

Структура блоховской доменной границы в кубическом кристалле

© О.А. Антонюк, А.В. Тычко, В.Ф. Коваленко

Киевский национальный университет им. Т. Шевченко,
01033 Киев, Украина

E-mail: lab124@univ.kiev.ua

(Поступила в Редакцию 13 мая 2003 г.
В окончательной редакции 15 июля 2003 г.)

Рассмотрены плоские блоховские доменные границы с разными направлениями и путями разворота вектора намагниченности в кубическом кристалле с отрицательной первой константой магнитной анизотропии.

1. Субструктура доменных границ (ДГ) в магнитоупорядоченных средах является предметом фундаментальных и прикладных исследований [1–8]. Блоховские ДГ, состоящие из участков с разными направлениями вращения вектора намагниченности \mathbf{M} , наблюдались как в одноосных, так и в многоосных кристаллах [1,5–8]. В одноосных магнетиках 180° ДГ с лево- и правовинтовым направлением вращения имеют равную энергию [1,8]. Ориентационные зависимости удельной энергии плоских блоховских ДГ с различными направлениями и путями вращения \mathbf{M} исследовались в кубических кристаллах с положительной первой константой K_1 кристаллографической магнитной анизотропии (МА) [3,4]. В настоящей работе исследуются свойства плоских блоховских ДГ с разными путями и направлениями вращения \mathbf{M} в кристаллах кубической магнитной симметрии с отрицательной первой константой МА.

2. Пространственное распределение \mathbf{M} в объеме ДГ при условии, что $|\mathbf{M}| = \text{const}$, описывается единичным вектором α ($\mathbf{M} = M\alpha$, где M — намагниченность насыщения; $\alpha = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$; $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ — направляющие косинусы в системе координат $Oxyz$ с осями вдоль $\langle 100 \rangle$ -направлений). В блоховских ДГ, для которых $\text{div}\mathbf{M} = 0$, плотность энергии ДГ определяется только объемными плотностями обменной энергии $e_{EX} = A \left(\sum_{j=1}^3 (\nabla \alpha_j)^2 \right)$ и энергии МА $e_{MA}(\alpha)$, где A — обменная константа [1,2,8].

В рассматриваемой системе координат (рис. 1) оси $O\tilde{z}$ и $O\tilde{y}$ совпадают соответственно с направлениями нормали \mathbf{n} и вектора $\Delta\mathbf{M} = \mathbf{M}_2 - \mathbf{M}_1$, где $\mathbf{M}_1 = M\mathbf{m}_1$, $\mathbf{M}_2 = M\mathbf{m}_2$, \mathbf{m}_1 и \mathbf{m}_2 — единичные векторы, задающие предельные направления \mathbf{M} в объеме доменов, которые разделяет ДГ (при $\tilde{z} \rightarrow -\infty$ и $\tilde{z} \rightarrow +\infty$ соответственно). Из условия $\mathbf{Mn} = \text{const}$ следует, что $\Delta\mathbf{Mn} = 0$, т.е. все возможные ориентации \mathbf{n} совпадают с направлениями, перпендикулярными $\Delta\mathbf{M}$.

Угол λ между нормалью \mathbf{n} и плоскостью векторов \mathbf{m}_1 и \mathbf{m}_2 описывает вращение \mathbf{n} вокруг вектора $\Delta\mathbf{M}$ и задает ориентацию плоскости ДГ. (Для 180° ДГ угол λ определяется отдельно при их рассмотрении в разделе 4). Угол 2α между векторами \mathbf{m}_1 и \mathbf{m}_2 определяет тип (2α -градусной) ДГ. Его значение задается соотношением $\alpha = \arccos \sqrt{[1 + (\mathbf{m}_1 \mathbf{m}_2)]/2}$. Энергия магнитной анизотропии задается в системе координат $Oxyz$, оси которой

совпадают с кристаллографическими направлениями типа $\langle 100 \rangle$. Связь системы координат $Oxyz$ и системы координат, связанной с плоскостью ДГ ($O\tilde{x}\tilde{y}\tilde{z}$) (рис. 1), осуществляется преобразованием $A(\lambda)$

$$\tilde{\alpha} = A(\lambda)\alpha, \quad (1)$$

где $\tilde{\alpha} = (\tilde{\alpha}_1, \tilde{\alpha}_2, \tilde{\alpha}_3)$; $\tilde{\alpha}_1, \tilde{\alpha}_2, \tilde{\alpha}_3$ — направляющие косинусы \mathbf{M} в системе координат $O\tilde{x}\tilde{y}\tilde{z}$. Для произвольных ориентаций \mathbf{m}_1 и \mathbf{m}_2

$$A(\lambda) = \begin{bmatrix} \cos \lambda & 0 & \sin \lambda \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \lambda & 0 & \cos \lambda \end{bmatrix} [\mathbf{e}_1^T \mathbf{e}_2^T \mathbf{e}_3^T]^{-1}, \quad (2)$$

$$\alpha = [\mathbf{e}_1^T \mathbf{e}_2^T \mathbf{e}_3^T] \begin{bmatrix} \cos \lambda & 0 & -\sin \lambda \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \lambda & 0 & \cos \lambda \end{bmatrix} \tilde{\alpha}, \quad (3)$$

$$\mathbf{e}_1 = \frac{\mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_1}{|\mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_1|}, \quad \mathbf{e}_2 = \frac{\mathbf{m}_2 - \mathbf{m}_1}{|\mathbf{m}_2 - \mathbf{m}_1|},$$

$$\mathbf{e}_3 = \frac{\mathbf{m}_2 + \mathbf{m}_1}{|\mathbf{m}_2 + \mathbf{m}_1|}, \quad \alpha < \pi/2 \quad (\mathbf{m}_1 \neq -\mathbf{m}_2),$$

$$\mathbf{e}_1 = \mathbf{e}_2 \times \mathbf{e}_3, \quad \mathbf{e}_2 = (\mathbf{m}_2 - \mathbf{m}_1)/|\mathbf{m}_2 - \mathbf{m}_1|,$$

$$\mathbf{e}_3 \perp \mathbf{e}_2 \quad (|\mathbf{e}_3| = 1), \quad \alpha = \pi/2 \quad (\mathbf{m}_1 = -\mathbf{m}_2).$$

Первый множитель в (2) отвечает вращению системы координат вокруг вектора $\Delta\mathbf{M}$, а второй — переводу системы координат в положение $\lambda = 0$.

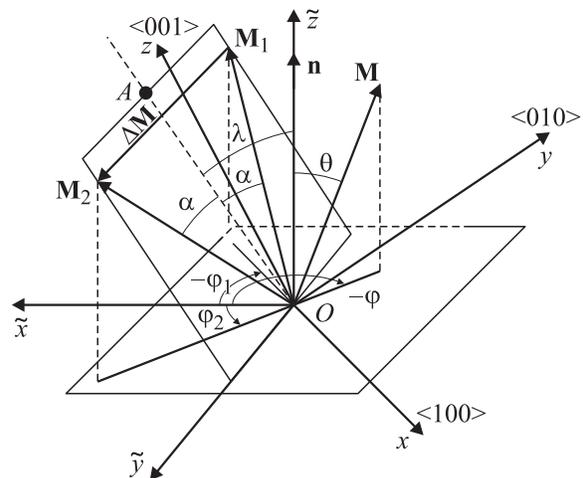


Рис. 1. Система координат.

Если направление \mathbf{M} описывать полярным θ и азимутальным φ углами, которые отсчитываются соответственно от осей Oz и Ox , то пространственное распределение \mathbf{M} в объеме ДГ определяется переменной φ (θ не определяется в объеме ДГ вследствие сохранения нормальной компоненты \mathbf{M}). Ориентация \mathbf{m}_1 и \mathbf{m}_2 задается значениями φ , равными соответственно φ_1 и φ_2 . Угол θ зависит от ориентации и типа ДГ и связан с ними соотношением

$$\sin \theta = \sqrt{1 - \cos^2 \alpha \cos^2 \lambda}. \quad (4)$$

Если

$$e_{11} = (\alpha_2^{(2)} \alpha_3^{(1)} - \alpha_3^{(2)} \alpha_2^{(1)}) / |\mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_1|,$$

$$e_{12} = (\alpha_3^{(2)} \alpha_1^{(1)} - \alpha_1^{(2)} \alpha_3^{(1)}) / |\mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_1|,$$

$$e_{13} = (\alpha_1^{(2)} \alpha_2^{(1)} - \alpha_2^{(2)} \alpha_1^{(1)}) / |\mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_1|,$$

$$e_{2i} = (\alpha_i^{(2)} - \alpha_i^{(1)}) / |\mathbf{m}_2 - \mathbf{m}_1|,$$

$$e_{3i} = (\alpha_i^{(2)} + \alpha_i^{(1)}) / |\mathbf{m}_2 + \mathbf{m}_1|, \quad i = 1, 3,$$

где $\alpha_1^{(1)}, \alpha_2^{(1)}, \alpha_3^{(1)}$ и $\alpha_1^{(2)}, \alpha_2^{(2)}, \alpha_3^{(2)}$ — направляющие косинусы \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 в системе координат $Oxyz$, то

$$\alpha = \begin{bmatrix} (e_{11} \cos(\lambda) + e_{31} \sin \lambda) \sin \theta \cos \varphi + e_{21} \sin \theta \sin \varphi \\ + (e_{31} \cos \lambda - e_{11} \sin \lambda) \cos \theta \\ (e_{12} \cos(\lambda) + e_{32} \sin \lambda) \sin \theta \cos \varphi + e_{22} \sin \theta \sin \varphi \\ + (e_{32} \cos \lambda - e_{12} \sin \lambda) \cos \theta \\ (e_{13} \cos(\lambda) + e_{33} \sin \lambda) \sin \theta \cos \varphi + e_{23} \sin \theta \sin \varphi \\ + (e_{33} \cos \lambda - e_{13} \sin \lambda) \cos \theta \end{bmatrix}. \quad (5)$$

Поскольку φ является циклической переменной, возможны два направления вращения вектора \mathbf{M} в объеме ДГ. Для них разворот \mathbf{M} проходит вдоль двух разных частей боковой поверхности конуса с основой, параллельной ДГ, на которой боковая поверхность разбивается образующими, параллельными \mathbf{m}_1 и \mathbf{m}_2 . Если φ_0 — половина угла между проекциями \mathbf{m}_1 и \mathbf{m}_2 на плоскость ДГ, то пределы изменения φ для разных направлений вращения \mathbf{M} равняются $\varphi_1 = -\varphi_0 < \varphi < \varphi_2 = +\varphi_0$ и $\varphi_1 = \varphi_0 < \varphi < \varphi_2 = 2\pi - \varphi_0$ соответственно для право- и левовинтового разворота \mathbf{M} . Зависимость φ_0 от λ и α может быть представлена в виде

$$\varphi_0 = \arccos\left(\cos \alpha \sin \lambda / \sqrt{1 - \cos^2 \alpha \cos^2 \lambda}\right), \quad (6)$$

причем $\alpha < \varphi_0 < \pi - \alpha$.

В настоящей работе различаются длинный ($\varphi_2 - \varphi_1 > \pi$) и короткий ($\varphi_2 - \varphi_1 < \pi$) пути разворота \mathbf{M} в объеме ДГ. Путь разворота \mathbf{M} можно характеризовать параметром $L(\lambda) = (\varphi_2 - \varphi_1) \sin \theta$, который представляет собой длину кривой, образованной направлениями \mathbf{M} в ДГ на поверхности сферы единичного радиуса.

3. Для плоской изолированной ДГ пространственное распределение \bar{z} угла поворота φ и удельная энергия σ_ω могут быть представлены в виде [1,8]

$$\bar{z}(\varphi) = \int_0^\varphi \sqrt{A \sin^2 \theta / (e_{\text{МА}}(\theta, \xi) - e_{\text{МА}}(\theta, \varphi_1))} d\xi, \quad (7)$$

$$\sigma = 2 \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sqrt{A \sin^2 \theta (e_{\text{МА}}(\theta, \varphi) - e_{\text{МА}}(\theta, \varphi_1))} d\varphi. \quad (8)$$

Для ДГ с право- и левовинтовым вращением M удельные энергии σ_0 и σ_π равны

$$\sigma_0 = 2 \int_{-\varphi_0(\lambda, \alpha)}^{\varphi_0(\lambda, \alpha)} \sqrt{A \sin^2 \theta (e_{\text{МА}}(\theta, \varphi) - e_{\text{МА}}(\theta, \varphi_1))} d\varphi, \quad (9a)$$

$$\sigma_\pi = 2 \int_{\varphi_0(\lambda, \alpha)}^{2\pi - \varphi_0(\lambda, \alpha)} \sqrt{A \sin^2 \theta (e_{\text{МА}}(\theta, \varphi) - e_{\text{МА}}(\theta, \varphi_1))} d\varphi. \quad (9b)$$

Функция $A \sin^2 \theta (e_{\text{МА}}(\theta, \varphi) - e_{\text{МА}}(\theta, \varphi_1))$ трансформируется при изменении ориентации плоскости ДГ в соответствии с (3)–(5), (8). Значения λ , которые отвечают равенству энергий ДГ с разными направлениями вращения, являются нулями функции $\Delta\sigma(\lambda) = \sigma_0 - \sigma_\pi$ на ограниченном отрезке $\lambda \in [-\pi/2; \pi/2]$. Аналитическая функция, неравная тождественно нулю, имеет конечное число нулей на ограниченном отрезке. Для $\lambda = +\pi/2$ вращение \mathbf{M} происходит в плоскости \mathbf{m}_1 и \mathbf{m}_2 ($\theta = \pi/2$). За исключением случая однонаправленной МА, выполняется соотношение $e_{\text{МА}}(\pi/2, \varphi) = e_{\text{МА}}(\pi/2, \pi - \varphi)$. Поэтому с учетом (6) аналитическая функция $\Delta\sigma(\lambda)$ тождественно равна нулю для $\alpha = \pi/2$ ($\theta = \pi/2$, $\varphi_0 \equiv \pi/2$) при произвольных λ и принимает противоположные по знаку, то равные по абсолютной величине ненулевые значения для $\alpha \neq \pi/2$ при $\lambda = \pi/2$ ($\varphi = \pi/2$ ($\varphi_0 = \alpha$)) и $\lambda = -\pi/2$ ($\varphi_0 = \pi - \alpha$). Таким образом, существует хотя бы одно положение плоской ДГ, для которого ее участки с разными направлениями вращения имеют равную энергию. Для 180° ДГ $\sigma_0 \equiv \sigma_\pi$ при произвольных ориентациях ее плоскости. В случае 2α -градусных ДГ с $\alpha < \pi/2$ существует ограниченное число ориентаций плоскости ДГ, для которых $\sigma_0 = \sigma_\pi$ при $\lambda \in [-\pi/2; \pi/2]$.

4. Для кубического кристалла плотность энергии МА имеет вид [8,9]

$$e_{\text{МА}} = K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2) + \dots, \quad (10)$$

где K_1 — первая константа МА. При расчетах структуры ДГ в кубических кристаллах с $K_1 < 0$, когда векторы \mathbf{m}_1 и \mathbf{m}_2 ориентированы вдоль направлений типа $\langle 111 \rangle$, вектор $\Delta\mathbf{M}$ совпадал с кристаллографическими направлениями $\langle 001 \rangle$, $\langle \bar{1}10 \rangle$ и $\langle \bar{1}\bar{1}1 \rangle$ для 71° , 109° и 180° ДГ соответственно, а ориентация осей Oz

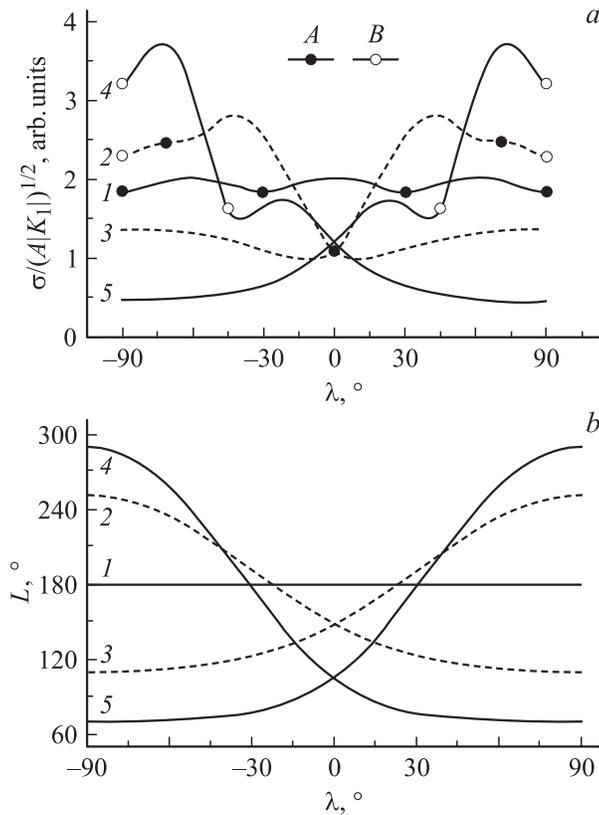


Рис. 2. Ориентационные зависимости удельной энергии (а) и длины пути разворота L (б) для 180° (1), 109° (2,3) и 71° (4,5) ДГ в неограниченном кубическом кристалле. Кривые 2,4 и 3,5 получены соответственно для ДГ с право- и левовинтовым направлением вращения вектора \mathbf{M} .

и $O\tilde{x}$ при $\lambda = 0$ для 180° ДГ выбиралась параллельной направлениям $\langle 1\bar{1}2 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$.

Ориентационные зависимости σ_0 и σ_π для 180° , 109° и 71° ДГ представлены на рис. 2, а. Плотность энергии этих ДГ имеет минимумы для разворотов \mathbf{M} , траектории которых проходят через ось легкого намагничивания (ОЛН) кристалла или близки к ней. Точки $A(B)$ на рис. 2, а соответствуют ориентациям ДГ, для которых на пути блоховского разворота \mathbf{M} находится одна (две) ОЛН. Плотность энергии 180° ДГ минимальна для $\lambda = \pm 30$ и $\pm 90^\circ$. Этот результат совпадает с выводами работ [1,3,4]. Траектория разворота вектором намагниченности \mathbf{M} в 180° ДГ проходит через ОЛН при ориентации нормали к ее плоскости вдоль осей симметрии кубического кристалла четвертого, третьего и второго порядков ($\lambda = 0, \pm 70.53$ и $\pm 90^\circ$ соответственно). Следствием этого является наличие локальных минимумов на ориентационных зависимостях σ_0 и σ_π при $\lambda = 10^\circ 9'$, -90° и $-10^\circ 9'$, 90° соответственно (кривые 2 и 3 на рис. 2, а). Для 71° ДГ направления двух ОЛН находятся на пути разворота \mathbf{M} при $\lambda = -45$ и 90° для σ_0 , а также при $\lambda = 45$ и -90° для σ_π . При этом нормаль ДГ направлена вдоль осей симметрии четвертого ($\lambda = \pm 45^\circ$) и второго порядка ($\lambda = \pm 90^\circ$).

Наличие первой из упомянутых ориентаций приводит к заметным локальным минимумам на ориентационных зависимостях при $\lambda = -39^\circ 44'$ и σ_π в случае длинного пути разворота (кривые 4 и 5 на рис. 2, а).

Для 180° ДГ ориентационные зависимости идентичны (кривые 1 на рис. 2, а, б): $\sigma_0 = \sigma_\pi$ для произвольных значений λ и параметр $L \equiv \pi$. В случае 109° или 71° ДГ минимумы плотности энергии при $\lambda \neq 90^\circ$ сдвинуты в сторону значений λ , соответствующих более коротким путям разворота \mathbf{M} (рис. 2, а, б). Для этих ДГ $\sigma_0 = \sigma_\pi$ при $\lambda = 0$ (рис. 2, а). Аналогичный вывод справедлив для 90° ДГ в кубическом кристалле с $K_1 > 0$ [4]. Ориентационные зависимости 71° ДГ (кривые 4 и 5 на рис. 2, а) носят наиболее ярко выраженный характер вследствие более сильной зависимости параметра L от ориентации плоскости ДГ (кривые 4 и 5 на рис. 2, б). Зависимости для ДГ с противоположными направлениями вращения \mathbf{M} (рис. 2, а) симметричны относительно положения ДГ с $\lambda = 0$, что обусловлено кубической симметрией кристалла. При замене в (6) $\mathbf{e}_1 \rightarrow -\mathbf{e}_1$, $\lambda \rightarrow -\lambda$, а $\varphi \rightarrow \pi - \varphi$, получаем, что $\alpha_1 \rightarrow -\alpha_2$, $\alpha_2 \rightarrow -\alpha_1$, $\alpha_3 \rightarrow \alpha_3$ для 109° ДГ и $\alpha_3 \rightarrow -\alpha_3$ для 71° ДГ. При этом значение e_{MA} , заданной выражением (10), не изменяется. Следствием является равенство энергий ДГ с противоположными направлениями вращения, плоскости которых ориентированы симметрично относительно положения $\lambda = 0$.

Характер ориентационных зависимостей поверхностной плотности энергии ДГ зависит от направления и пути разворота \mathbf{M} (рис. 2, б). Для 2α -градусных ($\alpha < \pi/2$) ДГ длинный (короткий) путь разворота меняется на короткий (длинный) в случае правовинтового (левовинтового) направления вращения \mathbf{M} при смене знака λ с отрицательного на положительный. Для произвольного значения λ короткому пути разворота \mathbf{M} отвечают меньшие значения удельных энергий 109° ДГ (рис. 2, а) в неограниченном кристалле с кубической МА, т. е. энергетически выгодными являются ДГ с коротким путем разворота \mathbf{M} . Основные параметры, характеризующие равновесное положение ДГ с разными путями разворота \mathbf{M} в неограниченном кристалле, представлены в табл. 1.

Таблица 1. Равновесные параметры ДГ в неограниченном кристалле с кубической магнитной анизотропией $K_1 < 0$

Тип ДГ	Путь разворота	Параметры ДГ			
		$\lambda, ^\circ$	$\varphi_2 - \varphi_1 = \Delta\varphi, ^\circ$	$L, ^\circ$	$\sigma/\sqrt{A K_1 }$
180°	$\Delta\varphi \equiv 180^\circ$	30	180	180	1.8291981
		90	180	180	1.8291981
109°	$\Delta\varphi < 180^\circ$	10.15	165.8	149.2	0.9814107
	$\Delta\varphi > 180^\circ$	90	250.5	250.5	1.3680489
71°	$\Delta\varphi < 180^\circ$	90	70.5	70.5	0.4611492
	$\Delta\varphi > 180^\circ$	39.73	264.2	206.1	1.4966010
		90	289.5	289.5	3.1971460

В пространственно ограниченной магнитоупорядоченной среде энергетически выгодные ориентации плоскости ДГ зависят от ее ориентации относительно поверхности среды [5]. Изменение площади ДГ при отклонении ее плоскости от поверхности среды учитывается множителем $(1/\sin\psi)$: $S = S_0/\sin\psi$, где ψ — угол поворота плоскости ДГ вокруг линии пересечения плоскости ДГ с поверхностью среды ($\psi = 0$ при совпадении плоскости ДГ и поверхности среды) [2,5].

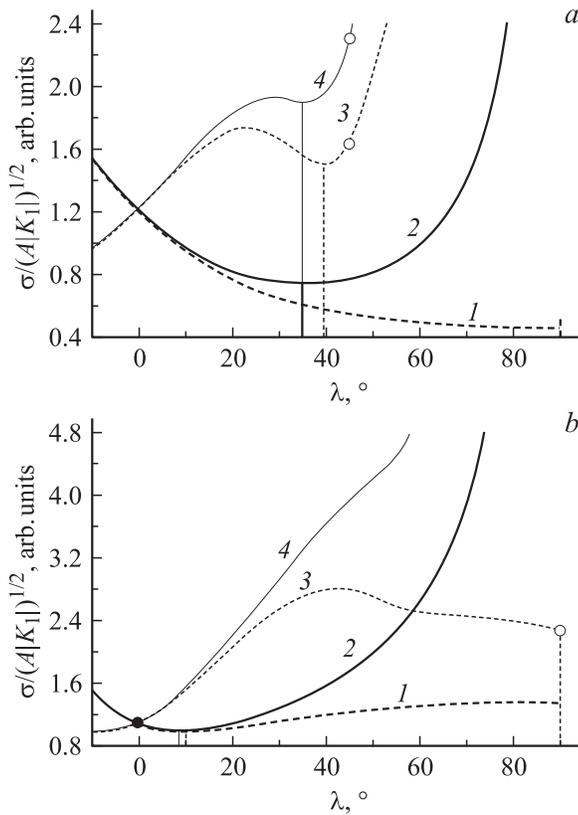


Рис. 3. Ориентационные зависимости удельной энергии 71° (a) и 109° (b) ДГ в неограниченном кубическом кристалле (1, 3) с право- (1, 3) и левовинтовым (3, 4) вращением \mathbf{M} .

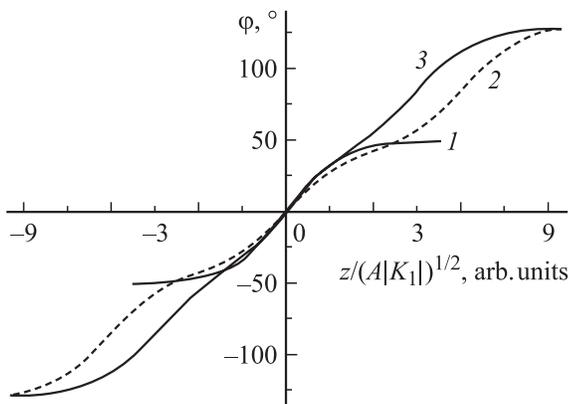


Рис. 4. Распределение \mathbf{M} в равновесной 71° ДГ с коротким (1) и длинным (2, 3) путями разворота \mathbf{M} в (110)-пластине (1, 3) и неограниченном кубическом кристалле (2) с $K_1 < 0$.

Таблица 2. Равновесные параметры ДГ (110)-пластины с кубической магнитной анизотропией $K_1 < 0$

Тип ДГ	Путь разворота	Параметры ДГ				
		$\lambda, ^\circ$	$\psi, ^\circ$	$\varphi_2 - \varphi_1 = \Delta\varphi, ^\circ$	$L, ^\circ$	$\sigma/\sqrt{A K_1 }$
180°	$\Delta\varphi \equiv 180^\circ$	7.21	82.79	180	180	1.98787
109°	$\Delta\varphi < 180^\circ$	8.48	81.52	168.1	158	0.9834806
	$\Delta\varphi > 180^\circ$	—	—	—	—	—
71°	$\Delta\varphi < 180^\circ$	35.22	54.78	101.6	75.69	0.6029033
	$\Delta\varphi > 180^\circ$	35.62	54.38	258.9	193.66	1.5436966

При этом $\cos\psi = \sin\delta \sin\lambda$, где δ — угол между $\Delta\mathbf{M}$ и нормалью пластины. При \mathbf{m}_1 и \mathbf{m}_2 , ориентированных в (110)-плоскости, ориентационные зависимости σ_0 и σ_π для (110)-пластины кубического кристалла с $K_1 < 0$ симметричны относительно положения ДГ с $\lambda = 0$. На рис. 3 представлены лишь значения σ_0 и σ_π для $\pi/2 > \lambda > 0$.

Параметры, характеризующие равновесное положение ДГ с разными путями разворота \mathbf{M} в кубическом (110)-кристалле с $K_1 < 0$, представлены в табл. 2. Приведенные в табл. 1 и 2 параметры ДГ с минимальной поверхностной плотностью энергии хорошо согласуются с данными [1,2,5]. Следствиями учета изменений площади ДГ являются рост плотности энергии ДГ и уменьшение равновесных значений λ , а также увеличение $2\varphi_0$ для не 180° ДГ. В (110)-пластинах 180° ДГ с разными путями разворота \mathbf{M} не отличаются (рис. 3, a). Равновесными в таких пластинах являются 109° и 71° ДГ с коротким и 71° ДГ с длинным путем разворота \mathbf{M} . Ширина 71° ДГ с длинным путем разворота значительно больше, чем ширина 71° ДГ с коротким путем разворота. Последнее обусловлено более длинным путем разворота \mathbf{M} и более медленными изменениями ориентации \mathbf{M} в объеме ДГ (рис. 4).

5. Таким образом, существуют ориентации плоскости плоской блоховской ДГ, для которых ДГ с право- и левовинтовым направлением вращения вектора \mathbf{M} имеют равные энергии. Для 180° ДГ такое равенство выполняется при произвольных (всех) ориентациях плоскости ДГ. Для остальных типов блоховских ДГ существует конечное число ориентаций нормали к плоскости ДГ, для которых выполняется упомянутое равенство, т.е. существуют области ориентации плоскости ДГ, для которых минимальную энергию имеет ДГ с одним из направлений разворота \mathbf{M} . Для кристалла с отрицательной первой константой кубической МА имеется только одна такая ориентация, которая, как установлено в настоящей работе, соответствует $\lambda = 0$.

В кубическом неограниченном кристалле с отрицательной первой константой МА независимо от типа ДГ и направления вращения \mathbf{M} в ней энергетически выгодными являются ДГ с коротким путем разворота \mathbf{M} . Все рассмотренные равновесные ориентации плоскости ДГ

либо совпадают с ориентациями, для которых путь разворота **М** проходит через ОЛН, либо смещены в сторону ориентаций ДГ с меньшей длиной пути разворота намагниченности. Ориентация с минимальной поверхностной плотностью энергии только для 71° ДГ соответствует минимальной длине пути разворота намагниченности.

В (110)-пластине с отрицательной первой константой кубической МА равновесными являются 71° ДГ с длинным и коротким путями разворота **М**, а также 109° ДГ с коротким путем разворота. Блоховские плоские 109° ДГ с длинным путем разворота в таких пластинках являются неравновесными. Ширина и поверхностная плотность энергии 71° ДГ с длинным путем разворота **М** превышают соответствующие параметры 71° ДГ с коротким путем разворота **М**.

Список литературы

- [1] А. Хуберт. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. Мир, М. (1977).
- [2] В.А. Lilley. *Phil. Mag.* **41**, 792 (1950).
- [3] С.Д. Graham, P.W. Neurath. *J. Appl. Phys.* **28**, 8, 888 (1957).
- [4] С.Д. Graham, Jr. *J. Appl. Phys.* **29**, 10, 1451 (1958).
- [5] В.Л. Власко-Власов, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко. *ЖЭТФ* **71**, 6(12), 2291 (1976).
- [6] В.Е. Argyle, E. Terrenzio. *J. Appl. Phys.* **55**, 6, 2569 (1984).
- [7] J.J. Basterfield. *J. Appl. Phys.* **39**, 12, 5521 (1968).
- [8] A. Hubert, R. Shager. *Magnetic domains. The analysis of magnetic microstructures.* Springer-Verlag, Berlin (1998).
- [9] P. Hansen. *Magnetic anisotropy and magnetostriction in garnets. Physics of magnetic garnets.* Amsterdam (1978). P. 56–133.