

УДК 538.245

©1993

СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И 180° БЛОХОВСКИЕ ДОМЕННЫЕ ГРАНИЦЫ В КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ ($K_1 < 0$) С КОМБИНИРОВАННОЙ НАВЕДЕННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

И.В.Владимиров, Р.А.Дорошенко

Показано, что комбинированная наведенная анизотропия, состоящая из двух одноосных компонент, приводит к появлению угловых ориентационных фаз и к фазовым переходам второго рода, что является нехарактерным для кубических магнетиков ($K_1 < 0$). Исследование устойчивых состояний 180° блоховской доменной границы показало, что переориентация плоскости границы при изменении параметров комбинированной наведенной анизотропии происходит в результате фазовых переходов как первого, так и второго рода.

Фотоиндуцированные перестроения доменной структуры, наблюдаемые в монокристаллических пластинах (110) и (111) иттрий-железистого граната [1,2], поставили вопрос о спектре однородных состояний вектора намагниченности и возможных устойчивых ориентациях 180° блоховских доменных границ (ДГ) в кубическом кристалле со сложной магнитной анизотропией. Пластины феррогранатов обычно обладают значительной перпендикулярной анизотропией [3]. Исследованию влияния комбинации перпендикулярной и кубической анизотропии на доменные структуры уделялось достаточное внимание [4-6]. Воздействие линейно-поляризованного света или фотомагнитного отжига на пластины ИЖГ приводит к возникновению в образцах комбинированной наведенной анизотропии (КНА). Под комбинированной понимается наведенная анизотропия, состоящая из двух и более одноосных компонент. Наличие КНА в реальных монокристаллах может определяться сосуществованием различных механизмов наведения: условиями роста и внешними упругими напряжениями, термоотжигом и фотоиндуцированными изменениями, другими комбинациями. Таким образом, сложная анизотропия часто реализуется на практике.

В настоящей статье рассмотрено влияние КНА на спектр однородных состояний вектора намагниченности и устойчивые ориентации 180° блоховских ДГ в монокристаллических средах с кубической анизотропией $K_1 < 0$. КНА представляла собой комбинацию двух одноосных анизотропий с осями симметрии, совпадающими с кристаллографическими направлениями [110], [001] и [110], $[\bar{1}11]$. Ранее был исследован случай комбинации одноосных анизотропий вдоль направлений типа $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ [7].

1. Спин-перереориентационные фазовые переходы в кубическом магнетике ($K_1 < 0$) с комбинированной наведенной анизотропией

Плотность энергии анизотропии кубического кристалла с КНА в сферической системе координат, полярная ось которой совпадает с $[001]$, а азимутальный угол φ откладывается от $[100]$, имеет вид

$$e_K = K_1 \sin^2 \theta (1/4 \cdot \sin^2 \theta \sin^2 2\varphi + \cos^2 \theta) + e_{\text{КНА}},$$

$$e_{\text{КНА}} = K_{u1} (1 - (\alpha \cdot \mathbf{n}_1)^2) + K_{u2} (1 - (\alpha \cdot \mathbf{n}_2)^2), \quad (1)$$

где θ , φ — полярный и азимутальный углы соответственно; $e_{\text{КНА}}$ — плотность энергии КНА; K_1 — константа кубической анизотропии; K_{u1} , K_{u2} — константы составляющих КНА с осями симметрии вдоль векторов \mathbf{n}_1 и \mathbf{n}_2 соответственно; α — вектор направляющих косинусов \mathbf{M} .

Спектр однородных состояний вектора \mathbf{M} находится из условия минимума энергии анизотропии. Фазовые диаграммы в плоскости ($\gamma_1 = K_{u1}/|K_1|$, $\gamma_2 = K_{u2}/|K_1|$) были получены для следующих комбинаций составляющих КНА: а) $\mathbf{n}_1 \parallel [110]$, $\mathbf{n}_2 \parallel [001]$; б) $\mathbf{n}_1 \parallel [110]$, $\mathbf{n}_2 \parallel [\bar{1}11]$.

а) $\mathbf{n}_1 \parallel [110]$, $\mathbf{n}_2 \parallel [001]$. Энергия КНА имеет вид

$$e_{\text{КНА}} = \gamma_2 \sin^2 \theta - \gamma_1 \sin^2 \theta \sin 2\varphi,$$

где γ_2 включает в себя как константу наведенной вдоль $[001]$ анизотропии, так и константу ромбической составляющей, наведенной вдоль $[110]$ анизотропии. Минимизация (1) дает следующие устойчивые направления вектора намагниченности:

$$\theta = 0, \quad (2)$$

$$\theta = \pi/2, \quad \varphi = \pi/4, \quad (3)$$

$$\theta = \pi/2, \quad \varphi = 3\pi/4, \quad (4)$$

$$\sin^2 \theta = 2(1 + \gamma_1 - \gamma_2)/3, \quad \varphi = \pi/4, \quad (5)$$

$$\sin^2 \theta = 2(1 - \gamma_1 - \gamma_2)/3, \quad \varphi = 3\pi/4. \quad (6)$$

Таким образом, возможно существование пяти фаз, в которых вектор намагниченности лежит вдоль следующих направлений: $[001]$ — дважды вырожденная симметричная фаза $\Phi_{[001]}$ (условие (2)), $[110]$ — дважды вырожденная симметричная фаза $\Phi_{[110]}$ (условие (3)), $[\bar{1}\bar{1}0]$ — дважды вырожденная симметричная фаза $\Phi_{[\bar{1}\bar{1}0]}$ (условие (4)), а также вдоль искаженных тригональных направлений — четырехкратно вырожденные угловые фазы $\Phi_{[111],[11\bar{1}]}$ и $\Phi_{[\bar{1}\bar{1}1],[1\bar{1}\bar{1}]}$ (условия (5) и (6) соответственно).

Области устойчивости и существования ориентационных фаз представлены на рис. 1, а. Они определяются следующими условиями:

$$\gamma_2 - \gamma_1 - 1 > 0 \quad \text{при} \quad \gamma_1 > 0 \quad \text{и} \quad \gamma_1 + \gamma_2 - 1 > 0 \quad \text{при} \quad \gamma_1 < 0, \quad (2')$$

$$\gamma_2 - \gamma_1 + 1/2 < 0, \quad 1 + 2\gamma_1 > 0, \quad (3')$$

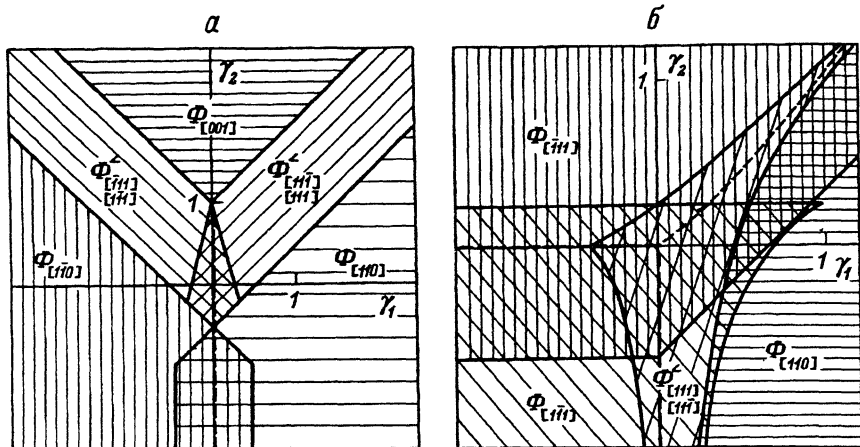


Рис. 1. Ориентационные фазовые диаграммы кубического магнетика с КНА.

Оси симметрии составляющих КНА параллельны а) $n_1 \parallel [110]$, $n_2 \parallel [001]$; б) $n_1 \parallel [110]$, $n_2 \parallel [\bar{1}11]$. Сплошными кривыми показаны границы областей устойчивости фаз, штрихами — линии фазового равновесия.

$$\gamma_2 + \gamma_1 + 1/2 < 0, \quad 2\gamma_1 - 1 < 0, \quad (4')$$

$$0 < 1 + \gamma_1 - \gamma_2 < 3/2, \quad 1 + 4\gamma_1 - \gamma_2 > 0, \quad (5')$$

$$0 < 1 - \gamma_1 - \gamma_2 < 3/2, \quad 1 - 4\gamma_1 - \gamma_2 > 0. \quad (6')$$

Области устойчивости фаз $\Phi_{[111],[11\bar{1}]}^<$ и $\Phi_{[\bar{1}11],[111]}^<$ перекрываются. Переход между этими фазами является фазовым переходом первого рода с линией фазового равновесия $\gamma_1 = 0$. Кроме того, имеет место переход первого рода между фазами $\Phi_{[110]}$ и $\Phi_{[\bar{1}10]}$ с линией фазового равновесия $\gamma_1 = 0$. Остальные переходы — СПФП второго рода.

б) $n_1 \parallel [110]$, $n_2 \parallel [\bar{1}11]$. Наведенная в направлении $[110]$ анизотропия имеет орторомбический характер, т.е. содержит две одноосные составляющие с взаимно перпендикулярными осями. При рассмотрении СПФП в кубическом кристалле с КНА $n_1 \parallel [110]$, $n_2 \parallel [\bar{1}11]$ предполагается, что наведенная вдоль $[110]$ анизотропия является одноосной, т.е. не учитывается ее ромбическая составляющая. В этом случае энергия КНА имеет вид

$$e_{\text{КНА}} = -\sin^2 \theta \sin 2\varphi (\gamma_1 - 1/3 \cdot \gamma_2) + \sqrt{2}/3 \gamma_2 \sin 2\theta \sin(\varphi + \pi/4).$$

Исследования показали, что в зависимости от параметров γ_1 и γ_2 возможно существование пяти ориентационно неэквивалентных фаз, две из которых являются энергетически вырожденными (фазы $\Phi_{[\bar{1}11]}$ и $\Phi_{[111]}$). Вектор намагниченности в этих фазах направлен вдоль симметричных осей $[\bar{1}11]$ (фаза $\Phi_{[\bar{1}11]}$) и $[110]$ (фаза $\Phi_{[110]}$), искаженных кубических осей $[1\bar{1}1]$ (фаза $\Phi_{[1\bar{1}1]}^<$) и $[11\bar{1}]$, $[111]$ (фаза $\Phi_{[11\bar{1}],[111]}^<$).

Области устойчивости и существования указанных выше фаз представлены на рис. 1, б. Уравнения, определяющие линии потери устойчивости фаз $\Phi_{[\bar{1}11]}$ и $\Phi_{[110]}$, были получены аналитически и имеют соответственно вид

$$\gamma_1 < 0, \quad \gamma_2 = 2/3 \quad \text{и} \quad \gamma_1 > 0, \quad \gamma_1 - \gamma_2 = 2/3 \quad (\text{фаза } \Phi_{[\bar{1}11]}), \quad (7)$$

$$\gamma_1 > 0, \quad \gamma_2 = (2\gamma^2 + \gamma_1 - 1)/2\gamma_1 \quad (\text{фаза } \Phi_{[110]}). \quad (8)$$

СПФП в данном случае могут быть как первого, так и второго рода. Переходы между фазами $\Phi_{[\bar{1}11]}$ и $\Phi_{[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]}$, $\Phi_{[\bar{1}\bar{1}\bar{1}], [111]}$ и $\Phi_{[\bar{1}11]}$, $\Phi_{[\bar{1}\bar{1}\bar{1}], [111]}$ и $\Phi_{[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]}$ являются переходами первого рода. Линии фазового равновесия показаны на рис. 1, б штрихом. СПФП между $\Phi_{[\bar{1}\bar{1}\bar{1}], [111]}$ и $\Phi_{[110]}$ — переход второго рода, происходящий вдоль линии потери устойчивости фазы $\Phi_{[110]}$.

Таким образом, представленные выше фазовые диаграммы продемонстрировали многообразие спин-переориентационных фазовых переходов, обусловленных наличием в кубическом кристалле комбинированной наведенной анизотропии. КНА при значениях параметров γ_1, γ_2 , близких к нулю, играет роль «переключателя» осей легкого намагничивания кубического кристалла. При больших значениях параметров КНА (сравнимых с единицей) возникают фазы, не характерные для кристалла с $K_1 < 0$ (например, фазы $\Phi_{(110)}$ в случаях а, б). Кроме того, сложная магнитная анизотропия определяет характер СПФП и в отличие от кубического магнетика фазовые переходы могут быть как первого, так и второго рода. Понижение симметрии кубического кристалла, вызванное КНА, приводит к доминированию угловых фаз.

Рассмотренная нами КНА делает возможным фазовые переходы, не характерные и для кристаллов с кубической и одноосной анизотропией [4]. Это говорит о больших возможностях использования комбинированной наведенной анизотропии для управления намагниченностью в кубических кристаллах.

В заключение этого раздела отметим, что ряд СПФП, рассмотренных выше, наблюдался экспериментально при фотоиндуцированной перестройке ДС в монокристаллических слоях ИЖГ. Так, например, в работах [1,2] исследовалось воздействие света на доменную структуру в пластинах (100), (110), (111) итрий-железистого граната. В пластинах существовала наведенная анизотропия с осью симметрии, перпендикулярной плоскости образца. Воздействие фотомагнитного отжига или поляризованного света приводило к появлению фотоиндуцированной анизотропии в плоскости пластины. Таким образом, возникала КНА. В зависимости от величины фотоиндуцированной анизотропии происходила перестройка доменной структуры, связанная с переориентацией оси легкого намагничивания.

В пластине (110) наведение анизотропии вдоль $[\bar{1}11]$ приводило к перестройке фарадеевской доменной структуры с векторами намагниченности вдоль осей $[111]$ и $[1\bar{1}\bar{1}]$ в коттоновскую с вектором намагниченности вдоль выделенной оси $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$. Такой фазовый переход был рассмотрен нами на фазовой диаграмме (рис. 1, б). При положительных значениях параметров γ_1 и γ_2 происходит фазовый переход первого рода между ориентационными фазами $\Phi_{[\bar{1}11]}$ и $\Phi_{[\bar{1}\bar{1}\bar{1}], [111]}$. Наличие области метастабильного состояния фазы $\Phi_{[\bar{1}\bar{1}\bar{1}], [111]}$ приводит к тому, что в коттоновской доменной структуре возможно существование областей фарадеевской доменной фазы, что и было показано экспериментально в работе [2].

Исследование доменных структур в пластине (001) показало, что наведение фотоиндуцированной анизотропии вдоль направления $[110]$ приво-

дило к образованию макродоменной структуры с ориентацией макродоменов вдоль выделенной оси. При этом вектор намагниченности в макродоменах ориентировался в основном вдоль искаженных тригональных направлений $[111]$ и $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$. Наведение анизотропии вдоль направления $[\bar{1}10]$ (что можно рассматривать как изменение знака параметра γ_1 на фазовой диаграмме; рис. 1, *a*) приводит к выделению другой пары искаженных осей $[\bar{1}11]$ и $[1\bar{1}\bar{1}]$ и переориентации макродоменной структуры $[2]$.

2. Устойчивые состояния 180° блоховских доменных границ в пластинах (110) и (111) кубических кристаллов с комбинированной наведенной анизотропией

Выше была рассмотрена теория спин-переориентационных фазовых переходов в кристаллах со сложной анизотропией и сделан вывод о существенной роли КНА в определении спектра однородных состояний вектора намагниченности. В то же время КНА может вызывать перестройку доменной структуры при неизменных направлениях вектора намагниченности в доменах за счет переориентации плоскости ДГ.

Рассмотрим 180° блоховские ДГ в пластинах (110) и (111) кубических кристаллов с комбинированной наведенной магнитной анизотропией. Энергия плоских магнитных неоднородностей имеет вид

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} (e_A + e_K + e_m) dx, \quad (9)$$

где e_A — плотность энергии обменного взаимодействия; e_K — плотность энергии магнитной анизотропии, включающей в себя кубическую и КНА; e_m — энергия полей рассеяния.

Введем систему координат, в которой полярная ось совпадает с направлением намагниченности в доменах, φ_0 задает ориентацию плоскости ДГ относительно кристаллографических осей, а угол φ определяет выход вектора намагниченности из плоскости ДГ. В этой системе координат

$$e_A = A((\theta')^2 + \sin^2 \theta (\varphi')^2), \quad e_m = 2\pi M_s^2 \sin^2 \theta \sin^2 \varphi.$$

Вид энергии магнитной анизотропии e_K зависит от рассматриваемого случая. Полярный и азимутальный углы θ и φ являются функциями пространственной координаты x , изменяющейся вдоль нормали к плоскости ДГ.

Распределение вектора намагниченности можно найти, решая уравнения Эйлера

$$\delta E / \delta \theta = 0, \quad \delta E / \delta \varphi = 0, \quad \delta E / \delta \varphi_0 = 0, \quad \text{при } \delta^2 E > 0. \quad (10)$$

В 180° блоховской ДГ вектор намагниченности лежит в плоскости границы, т.е. $\varphi = 0, \pi$. Следовательно, энергия полей рассеяния $e_m = 0$. Предположим, что ДГ существует при любой ориентации ее плоскости. (Необходимо отметить некоторую некорректность этого предположения, так как при этом может не выполняться условие $\delta E / \delta \varphi_0 = 0$. Однако такое допущение широко используется $[5,8]$ для получения зависимости

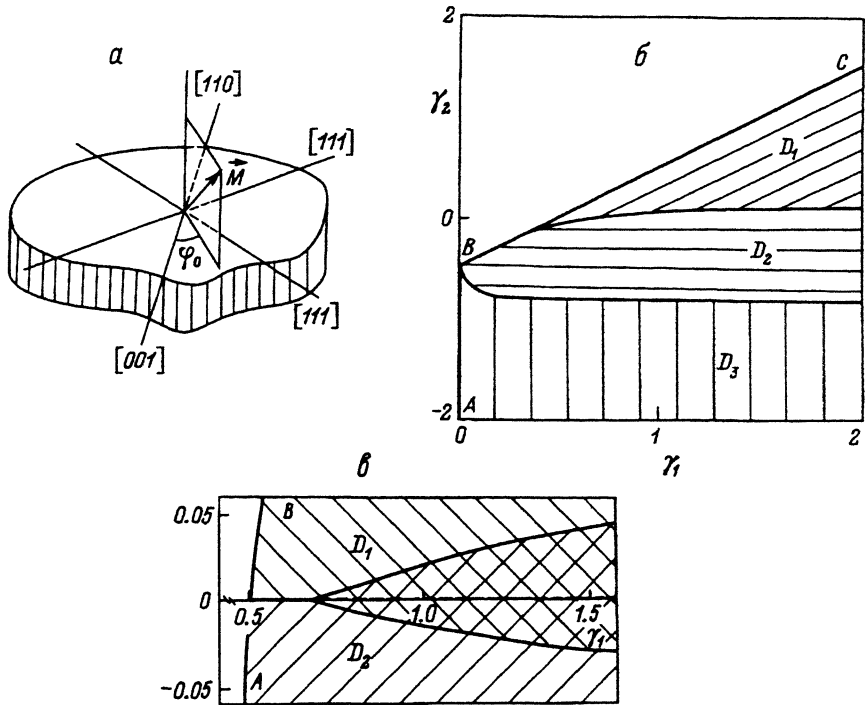


Рис. 2. Диаграмма устойчивых состояний 180° блоховской ДГ в пластине (110). Вектор намагниченности в доменах $\vec{M} \parallel [110]$. Расположение осей показано на рисунке, а. Составляющие КНА направлены: б) $\vec{n}_1 \parallel [110]$, $\vec{n}_2 \parallel [001]$; в) $\vec{n}_1 \parallel [110]$, $\vec{n}_2 \parallel [\bar{1}11]$. На рисунке, б область D_1 соответствует фазе с $\varphi_0 = 0$, $D_2 - 0 < \varphi_0 < \pi/2$, $D_3 - \varphi_0 = \pi/2$, на рисунке, в $D_1 - \varphi_0 = +\varphi_1(\gamma_1, \gamma_2)$, $D_2 - \varphi_0 = -\varphi_2(\gamma_1, \gamma_2)$. Линии ACB (б) и AB (в) указывают границы области устойчивости фазы с $\vec{M} \parallel [110]$.

энергии границы от ориентации ее плоскости относительно кристаллографических осей). Таким образом, единственной переменной, описывающей вращение вектора намагниченности в ДГ, является угол θ .

Согласно [8], энергия ДГ имеет вид

$$E = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sqrt{A(e_K(\theta) - e_\infty)} d\theta, \quad (11)$$

где e_∞ — величина энергии анизотропии в домене. Полученное выражение зависит от угла φ_0 и параметров γ_1 и γ_2 . Ориентация ДГ определялась из условий $\partial E / \partial \varphi_0 = 0$, $\partial^2 E / \partial \varphi_0^2 > 0$.

Пластина (110). Рассмотрим 180° блоховские ДГ, возникающие в пластине (110) между доменами с намагниченностью вдоль нормали к плоскости пластины (рис. 2, а). В системе координат с полярной осью $[110]$ и азимутальной осью $[001]$ энергия магнитной анизотропии имеет вид

$$e = 0.25K_1(1 - 4 \sin^2 \theta + 4 \sin^4 \theta + (6 \sin^2 \theta - 4 \sin^4 \theta) \times \\ \times \cos^2 \varphi_0 - 3 \sin^4 \theta \cos^4 \varphi_0) + e_{\text{КНА}}. \quad (12)$$

Рассмотрим следующие виды КНА.

1) $\mathbf{n}_1 \parallel [110]$, $\mathbf{n}_2 \parallel [001]$. В этом случае энергия КНА

$$\epsilon_{\text{КНА}} = K_{\perp} \sin^2 \theta - K_{\parallel} \sin^2 \theta \cos^2 \varphi_0, \quad (13)$$

где K_{\perp} — константа составляющей КНА с осью симметрии, перпендикулярной плоскости пластины; K_{\parallel} — константа составляющей КНА с осью симметрии, лежащей в плоскости пластины.

Условие устойчивости направления $[110]$ на фазовой плоскости значений параметров $\gamma_1 = K_{\perp}/|K_1|$, $\gamma_2 = K_{\parallel}/|K_1|$ имеет вид

$$\gamma_1 - \gamma_2 - 0.5 > 0 \quad \text{при} \quad \gamma_1 > 0. \quad (14)$$

В зависимости от значений угла φ_0 выражение для энергии 180° ДГ может быть записано в виде

$$E/E_0 = \sqrt{a} + (r + a) \arcsin \left(\sqrt{r/(a+r)} \right) / \sqrt{r} \quad \text{при} \quad \cos \varphi_0 > \sqrt{2/3},$$

$$E/E_0 = 2\sqrt{a} \quad \text{при} \quad \cos \varphi_0 = \sqrt{2/3},$$

$$E/E_0 = \sqrt{a} + (a - q) \ln \left| (\sqrt{a} + \sqrt{r}) / (\sqrt{a} - \sqrt{r}) \right| / 2\sqrt{q} \quad \text{при} \quad \cos \varphi_0 < \sqrt{2/3}, \quad (15)$$

где

$$a = 1 - 1.5 \cos^2 \varphi_0 + \gamma_1 - \gamma_2 \cos^2 \varphi_0, \quad q = 1 - \cos^2 \varphi_0 - 0.75 \cos^4 \varphi_0, \quad r = -q.$$

Исследование первой и второй производных энергии ДГ по углу φ_0 дает следующие устойчивые решения (рис. 2, б): а) $\varphi_0 = 0$ (плоскость ДГ $(1\bar{1}0)$) с областью устойчивости, определяемой условием

$$(20\gamma_1 - 8\gamma_2 - 7) \arcsin \left(\sqrt{3/(4(\gamma_1 - \gamma_2) + 1)} \right) / 6\sqrt{3} - 5\sqrt{\gamma_1 - \gamma_2 - 0.5/3} > 0, \quad (16)$$

б) $\varphi_0 = \pi/2$ (плоскость ДГ (001)) с областью устойчивости

$$\gamma_2 < 0.5(\gamma_1 - 1) - \sqrt{\gamma_1 + 1} / \ln \left| \left(\sqrt{1 + \gamma_1} + 1 \right) / \left(\sqrt{1 + \gamma_1} - 1 \right) \right|, \quad (17)$$

в) $0 < \varphi_0 < \pi/2$ — дважды вырожденная фаза, в которой плоскость ДГ плавно поворачивается в зависимости от соотношения γ_1 и γ_2 на угол $\pm \varphi_0$.

Необходимо отметить, что при $\gamma_2 = 0$ фаза $\varphi_0 = \pi/2$ (плоскость ДГ (001)) не существует. При значениях параметра γ_1 ($\gamma_2 = 0$), принадлежащих отрезку $[0.5000, 0.6823]$, реализуется фаза с $\varphi_0 = 0$ (плоскость (110)). При $\gamma_1 > 0.6823$ происходит отклонение плоскости ДГ на угол $\pm \varphi_0$, зависящий от величины γ_1 . Такое поведение ДГ объясняется тем, что по мере увеличения константы перпендикулярной анизотропии γ_1 зависимость $E(\varphi_0)$ становится менее выраженной. При этом совместное действие «трудного» направления $[001]$ и «легких» направлений $[\bar{1}11]$, $[1\bar{1}1]$, лежащих в плоскости пластины, приводит к повороту ДГ на угол $\pm \varphi_0$.

2) $\mathbf{n}_1 \parallel [110]$, $\mathbf{n}_2 \parallel [111]$. Энергия КНА имеет вид

$$e_{\text{КНА}} = K_{\perp} \sin^2 \theta - K_u \sin^2 \theta \cos^2(\varphi_0 - \varphi_a), \quad (18)$$

где

$$\varphi_a = \arccos(1/\sqrt{3}).$$

Такая запись для энергии КНА справедлива при равенстве нулю константы ромбической составляющей, наведенной вдоль $[110]$ анизотропии. Условие устойчивости направления $[110]$ на фазовой плоскости значений параметров $\gamma_1 = K_{\perp}/|K_1|$, $\gamma_2 = K_u/|K_1|$ запишется в виде

$$\gamma_2 < (2\gamma_1^2 + \gamma_1 - 1)/2\gamma_1 \quad \text{при} \quad \gamma_1 > 0. \quad (19)$$

Выражение $E(\varphi_0)$ для различных областей изменения угла φ_0 имеют аналогичный предыдущему случаю вид. При этом $a = 1 - 1.5 \cos^2 \varphi_0 + \gamma_1 - \gamma_2 \cos^2(\varphi_0 - \varphi_a)$. Анализ первой и второй производных энергии ДГ по углу φ_0 показывает, что в зависимости от параметров γ_1 и γ_2 возможны два типа ориентации плоскости ДГ: 1) при возрастании положительного значения γ_2 плоскость ДГ поворачивается на угол $\varphi_0 = +\varphi_1(\gamma_1, \gamma_2)$ к выделенному направлению $[\bar{1}11]$; 2) при возрастании отрицательного значения γ_2 ДГ поворачивается на угол $\varphi_0 = -\varphi_2(\gamma_1, \gamma_2)$ к плоскости $(\bar{1}11)$. Из рис. 2, в видно, что при $\gamma_1 > 0.6823$ области устойчивости названных фаз перекрываются, т.е. существует фазовый переход первого рода. Линия фазового равновесия — $\gamma_2 = 0$.

Пластина (111). Рассмотрим 180° блоховские ДГ, возникающие в пластине (111) между доменами с намагниченностью вдоль $[111]$ (рис. 3, а). В системе координат с полярной осью $[111]$ и азимутальной осью $[211]$ энергия магнитной анизотропии имеет вид

$$e = K_1 \left(\sin^4 \theta / 4 + \cos^4 \theta / 3 + \sqrt{2}/3 \sin^3 \theta \cos \theta \cos 3\varphi_0 \right) + e_{\text{КНА}}. \quad (20)$$

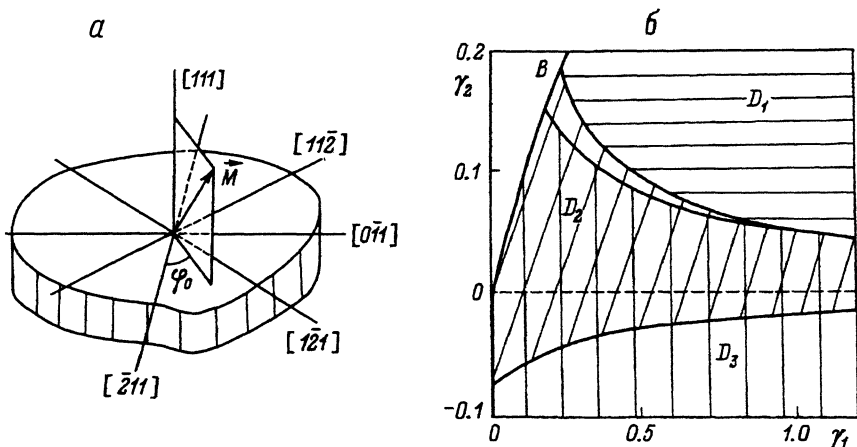


Рис. 3. Диаграмма устойчивых состояний 180° блоховской ДГ в пластине (111). Вектор намагниченности в доменах $\mathbf{M} \parallel [111]$. Расположение осей показано на рисунке, а. Составляющие КНА направлены $\mathbf{n}_1 \parallel [111]$, $\mathbf{n}_2 \parallel [0\bar{1}1]$. На рисунке, б область D_1 соответствует фазе с $\varphi_0 = 0$, D_2 — $\varphi_a < \varphi_0 < \pi/2$, D_3 — $\varphi_0 = \pi/2$. Линия AOB указывает границы области устойчивости фазы с $\mathbf{M} \parallel [111]$.

Рассмотрим КНА с $\mathbf{n}_1 \parallel [111]$ и $\mathbf{n}_2 \parallel [0\bar{1}1]$. В этом случае энергии КНА

$$\epsilon_{\text{КНА}} = K_{\perp} \sin^2 \theta - K_{\parallel} \sin^2 \theta \sin^2 \varphi_0, \quad (21)$$

где предполагается, что константа ромбической составляющей, наведенной вдоль $[0\bar{1}1]$ анизотропии, равна нулю.

Область устойчивости направления $[111]$ показана на рис. 1, б. Зависимость энергии ДГ от угла ориентации φ_0 находилась численно. Численный анализ показал, что возможны следующие устойчивые ориентации ДГ: 1) $\varphi_0 = 0$ (плоскость ДГ $(0\bar{1}1)$); 2) $\varphi_0 = \pi/2$ (плоскость ДГ (211)); 3) $\varphi_n < \varphi_0 < \pi/2$, где $\varphi_n \simeq 48^\circ$ (плоскость ДГ непрерывно поворачивается при изменении γ_1 и γ_2 от некоторой предельной плоскости до плоскости (211)). Области устойчивости фаз с $\varphi_0 = 0$ и с $\varphi_n < \varphi_0 < \pi/2$ перекрываются, т.е. между ними происходит фазовый переход первого рода с линией фазового равновесия $\gamma_2 = 0$ (рис. 3, б).

Приведенные выше результаты указывают на существенную роль КНА в определении ориентации плоскости ДГ. Наведение анизотропии, не приводящей к СПФП, может изменить доменную структуру образца в результате переориентации плоскости ДГ. Такие изменения доменной структуры наблюдались в монокристаллических пластинах ИЖГ при воздействии света [2].

Список литературы

- [1] Гуменюк-Сычевская Ж.В., Коваленко В.Ф., Чеховой А.Ю. // УФЖ. 1988. Т. 33. № 4. С. 609–615.
- [2] Веселаго В.Г., Владимиров И.В., Дорошенко Р.А., Сетченков М.С. // Препринт ИОФАН СССР. 1987. № 56. 61 с.
- [3] Кандаурова Г.С. // ДАН СССР. 1978. Т. 243. № 5. С. 1165–1167.
- [4] Tomas I., Murtinova L., Kaczer J. // Phys. Stat. Sol. (a). 1983. V. 75. N 1. P. 121–127.
- [5] Kaczer J. // Phys. Stat. Sol. (a). 1981. V. 63. N 1. P. K87–K91.
- [6] Вахитов Р.М., Сабитов Р.М. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 9. С. 51–57.
- [7] Владимиров И.В., Дорошенко Р.А. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 11. С. 3402–3405.
- [8] Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М.: Мир, 1977. 192 с.

Отдел физики БНЦ УрО РАН
Уфа

Поступило в Редакцию
24 декабря 1992 г.
В окончательной редакции
23 марта 1993 г.