и СС в результате расплывается (кривая *1* на рис. 2): $\varepsilon_s \to -\infty$, $\Delta_s \to \infty$, $\Theta_s \to \pi$. Следует отметить, что в отсутствие полей рассеяния

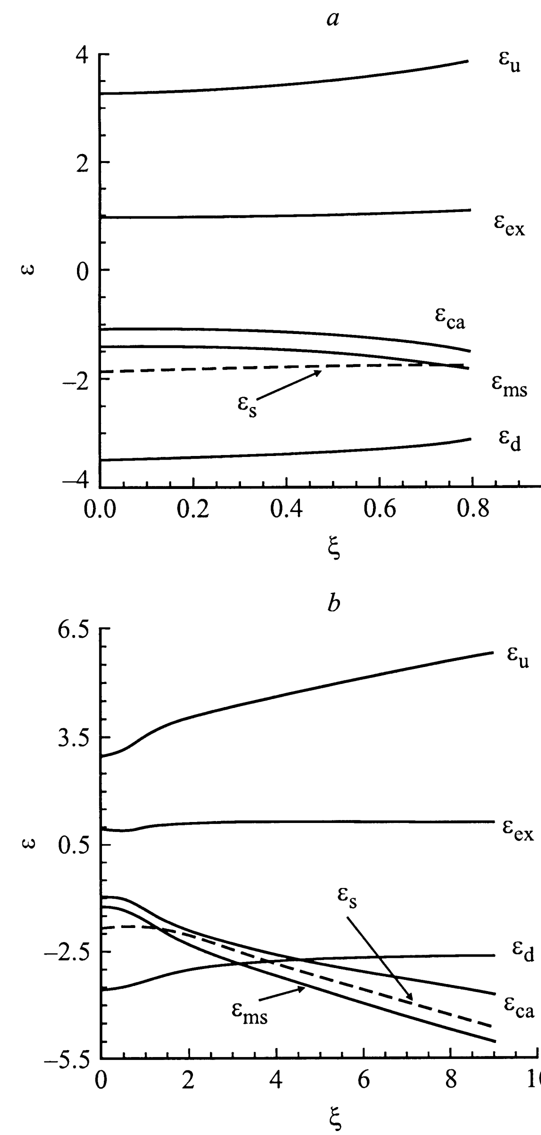

Рис. 3. Графики зависимостей составляющих полной энергии СС от смещения ξ для $Q = 5$ (a) и 8 (b). Значения остальных параметров материала те же, что и на рис. 2.

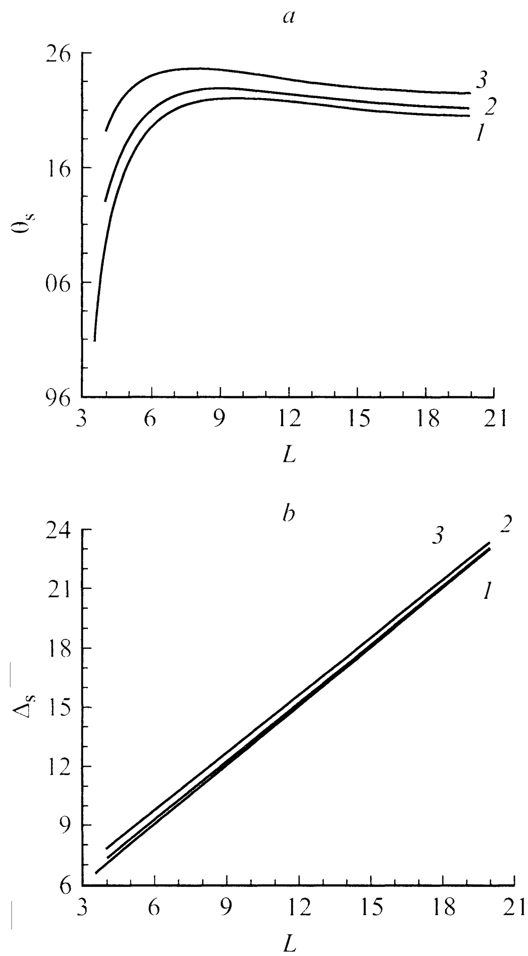

Рис. 4. Кривые зависимостей параметров СС Θ_s (a), Δ_s (b) от ширины дефекта L при $Q = 5$ и $\xi = 0$ (значения остальных параметров те же, что и на рис. 2). Кривая *1* соответствует $\varkappa = 0.83$, *2* — 1.0, *3* — 1.42.

$(Q \to \infty)$ область устойчивости СС по материальным параметрам значительно шире, чем при наличии. Причем всегда существует критическое (нижнее) значение Q, при котором СС становится неустойчивым.

Устойчивые состояния СС, как это было показано ранее (рис. 3), в основном определяются наличием дефекта в структуре кристалла. Так, например, из рис. 4 видно, что ширина СС пропорциональна ширине дефекта и с возрастанием последней ширина СС увеличивается и в пределе $(L \to \infty)$ СС расплывается. В этом случае пластина становится однородной (но с другими значениями параметров пластины), и факторы, стабилизирующие СС, исчезают. К сказанному дабавим, что предельные значения Θ_s совпадают со значениями полярного угла $\mathbf{M}$ в однородно намагниченной пластине [6]. Также отметим, что при возрастании L становится доминирующей тенденция СС подстроиться под профиль дефекта. В то же время из рис. 4 следует, что процесс зародышеобразования на дефекте носит пороговый характер, так как существует манимальный размер дефекта, при котором СС становится неустойчивым относительно его коллапса. Это вполне согласуется с общим положением термодинамики "конденсации" новой фазы [13] и коррелирует с аналогичными зависимостями параметров СС от ΔA, ΔK_1 и ΔK_u (рис. 5, 6). Из этих зависимостей следует, что существует минимальная энергия дефекта, необходимая для возникновения СС с устойчивой структурой, причем она зависит как от размеров дефекта, так и от других

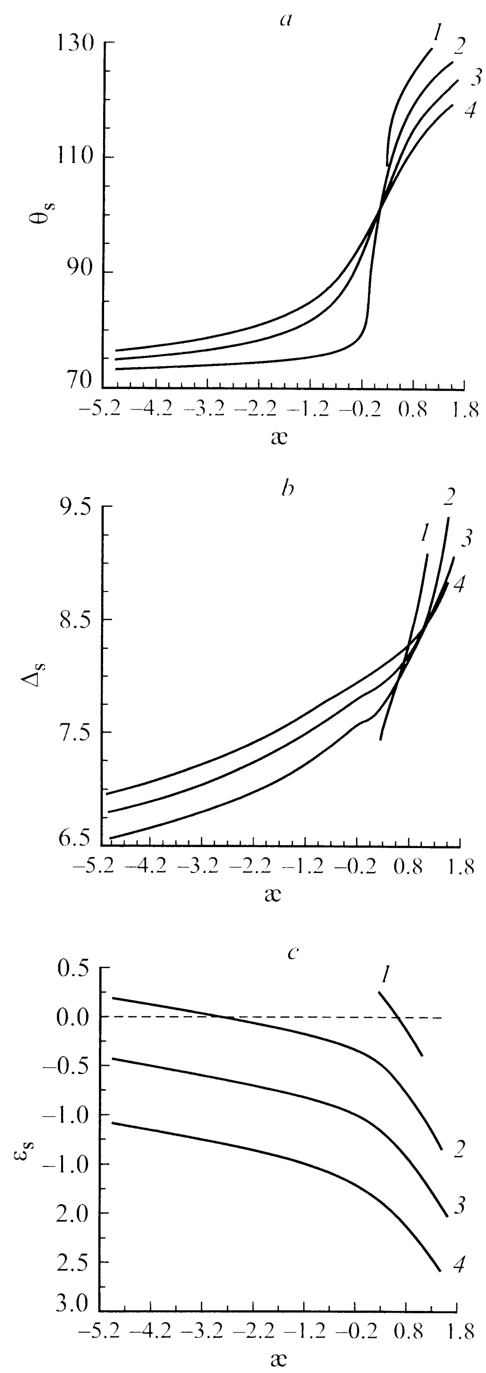

Рис. 5. Графики зависимостей параметров СС Θ_s (a), Δ_s (b), ε_s (c) от величины $\varkappa$ при различных значениях ΔK_u для $L = 5$. Здесь кривая *1* соответствует $\Delta K_u = -0.9$, *2* — 1.2, *3* — -1.5, *4* — -1.8. Остальные параметры принимают те же значения, что и на рис. 4.

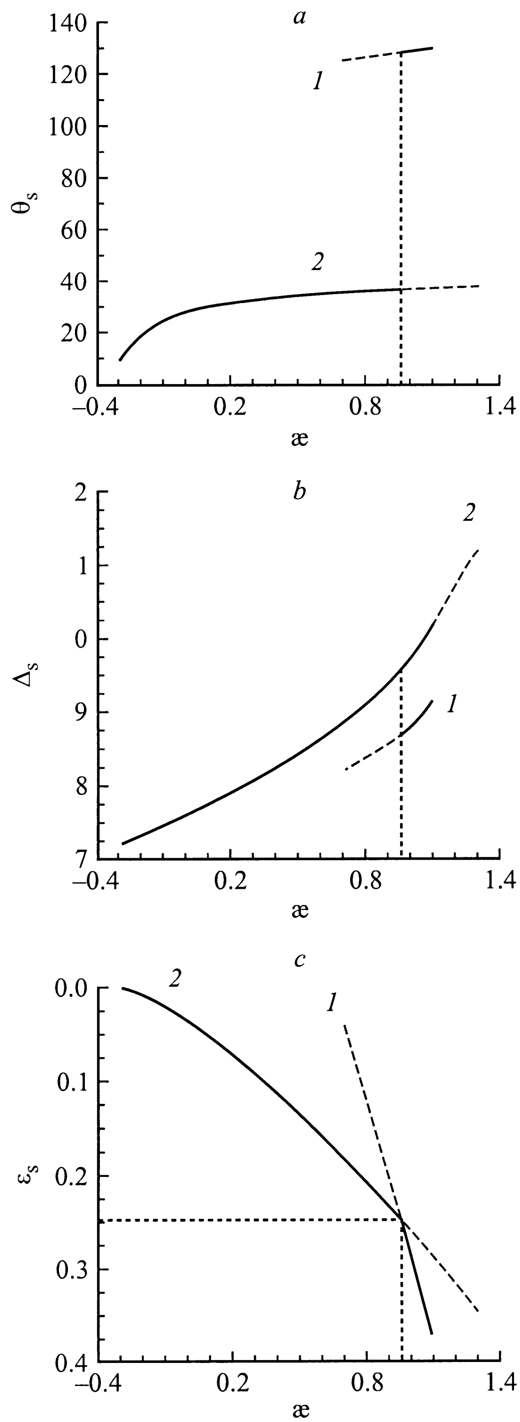

Рис. 6. Кривые зависимостей параметров БАС и МАС от величины $\varkappa$ для значения $\Delta K_u = -0.9$ при $\Delta K_1 = 0.5$. Кривая *1* соответствует БАС, *2* — МАС. Остальные параметры принимают те же значения, что и на рис. 5.

его параметров (ΔA, ΔK_1, ΔK_u). Расчеты показывают, что с возрастанием ΔA ширина СС увеличивается, а амплитуда уменьшается. Это объясняется тем, что увеличение обменного взаимодействия на дефекте приводит к более плавному распределению намагниченности в СС. Более сложную зависимость имеют размеры СС от ΔK_1, характеризующие скачок величины КА в области дефекта: с возрастанием ΔK_1 значение Θ_s увеличивается (причем в значительной мере) при $\varkappa > 0$ и уменьшается (не очень существенно) при $\varkappa < 0$. Такое поведение СС можно объяснить характером КА: при возрастании ΔK_1, возрастает роль осей $\langle 001 \rangle$, причем в плоскости вращения спинов в 0°-ДГ имеется ось [001], которая составляет угол $\Theta \approx 35°$ с осью [111]. Основная часть спинов при $K_1 > 0$ будет стремиться повернуться к этой оси, поэтому Δ_s, а следовательно, и Θ_s (за счет действия обменных сил) будут увеличиваться. При $K_1 < 0$, наоборот, спины в 0°-ДГ стремятся сориентироваться вдоль оси [111], что приводит к указанной зависимости размеров 0°-ДГ от ΔK_1.

Из расчетов следует (часть из них представлена на рис. 5, 6), что с возрастанием $\varkappa$ размеры СС увеличиваются, что согласуется с выражением (5), полученным в идеализированной модели. При этом существует некоторый промежуток значений $\varkappa$ ($\Delta\varkappa$), при котором увеличение размеров происходит настолько существенно, что можно утверждать о переходе от состояния, характерного для МАС, к состоянию, характерному для БАС. Данный переход осуществляется в основном непрерывно в промежутке $\Delta\varkappa$, который смещается в ту или иную сторону в зависимости от параметров дефекта ΔA и ΔK_1 (но не от ΔK_u). В то же время ситуация меняется на обратную, когда рассматриваем величину $\Delta\varkappa$: она в значительной мере определяется параметром ΔK_u и практически не зависит от параметров ΔA и ΔK_1. При некотором критическом значении ΔK_u величина $\Delta\varkappa$ обращается в нуль ($\Delta\varkappa = 0$), и переход от МАС к БАС (и обратно) происходит скачком (рис. 6), что говорит о возможной перестройке доменных образований на дефекте. При дальнейшем уменьшении $\varkappa$ МАС в размерах сокращается и при некотором предельном значении $\varkappa$ он коллапсирует. Здесь необходимо отметить, что в результате коллапса СС, магнетик становится однородно намагниченным с $\mathbf{M} \parallel [111]$. Однако такое состояние может наступить раньше, при больших значениях $\varkappa$, так как в этом случае $\varepsilon_s > 0$ и состояние СС является уже метастабильным. В то же время на другом конце области устойчивости по $\varkappa$ СС расплывается, так как $\Delta_s \to \infty$, $\Theta \to \Theta_m$. Магнетик в этом случае также будет представлять однородно намагниченную пластину с $\mathbf{M} \parallel [uuw]$. Это означает, что образец перемагнитился, т.е. произошел фазовый переход: $[111] \leftrightarrow [uuw]$. Очевидно, точка СПФП будет соответствовать верхней границе устойчивости СС по $\varkappa$, при которой происходит расплывание.

Из приведенных результатов видно, что область устойчивости СС по $\varkappa$ достаточно широкая и превышет таковую, предсказанную в идеализированной модели. Причем СС существует и при $\varkappa = 0$, т.е. в отсутствие КА. Это нетривиальный результат, так как именно наличие комбинированной анизотропии в кристалле является условием возникновения решений типа СС в идеализированной модели. Однако можно отметить работы [16,19], в которых было показано, что характер влияния дефектов на структуру ДГ таков, что он равносилен учету анизотропных взаимодействий более высоких порядков. Последнее в результате и приводит к эффекту комбинированной анизотропии.

4. Обсуждение результатов

Полученные результаты позволяют смоделировать процесс перемагничивания кристалла следующим образом. Предположим, что при заданных внешних условиях (определяемые температурой, внешними напряжениями и т.д.) магнетик находится в однородно намагниченном состояниии с $\mathbf{M} \parallel [111]$. При увеличении параметра $\varkappa$ при некотором его значении (не обязательно совпадающем с критическим значением $\varkappa_{c1}$ коллапса СС из-за возможных гистерезисных явлений) на дефекте будет зарождаться СС. При дальнейшем увеличении $\varkappa$ размеры СС будут также увеличиваться, а при некотором другом критическом значении $\varkappa_{c2}$ СС расплывается и магнетик становится вновь однородно намагниченным, но с $\mathbf{M} \parallel [uuw]$, т.е. таким образом происходит фазовый переход типа спиновой переориентации. Схожая схема перемагничивания кристалла наблюдалась в [3,20]. Здесь принципиальным является то, что в процессе СПФП новая фаза (угловая фаза с $\mathbf{M}$, близким к осям $[1\bar{1}1]$) зарождалась на дислокации, разрасталась и затем занимала основной объем кристалла, сжимая исходную фазу с $\mathbf{M} \parallel [111]$ в микрообласть, локализованную также на дислокации. Очевидно, последней может соответствовать СС, доменное состояние которой определяется угловой фазой с $\mathbf{M} \parallel [uuw]$. Конечно, предложенное объяснение результатов работы [3,20] (кстати говоря, не единственное, например, в [21] численно найдено распределение вектора $\mathbf{M}$ в области дислокации, качественно совпадающее с [20], однако только для безграничного кристалла, причем кинетика процесса в ней также не исследована) является приближенным, так как рассматриваемая модель кристалла с дефектом является одномерной, в то время как наблюдаемые в ней дислокации и магнитные неоднородности являются по крайней мере двумерными объектами. Однако в пользу такой интерпретации говорит тот факт, что, во-первых, размеры дефекта и СС сравнимы, причем $\Delta_s > 1$, что наблюдается в эксперименте [20]. Во-вторых, существует определенная корреляция, наиболее сильно проявляемая вблизи СПФП, между зависимостью размеров СС от $\varkappa$ и зависимостью от температуры размеров микрообластей, локализованных на дислокации. При увеличении температуры образца на $\Delta T \approx 1^\circ$ K микрообласть резко расширяется и занимает весь объем; СС также неограниченно увеличиватся в размерах при возрастании $\varkappa$ (в области $\varkappa \approx \varkappa_{c2}$ на величину $\Delta\varkappa \approx 0.1$). В-третьих, как следует из вышеприведенного анализа, СС стремится подстроиться под профиль дефекта, и, следовательно, форму магнитных неоднородностей, локализованных на дислокациях, качественно можно объяснить в рамках данной модели.

Таким образом, приведенные исследования показывают, что СС является устойчивым образованием при определенных значениях параметра образца и дефектов определенного типа. Они обладают рядом интересных свойств, которые позволяют их интерпретировать как зародыши новой фазы, локализовнные на дефектах и возникающие при фазовых переходах типа спиновой переориентации. СС в данном случае является промежуточным звеном при перемагничивании кристалла. В то же время анализ этих неоднородностей может служить и для интерпретации других экспериментальных данных, в частности процессов перемагничивания в магнитном поле, где существенную роль играют различного рода дефекты. Эти неоднородности можно также использовать и в практических целях.

Список литературы

[1] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1971). 1032 с.
[2] Г.С. Кандаурова, Л.А. Памятных. ФТТ **31**, *8*, 132 (1989).
[3] В.К. Власко-Власов, Л.М. Дедух, М.В. Инденбом, В.И. Никитенко. ЖЭТФ **84**, *1*, 277 (1983).
[4] П.П. Шатский. ЖЭТФ **107**, *2*, 568 (1995).
[5] С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения. Мир, М. (1987). 419 с.
[6] Р.М. Вахитов, Р.М. Сабитов, М.М. Фарзтдинов. ФТТ **27**, *6*, 1852 (1985).
[7] А.М. Косевич. ФММ **53**, *3*, 420 (1982).
[8] А.М. Балбашов, А.В. Залесский, В.Г. Кривенко, Е.В. Синицын. Письма в ЖТФ **14**, *4*, 293 (1988).
[9] L.J. Heyderman, H. Hiedova, H.O. Gurpts, I.B. Puchalska. J. Magn. Magn. Mater. **96**, 125 (1991).
[10] А. Хуберт. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. Мир, М. (1977). 306 с.
[11] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. Наука, М. (1979). 320 с.
[12] У.Ф. Браун. Микромагнетизм. Наука, М. (1979). 160 с.
[13] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Статистическая физика. Ч. 1. Наука, М. (1976). 584 с.
[14] В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис. Прикладная магнитооптика. Энергоатомиздат, М. (1990). 320 с.
[15] А.И. Мицек, С.С. Семянникова. ФТТ **11**, *5*, 1103 (1969).
[16] М.А. Шамсутдинов, В.Г. Веселаго, М.М. Фарзтдинов, Е.Г. Екомасов. ФТТ **32**, *2*, 497 (1990).
[17] A. Sakuma, S. Tanigawa, M. Tokunaga. J. Magn. Magn. Mater. **84**, 52 (1990).
[18] В.Г. Веселаго, И.В. Владимиров, Р.А. Дорошенко, В.Д. Плавский. Препринт № 53. М. (1989) 36 с.
[19] Е.В. Синицын, И.Г. Бострем. ЖЭТФ **85**, *2*, 661 (1983).
[20] В.К. Власко-Власов, М.В. Инденбом. ЖЭТФ **86**, *3*, 1084 (1984).
[21] A.B. Dichenko, V.V. Nicolaev. J. Magn. Magn. Mater. **53**, 71 (1985).