

05,06

Доменные границы, намагниченность и магнитоэлектрический эффект в пленках феррита висмута

© З.В. Гареева^{1,2}, А.К. Звездин¹

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

² Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, Уфа, Россия,

E-mail: gzv@anrb.ru

(Поступила в Редакцию 24 июня 2011 г.

В окончательной редакции 27 октября 2011 г.)

Исследованы особенности антиферромагнитной доменной структуры, намагниченности и поляризации, индуцированные неоднородным микромагнитным распределением в пленках мультиферроиков феррита висмута. Показано, что магнитная доменная структура коррелирует с сегнетоэлектрической доменной структурой, характер разворота вектора антиферромагнетизма зависит от вида сегнетоэлектрических доменных границ. Наблюдается асимметрия в распределении вектора антиферромагнетизма для случаев 109° и 71° сегнетоэлектрических доменных границ. Показаны различия в распределении поляризации и намагниченности в пленках феррита висмута с сегнетоэлектрическими доменами, разделенными 109° , 71° границами. Рассмотрены основные механизмы, отвечающие за возникновение намагниченности в доменных границах в мультиферроике.

1. Введение

Феррит висмута (мультиферроик, магнитоэлектрические свойства которого реализуются при комнатных температурах) — перспективный материал наноматематики и спинтроники. Параметрами, важнейшими для технологических приложений, являются величина магнитоэлектрического эффекта, значения спонтанной поляризации и намагниченности материала. Исследования последних лет показали, что электрическая поляризация в пленках феррита висмута достигает больших значений. По данным работы [1] в (001)-, (110)-, (111)-ориентированных пленках BiFeO_3 наблюдалось резкое увеличение спонтанной поляризации, величина которой достигала 1 C/m^2 . Значения намагниченности в монокристаллах BiFeO_3 невелики: по своим магнитным свойствам феррит висмута является слабым ферромагнетиком (величина намагниченности составляет $\sim 5 \text{ G}$ [2]), из-за небольшого скоса магнитных подрешеток в нем реализуется слабый ферромагнитный момент. Важной особенностью феррита висмута является спиновая циклоида [3,4], которая приводит к компенсации намагниченности. Однако исследования [5–13] показывают, что создание определенных условий позволяет увеличить величину полного магнитного момента. В первую очередь это сильные магнитные поля [5,6], которые разрушают спиновую циклоиду, приводя к однородному антиферромагнитному состоянию, в котором может быть реализована спонтанная намагниченность. Спонтанная намагниченность может быть увеличена за счет частичного замещения ионов висмута редкоземельными ионами в эпитаксиально выращенных пленках BiFeO_3 [7,8]. В последние годы ведутся активные дискуссии о новом механизме усиления намагниченности (механизме доменного

происхождения), согласно которому намагниченность зарождается в центре доменной стенки вследствие магнитоэлектрического взаимодействия. Симметричный анализ, проведенный в работах [9,10], свидетельствует в пользу этого утверждения и выделяет пространственные группы симметрии, допускающие данный эффект. Расчеты, проведенные в [11–14] на основе теории Ландау для систем с двумя ориентационными параметрами порядка, показали возможность зарождения одного параметра порядка в доменных стенках другого параметра порядка. В случае мультиферроиков роль двух параметров порядка играют векторы электрической поляризации и намагниченности. Теоретические исследования получили частичное экспериментальное подтверждение. Работы [13–17] указывают на появление намагниченности, связанной с наличием сегнетоэлектрической доменной структуры, в манганитах YMnO_3 [13], HoMnO_3 [15], TbMnO_3 [16,17]. Результаты последних экспериментальных исследований [18] указывают на появление намагниченности в пленках BiFeO_3 с сегнетоэлектрическими доменами определенного типа.

Несмотря на наличие обширного теоретического и экспериментального материала, вопросы о происхождении намагниченности, природе магнитоэлектрических эффектов в связи с доменными границами в мультиферроике BiFeO_3 остаются дискуссионными и открытыми. Условия, необходимые для реализации определенного магнитоэлектрического механизма (однородного взаимодействия Дзялошинского–Мория и неоднородного механизма — флексомагнитоэлектрического), требуют дополнительного исследования.

Цель настоящей работы состоит в изучении микромагнитного распределения в тонких пленках феррита висмута и исследовании на этой основе особенностей

электрической поляризации, индуцированной неоднородным распределением спинов в антиферромагнитных доменных границах, распределения намагниченности в пленке, а также обсуждении механизмов, ответственных за их появление.

2. Основные уравнения

В качестве модельного объекта выбраны пленки мультиферроика BiFeO_3 . Этот материал обладает высокими температурами сегнетоэлектрического и магнитного упорядочения ($T_C = 820^\circ\text{C}$, $T_N = 370^\circ\text{C}$), в пленках феррита висмута реализуются разнообразные сегнетоэлектрические и магнитные доменные структуры [19–28]. Тип сегнетоэлектрической доменной структуры зависит от ряда факторов: скорости роста эпитаксиальных пленок, кристаллографической ориентации подложек и др. [21–27]. При определенных условиях в пленках BiFeO_3 наблюдаются полосовые доменные структуры, в которых сегнетоэлектрические домены разделены 180° , 71° , 109° границами. Случай 180° доменных границ теоретически был исследован ранее [28], в настоящей работе рассмотрим распределение вектора антиферромагнетизма (АФМ) и связанные с ним распределения наведенной электрической поляризации и намагниченности для пленки с сегнетоэлектрическими доменами, разделенными 71° , 109° доменными границами. Геометрия задачи выбрана в соответствии с данными экспериментальных работ [29,30]. Мы рассматриваем пленку кристаллографической ориентации (001) и в соответствии с [29] считаем, что АФМ-вектор в доменах ориентирован по направлениям $[110]$, $[1\bar{1}0]$ (рис. 1).

В этом случае полная энергия мультиферроика записывается в виде

$$F = \int (f_{\text{ex}} + f_{\text{DM}} + f_{\text{an}} + f_L) dx, \quad (1)$$

где

$$f_{\text{ex}} = A \left[\left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 + \sin^2 \theta \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 \right]$$

— плотность энергии неоднородного обмена, A — константа неоднородного обменного взаимодействия (обменная жесткость), $f_{\text{an}} = -|K_1| \sin^2 \theta - |K_2| \sin^4 \theta \sin^2 \varphi \times \cos^2 \varphi$ — плотность энергии магнитной анизотропии. В данном случае мы предполагаем, что магнитная анизотропия является орторомбической анизотропией, удерживающей магнитные спины в плоскости пленки, K_1, K_2 — константы магнитной анизотропии, плотность магнитоэлектрической энергии Дзялошинского–Мория в общем виде определяется формулой

$$f_{\text{DM}} = \frac{\chi_{\perp}}{2} \mathbf{H}_{\text{eff}}^2,$$

где

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = D_0 [\mathbf{l} \times \mathbf{c}] + D_1 [\mathbf{l} \times \mathbf{p}],$$

здесь D_0, D_1 — константы, \mathbf{c} — единичный вектор, направленный вдоль оси $[111]$ ($\mathbf{c} \parallel [111]$), $\mathbf{p} = \mathbf{P}/P_0$. Первое

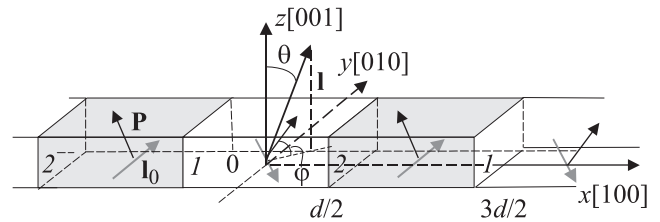


Рис. 1. Геометрия задачи. \mathbf{P} — вектор поляризации, \mathbf{l} — вектор антиферромагнетизма, \mathbf{l}_0 — вектор антиферромагнетизма в центре сегнетоэлектрического домена, d — размер сегнетоэлектрического домена. Цифрами 1, 2 обозначены сегнетоэлектрические домены, в которых вектор поляризации ориентирован по разным кристаллографическим направлениям (в данном случае в домене 1 вектор \mathbf{P} параллелен $[111]$, в домене 2 вектор \mathbf{P} параллелен $[1\bar{1}1]$).

слагаемое в этом выражении определяется вращением кислородных октаэдров для эффективного поля \mathbf{H}_{eff} , второе — магнитоэлектрическим механизмом. χ_{\perp} — поперечная восприимчивость антиферромагнитной подсистемы, \mathbf{P} — вектор электрической поляризации, P_0 — абсолютная величина электрической поляризации.

Учитывая, что для выбранной геометрии [29] вектор поляризации имеет вид

$$\mathbf{P}(x) = P_0 (\mathbf{i} + \varepsilon(x) \mathbf{j} + \mathbf{k}), \quad (2)$$

получим выражение для f_{DM} , записанное выше. Здесь $\varepsilon(x)$ — периодическая функция с периодом $2d$, такая, что на интервале $[-d/2, d/2]$ принимает значения

$$\varepsilon(x) = \begin{cases} 1, & -\frac{d}{2} < x < \frac{d}{2}, \\ -1, & \frac{d}{2} < x < \frac{3d}{2}, \end{cases}$$

$f_L = D_2 \mathbf{P}[(\nabla) \mathbf{l} - \mathbf{l}(\nabla)]$ — инвариант Лифшица, плотность энергии неоднородного магнитоэлектрического (флексомагнитоэлектрического взаимодействия) [28], которая в угловых переменных θ, φ имеет вид

$$f_L = D_2 P_0 \left\{ -\frac{d\theta}{dx} \cos \varphi + \frac{d\varphi}{dx} \times (\sin \theta \cos \theta \sin \varphi + \varepsilon(x) \sin^2 \theta) \right\}, \quad (3)$$

где D_2 — константа флексомагнитоэлектрического взаимодействия.

Устойчивые конфигурации АФМ-вектора находятся путем минимизации функционала энергии (1). Полученные уравнения Эйлера–Лагранжа решаются методом теории возмущений, в рамках которой углы, задающие положение АФМ-вектора $\mathbf{l} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$, раскладываются в ряд по малому параметру

$$\theta = \pi/2 + \theta_1 + \dots,$$

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_1 + \dots$$

Параметром малости данной задачи является величина магнитоэлектрического взаимодействия. В качестве

примера приведем уравнения, определяющие поправки к углам θ_1, φ_1 для случая сегнетоэлектрической доменной структуры с 71° доменными границами (во избежание громоздкой записи мы пренебрегли здесь интерференцией двух механизмов, ведущих в эффективное поле $\mathbf{H}_{\text{eff}} = D_0[\mathbf{l} \times \mathbf{c}] + D_1[\mathbf{l} \times \mathbf{p}]$,

$$\frac{d^2\theta_1}{d\xi^2} + \varepsilon_0 \sin \varphi_0 \frac{d\varphi_0}{d\xi} + \theta_1 \left[\left(\frac{d\varphi_0}{d\xi} \right)^2 - \kappa - \sin^2 \varphi_0 \cos^2 \varphi_0 \right] + \frac{\varepsilon_1}{2} (\cos \varphi_0 + \varepsilon(x) \sin \varphi_0) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{d^2\varphi_0}{d\xi^2} + \sin 2\varphi_0 \cos 2\varphi_0 = 0, \quad (6)$$

где

$$\xi = \frac{x}{\Delta}, \quad \Delta = \sqrt{\frac{A}{|K_2|}}, \quad \varepsilon_0 = \frac{D_2 P_0}{2\sqrt{A|K_2|}},$$

$$\kappa = \frac{K_1}{|K_2|}, \quad \varepsilon_1 = \frac{K_{\text{DM}}}{|K_2|} = \frac{\chi_{\perp} D_1^2}{|K_2|}.$$

Решение уравнения (6) имеет вид

$$\sin 2\varphi_0 = \text{sn} \left(\frac{\xi - \xi_0}{m} + K(m), m \right). \quad (7)$$

Здесь $K(m) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1-m^2 \sin^2 \varphi}}$ — полный эллиптический интеграл первого рода.

Модуль эллиптического интеграла m находится из условия периодичности распределения вектора \mathbf{l} при использовании предположения о том, что размеры сегнетоэлектрических и антиферромагнитных доменов совпадают,

$$\frac{d}{\Delta m} = 2K(m). \quad (8)$$

Принцип построения решений для 109° доменных границ аналогичен рассмотренной процедуре. При записи основных уравнений нужно учитывать тот факт, что для 109° границ при переходе от домена к домену изменяются две компоненты вектора поляризации [31]. Для геометрии [30] вектор поляризации записывается в виде

$$\mathbf{P}(x) = P_0(\mathbf{i} + \varepsilon(x)(\mathbf{j} + \mathbf{k})). \quad (9)$$

3. Антиферромагнитная доменная структура

Зависимости углов θ, φ от координаты ξ для 71° и 109° доменных границ показаны на рис. 2, 3. При расчетах использованы следующие параметры: $A = 2 \cdot 10^{-7} \text{ erg/cm}$, $|K_1| = 3 \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$, $|K_2| = 3 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$, $P_0 = 6 \cdot 10^{-5} \text{ C/cm}^2$, $\lambda = 62 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$, $D_2 = 4\pi A/\lambda P_0$, $\chi_{\perp} \sim 10^{-5}$, $D_1 = 2 \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$ ($\kappa = |K_1|/|K_2| = 10$, $\varepsilon_0 = D_2 P_0 / 2\sqrt{A|K_2|} = 0.26$, $\Delta = 2.6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$, $d = 40 \text{ nm}$ ($d/\Delta = 15.49$). Видно, что при заданном виде разворота по углу φ (рис. 2, b, 3, b) направления разворота по углу θ

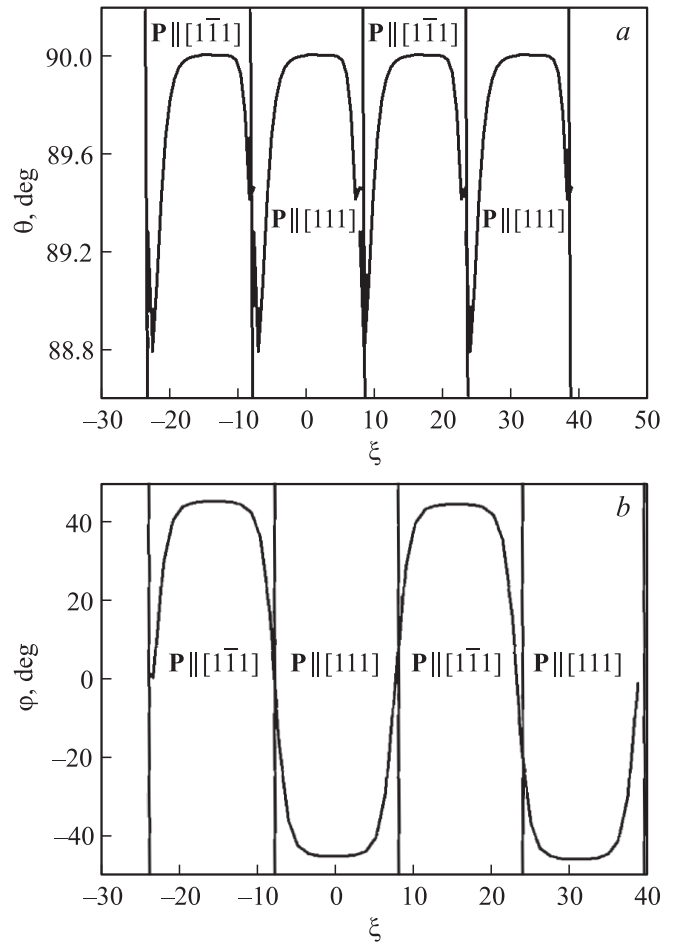


Рис. 2. Зависимости θ (a) и φ (b) от координаты ξ в случае 71° сегнетоэлектрической доменной границы. $\xi = x/\Delta$, $\Delta = \sqrt{A/|K_2|} = 26 \text{ nm}$. Параметры, использованные при расчете, приведены в тексте.

(киральность) в сегнетоэлектрических доменах типа I (71° доменные стенки) и типа II (109° доменные стенки) различны. Иными словами характер перехода АФМ-вектора от одного домена к другому (вид магнитной стенки) различен для случаев I и II. Вид магнитных стенок зависит от направления векторов поляризации в соседних сегнетоэлектрических доменах, от относительного расположения АФМ-векторов в доменах (от того, вдоль каких кристаллографических направлений — $[110]$, $[1\bar{1}0]$, $[\bar{1}10]$, $[\bar{1}\bar{1}0]$ — ориентированы АФМ векторы). Как в первом (I), так и во втором (II) случае прослеживается асимметрия зависимости $\theta(\xi)$ в пределах одного сегнетоэлектрического домена (рис. 2, a, 3, a). Для выяснения причин асимметричного распределения АФМ-вектора рассмотрим эффекты, обусловленные включением однородного (Дзялошинского–Мория) магнитоэлектрического взаимодействия и неоднородного (флексомагнитоэлектрического [32]) взаимодействия по отдельности. Проведенные расчеты показывают, что учет взаимодействия Дзялошинского–Мория приводит к

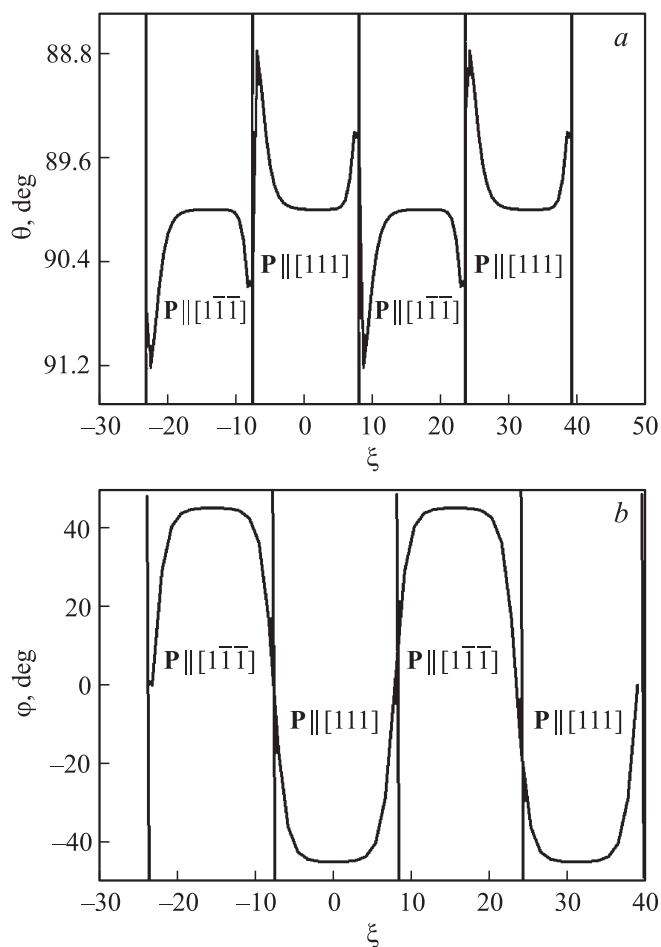


Рис. 3. Зависимости θ (a) и φ (b) от координаты ξ в случае 109° сегнетоэлектрической доменной границы. $\xi = x/\Delta$, $\Delta = \sqrt{A/|K_2|} = 26$ нм (для приведенных в тексте параметров).

выходу спинов из плоскости пленки в окрестности сегнетоэлектрических доменных границ (появляется зависимость угла θ от координаты ξ для сегнетоэлектрических доменов I и II), однако распределение АФМ-вектора в этом случае симметрично. Асимметрия появляется при введении неоднородного магнитоэлектрического слагаемого (3). Качественно природу асимметричного распределения АФМ-вектора можно объяснить: присутствие магнитной неоднородности приводит к появлению наведенной электрической поляризации, направление наведенной поляризации определяется направлением разворота АФМ-вектора, в итоге результирующая поляризация в сегнетоэлектрическом домене становится неоднородной, что в свою очередь приводит к неоднородному (асимметричному) распределению вектора **I**.

4. Флексомагнитоэлектрическая поляризация

Неоднородное распределение намагниченности индуцирует наведенную (флексомагнитоэлектрическую) по-

ляризацию [33,34], величину которой можно определить следующим образом:

$$\mathbf{P}_{\text{flex}} = -\kappa \mathbf{E} = -\kappa D_2 [(\nabla \mathbf{I})\mathbf{l} - \mathbf{l}(\nabla \mathbf{I})]. \quad (10)$$

Здесь κ — электрическая восприимчивость.

Для случая 71° доменных границ наведенная электрическая поляризация имеет вид

$$\mathbf{P}_{\text{flex}} = -\kappa D_2 \left[\mathbf{j} \frac{d\varphi}{dx} \varepsilon(x) \sin^2 \theta + \mathbf{k} \left(-\frac{d\theta}{dx} \cos \varphi + \frac{d\varphi}{dx} \sin \theta \cos \theta \sin \varphi \right) \right]. \quad (11)$$

Компоненты вектора поляризации для 109° доменных границ определяются аналогично. Зависимости компонент флексомагнитоэлектрической поляризации от координаты ξ , соответствующие распределениям АФМ-вектора (рис. 2, 3), показаны на рис. 4, 5. Прослеживается асимметрия в распределении электрической поляризации по координате ξ ($P_{\text{flex},z}$ -компоненты), обусловленная асимметрией распределения АФМ-вектора (11).

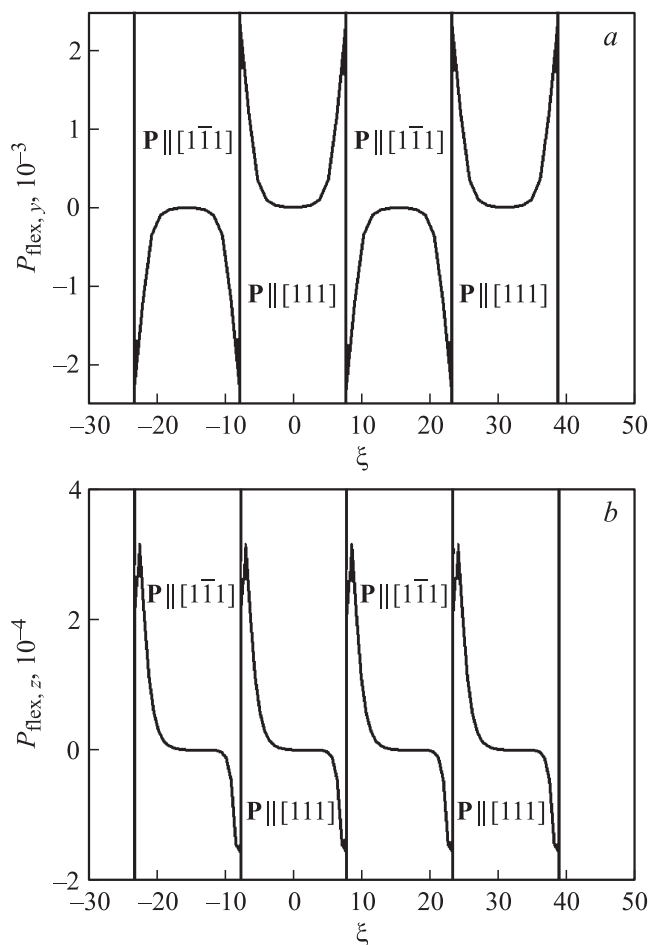


Рис. 4. Зависимости компонент $P_{\text{flex},y}$ (a) и $P_{\text{flex},z}$ (b) от координаты ξ ($P_{\text{flex},x} = 0$) в случае 71° сегнетоэлектрических границ. $\kappa = \varepsilon/4\pi - 1 \sim 3$, $\xi = x/\Delta$, $\Delta = \sqrt{A/|K_2|} = 26$ нм (для приведенных в тексте параметров).

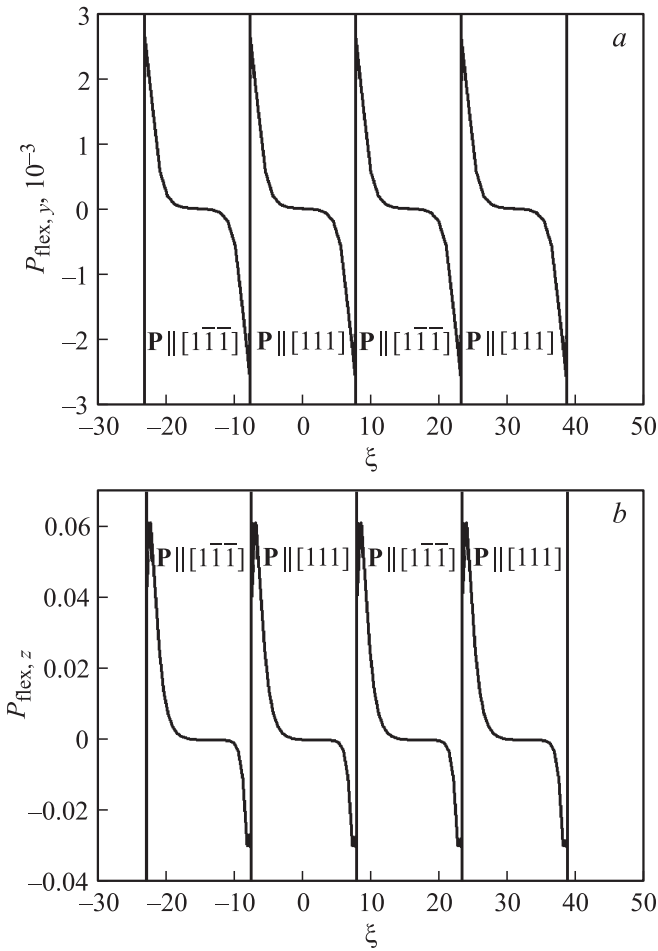


Рис. 5. Зависимости компонент $P_{\text{flex},y}$ (а) и $P_{\text{flex},z}$ (б) от координаты ξ ($P_{\text{flex},x} = 0$) в случае 109° сегнетоэлектрических границ. $\xi = x/\Delta$, $\Delta = \sqrt{A/K_2} = 26$ нм (для приведенных в тексте параметров).

Это приводит к тому, что результирующая наведенная поляризация отлична от нуля.

5. Механизмы намагниченности в доменных границах мультиферроиков

Важнейшим проявлением магнитоэлектрических взаимодействий в данном контексте является изменение намагниченности в доменных границах мультиферроиков. Ниже мы рассмотрим три возможных механизма формирования намагниченности в доменных границах пленок феррита висмута.

1) Традиционно механизмом, вызывающим появление слабого ферромагнитного момента в магнитоэлектрических материалах, является механизм Дзялошинского–Мория. Как было отмечено выше (параграф 2) взаимодействие Дзялошинского–Мория в мультиферроике обусловлено двумя механизмами [35]: первый вклад связан с вращением кислородных октаэдров в

элементарной ячейке феррита висмута, второй — вклад магнитоэлектрического происхождения. Снос подрешеток за счет первого взаимодействия приводит к появлению намагниченности $\mathbf{M}_0 = \chi_\perp D_0 [\mathbf{c} \times \mathbf{l}]$. Эта величина не зависит от ориентации электрической поляризации и в данном контексте не представляет для нас интерес. Остановимся на втором вкладе. Это магнитоэлектрическое взаимодействие приводит к созданию в материале эффективного внутреннего поля, действующего на антиферромагнитную подрешетку, за счет которого происходит снос намагниченностей подрешеток и создается дополнительный слабый ферромагнитный момент. Его относительную величину можно представить в виде

$$\mathbf{m}_{\text{DM}} = \frac{\chi_\perp}{2M_0^2} \{D_1 [\mathbf{l} \times \mathbf{p}]\}, \quad (12)$$

Для 71° сегнетоэлектрических доменных границ при $\mathbf{H} = 0$ компоненты намагниченности Дзялошинского–Мория (12) рассчитываются как

$$\begin{aligned} m_{\text{DM},x} &= \frac{\chi_\perp}{2M_0^2} \{D_1 (l_y - \varepsilon(\xi) l_z)\} \\ &= m_0 (\sin \theta \sin \varphi - \varepsilon(\xi) \cos \theta), \end{aligned}$$

$$m_{\text{DM},y} = \frac{\chi_\perp}{2M_0^2} \{D_1 (l_z - l_x)\} = m_0 (\cos \theta - \sin \theta \cos \varphi),$$

$$\begin{aligned} m_{\text{DM},z} &= \frac{\chi_\perp}{2M_0^2} \{D_1 (\varepsilon(\xi) l_x - l_y)\} \\ &= m_0 (\varepsilon(\xi) \sin \theta \cos \varphi - \sin \theta \sin \varphi). \end{aligned} \quad (13)$$

Зависимости компонент намагниченности Дзялошинского–Мория (13), соответствующие распределениям антиферромагнитного вектора (рис. 2, 3), показаны на рис. 6, 7.

Характерной особенностью распределений намагниченности, изображенных на рис. 6, 7, является наличие разрывов намагниченности, которые происходят на сегнетоэлектрических доменных границах. Непрерывность намагниченности восстанавливается при более точном определении формулы для \mathbf{m}

$$\mathbf{m} = \mathbf{m}_{\text{DM}} + \mathbf{m}_1, \quad (14)$$

где \mathbf{m}_{DM} определяется формулами (13), а \mathbf{m}_1 находится как

$$\mathbf{m}_1 \approx -\frac{A'}{a_0} (\nabla^2 \mathbf{m}_{\text{DM}} - \mathbf{l} (\nabla^2 \mathbf{m}_{\text{DM}})). \quad (15)$$

Формулы (14), (15) выводятся на основе минимизации термодинамического потенциала мультиферроика

$$F = A(\partial_i l_i)^2 + A'(\partial_i m_i)^2 + \frac{am^2}{2} + \frac{d}{2} (\mathbf{m}\mathbf{l})^2 - \mathbf{m}\mathbf{h} + F_1(l), \quad (16)$$

в котором учтено неоднородное распределение намагниченности.

При учете слагаемого (15) распределение намагниченности выравнивается в окрестности сегнетоэлектрических доменных границ (на рис. 6, с, 7, b, с исчезают

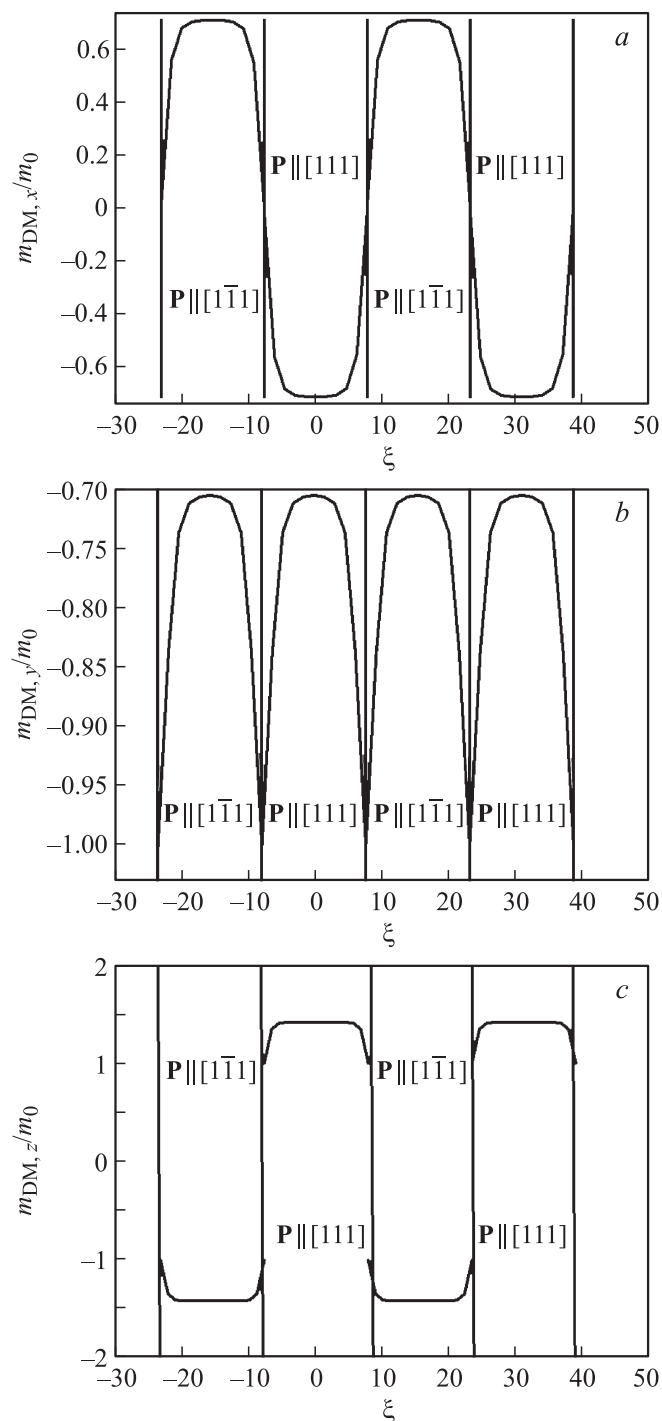


Рис. 6. Зависимости компонент намагниченности $m_{DM,x}$ (a), $m_{DM,y}$ (b), $m_{DM,z}$ (c) от координаты ξ в случае 71° сегнетоэлектрических границ. $\xi = x/\Delta$, $\Delta = \sqrt{A/|K_2|} = 26$ nm (для приведенных в тексте параметров).

разрывы). Добавочная намагниченность (15) является малой величиной по межатомному расстоянию a_0 : $\mathbf{m}_1 \approx -\frac{A'}{a_0} \nabla^2(\mathbf{m}_{DM})$ — проявляется лишь на ширине сегнетоэлектрической доменной границы, размер которой составляет, как известно, несколько межатомных расстояний.

2) В последнее время активно обсуждается новый механизм образования намагниченности в мультиферроиках — механизм доменного происхождения. Последние экспериментальные исследования [18] указывают на появление намагниченности в окрестности сегнетоэлектрических доменных границ определенного типа.

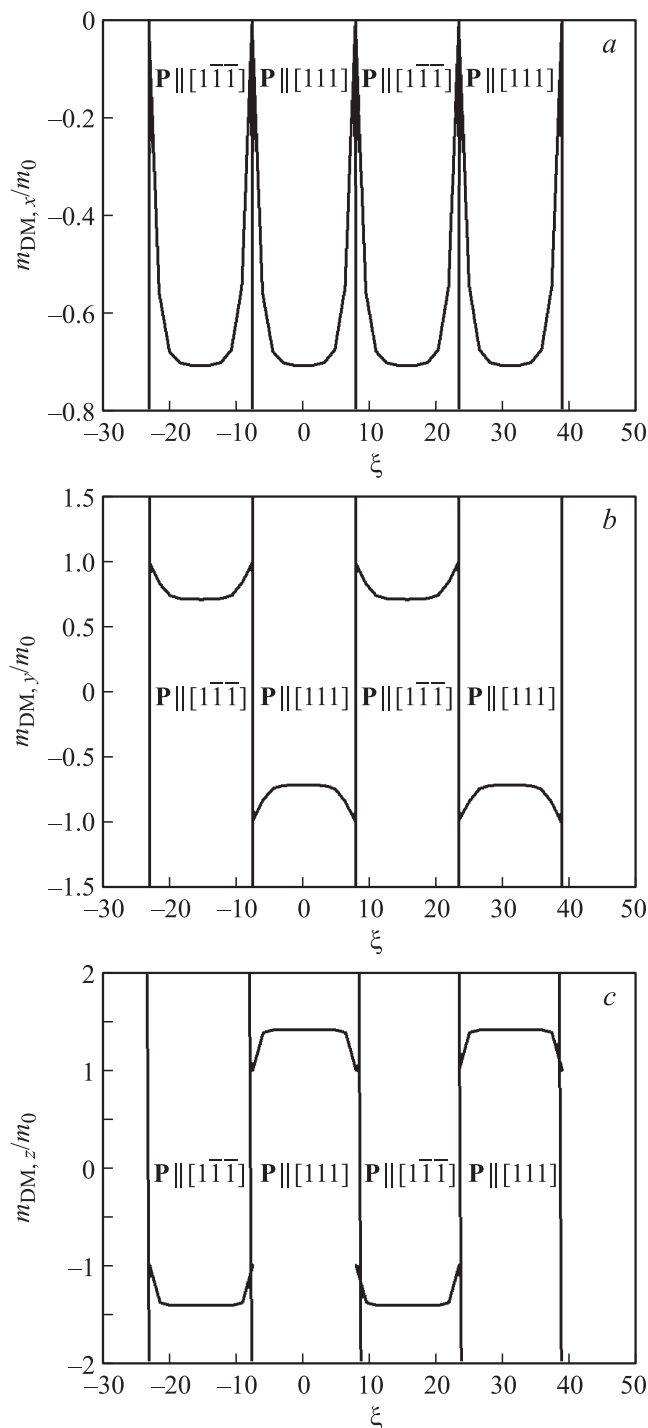


Рис. 7. Зависимости компонент намагниченности $m_{DM,x}$ (a), $m_{DM,y}$ (b), $m_{DM,z}$ (c) от координаты ξ в случае 109° сегнетоэлектрических границ. $\xi = x/\Delta$, $\Delta = \sqrt{A/|K_2|} = 26$ nm (для приведенных в тексте параметров).

Интерпретация данных фактов может быть проведена на основе рассмотрения магнитоэлектрического эффекта в пленках мультиферроиков. В окрестности магнитной доменной границы создается электрическое поле, величину которого можно определить по формуле (10). Поскольку, согласно [5], спиновая циклоида в пленках феррита висмута подавляется, в них может реализоваться линейный магнитоэлектрический эффект

$$\begin{aligned} P_i &= \alpha_{ij} H_j, \\ M_i &= \tilde{\alpha}_{ij} E_j. \end{aligned} \quad (17)$$

Магнитоэлектрический тензор (тензор линейной магнитной восприимчивости) для BiFeO_3 [5] имеет вид

$$\alpha_{ij} = \begin{pmatrix} -a_1 l_x, & -a_4 l_z + a_1 l_y, & -a_2 l_y \\ a_1 l_y + a_4 l_z, & a_1 l_x, & a_2 l_x \\ -a_3 l_y, & a_3 l_x, & 0 \end{pmatrix}. \quad (18)$$

После подстановки (10) в (17) с учетом (18) получим

$$\begin{aligned} M_x &= -a_1 l_x E_x + (a_1 l_y + a_4 l_z) E_y - a_3 l_y E_z \\ &= a_1 D_2 (l_y E_y - l_x E_x) + a_4 D_2 l_z E_y - a_3 D_2 l_y E_z, \\ M_y &= (-a_4 l_z + a_1 l_y) E_x + a_1 l_x E_y + a_3 l_x E_z \\ &= a_1 D_2 (l_y E_x - l_x E_y) + a_3 D_2 l_x E_z - a_4 D_2 l_z E_x, \\ M_z &= -a_2 l_y E_x + a_2 l_x E_y = a_2 D_2 (l_x E_y - l_y E_x) \\ &= -a_2 D_2 \sin^3 \theta \cos \varphi \frac{d\varphi}{dx}. \end{aligned} \quad (19)$$

Порядок коэффициентов при M_i в (19) можно оценить следующим образом: $P_{\text{flex}} = \kappa E$, $\kappa = \varepsilon/4\pi - 1 \sim 3$, $P_{\text{flex}} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ C/m}^2$ (6 CGS) [36]; следовательно, $E \sim 2 \text{ CGS}$, $a_i \sim 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ CGS}$, $E \sim D_2$ (из формулы (10)), тогда коэффициент при намагниченности в формулах (19) $B \sim a_1 D_2 \sim a_2 D_2 \sim a_3 D_2 \sim a_4 D_2 \sim 3 \cdot 10^{-5} \text{ CGS}$.

Таким образом, намагниченность доменного происхождения, связанная с неоднородным магнитоэлектрическим эффектом, имеет величину $M_z \sim B/\Delta \sim 3 \text{ G}$, где ширина антиферромагнитной доменной границы $\Delta = \sqrt{A/K} \sim 10^{-5} \text{ cm}$.

3) Наряду с рассмотренными выше эффектами возможен третий (электрический) механизм формирования намагниченности в мультиферроике при наличии сегнетоэлектрической доменной структуры определенного типа. В окрестности сегнетоэлектрических доменных границ за счет изменения поляризации образуется электрический заряд, плотность которого пропорциональна $\rho_{\text{DW}} = -\text{div } P$.

По известному закону изменения поляризации величину заряда можно определить; например, при $\mathbf{P}(x) = P_0(\varepsilon(x)\mathbf{i} + \mathbf{j} + \mathbf{k})$ заряд на сегнетоэлектрической доменной границе определяется как

$$\rho_{\text{DW}} \sim P_0 \delta(x). \quad (20)$$

Заряд (20), сосредоточенный в стенке, экранируется электронами, приходящими из объема материала. Радиус

экранирования R_D зависит от концентрации свободных носителей заряда n в объеме BiFeO_3

$$R_D = \left(\frac{kT}{4\pi e^2 n} \right)^{1/2}. \quad (21)$$

Таким образом, в окрестности сегнетоэлектрической доменной границы создается экранированное электрическое поле \mathbf{E}_D (с потенциалом $\varphi_D = qr^{-1}e^{-r/R_D}$), которое по магнитоэлектрическому сценарию (17)–(19) (см. пункт 2) также приводит к возникновению намагниченности, например $M_z = -a_2 l_y E_x + a_2 l_x E_y$ (в данном случае E_x , E_y — x - и y -компоненты экранированного электрического поля \mathbf{E}_D). Концентрация носителей заряда в феррите висмута может изменяться в широких пределах. Если принять, что радиус Дебая R_D имеет порядок ширины магнитной доменной границы $\sim 10 \text{ nm}$, можем оценить величину электрического поля следующим образом:

$$E_D \sim \frac{q_{\text{DW}}}{R_D^2};$$

если $\Delta P = 1 \text{ mC/cm}^2$ (3000 CGS, 10% P_0), $d_{\text{film}} = 100 \text{ nm}$, $\Delta_{\text{fel}} \sim 1 \text{ nm}$, $R_D \sim 10^{-6} \text{ cm}$, $q_{\text{DW}} \sim \Delta P \cdot V/\Delta_{\text{fel}}$ (здесь d_{film} — толщина пленки, Δ_{fel} — ширина сегнетоэлектрической доменной границы, $V = \Delta_{\text{fel}} d_{\text{film}}$), то $E_D \sim 3 \cdot 10^5 \text{ CGS}$ (D_2). Учитывая, что $a_i \sim 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ CGS}$, получим величину намагниченности, обусловленной экранированным электрическим полем сегнетоэлектрической доменной границы, порядка $M \sim a_i E_D \sim 2 \text{ G}$.

6. Заключение

В настоящей работе исследован магнитоэлектрический эффект в тонких пленках мультиферроика BiFeO_3 , основными проявлениями которого являются намагниченность и индуцированная микромагнитным распределением поляризация. Показано, что характер изменения наведенной поляризации и намагниченности зависит от распределения АФМ-вектора по объему образца. Наличие полосовой сегнетоэлектрической доменной структуры в свою очередь сказывается на формировании антиферромагнитной доменной структуры. За счет магнитоэлектрических взаимодействий спины выходят из плоскости разворота в окрестности сегнетоэлектрических доменных границ. Направление разворота АФМ-вектора определяется видом сегнетоэлектрической доменной структуры (видом сегнетоэлектрических доменных границ). Микромагнитное распределение является различным для случаев 180° , 109° и 71° сегнетоэлектрических доменов. В первом случае реализуются 180° антиферромагнитные домены, распределение АФМ-вектора в сегнетоэлектрическом домене симметрично, в двух других случаях образуются 90° антиферромагнитные домены, распределение АФМ-вектора в сегнетоэлектрическом домене асимметрично. В случае 180° доменов выход

спинов из плоскости разворота обусловлен неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием [28], в двух других случаях (71° и 109° домены) — однородным магнитоэлектрическим взаимодействием. Неоднородный магнитоэлектрический механизм приводит к асимметрии в распределении спинов. Расположение спинов в окрестности сегнетоэлектрической доменной границы (другими словами, вид магнитной доменной границы) будет различным для 109° и 71° сегнетоэлектрических доменов. Отмеченные особенности сказываются на основных зависимостях индуцированной поляризации и намагниченности, которые также различаются для 71° и 109° сегнетоэлектрических доменов. Показано, что особенности индуцированной поляризации обусловлены в основном неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием, вызывающим асимметрию в распределении АФМ-вектора. Механизмы, влияющие на намагниченность доменных границ мультиферроика, не столь очевидны. В работе показано, что такие факторы, как линейный магнитоэлектрический эффект, имеющий место в пленках мультиферроиков, неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие, электрические заряды, возникающие в окрестности сегнетоэлектрических доменных границ, могут сказываться на намагниченности доменных границ, в определенных случаях приводя к ее компенсации.

Результаты проведенного исследования могут быть использованы экспериментаторами, занимающимися исследованием магнитной структуры мультиферроиков методом рентгеновского дихроизма. Последние экспериментальные работы по изучению спонтанной намагниченности в пленках BiFeO_3 методами трансмиссионной электронной спектроскопии и кругового рентгеновского дихроизма [18] указывают на различие магнитных свойств пленок BiFeO_3 с 109° и 71° сегнетоэлектрическими доменами. Проведенные нами расчеты показали, что различия в поведении намагниченности для сегнетоэлектрических границ разного типа (180° , 109° , 71°) связаны с особенностями микромагнитного распределения, направлением ориентации АФМ-вектора в сегнетоэлектрических доменах и могут быть объяснены за счет механизма неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия.

Список литературы

- [1] F. Bai, J. Wang, M. Wuttig, J.F. Li, N. Wang, A. Pyatakov, A.K. Zvezdin, L.E. Cross, D. Viehland. *Appl. Phys. Lett.* **86**, 032 511 (2005).
- [2] A.M. Kadomtseva, Yu.F. Popov, A.P. Pyatakov, G.P. Vorob'ev, A.K. Zvezdin, D.Viehland. *Phase Trans.* **79**, 1019 (2006).
- [3] I. Sosnowska, T. Peterlin-Neumaier, E. Steichele. *J. Phys. C* **15**, 4835 (1982).
- [4] I. Sosnowska, A.K. Zvezdin. *J. Magn. Magn. Mater.* **140–144**, 167 (1995).
- [5] Ю.Ф. Попов, А.К. Зvezdin, Г.П. Воробьев, А.М. Кадомцева, В.А. Мурашов, Д.Н. Раков. *Письма в ЖЭТФ* **57**, 65 (1993).
- [6] M. Tokunaga, M. Azuma, Y. Shimakawa. *Journal of the Physical Society of Japan*, **79** (6), 064713 (2010).
- [7] F. Yan, M.-O. Lai, L. Lu. *J. Phys. Chem. C* **114**, 6994 (2010).
- [8] Z.V. Gabbasova, M.D. Kuzmin, A.K. Zvezdin, I.S. Dubenko, V.A. Murashov, D.N. Rakov, I.B. Krynetsky. *Phys. Lett. A* **158**, 491 (1991).
- [9] J. Privratska, V. Janovec. *Ferroelectrics* **204**, 321 (1997).
- [10] B.M. Tanygin. *J. Magn. Magn. Mater.* **323**, 616 (2011).
- [11] B. Houchmandzadeh, J. Lajzerowicz, E. Salje. *J. Phys.: Cond. Matter* **3**, 5163 (1991).
- [12] M. Daraktchiev, G. Catalan, J. Scott. *Phys. Rev. B* **81**, 224 118 (2010).
- [13] A. Goltsev, R. Pisarev, T. Lottermoser, M. Fiebig. *Phys. Rev. Lett.* **90**, 177 204 (2003).
- [14] K.L. Livesey. *Phys. Rev. B* **82**, 064 408 (2010).
- [15] T. Lottermoser, M. Fiebig. *Phys. Rev. B* **70**, 220 407(R) (2004).
- [16] S. Venkatesan, Ch. Daumont, B.J. Kooi, B. Noheda, J.Th.M. De Hosson. *Phys. Rev. B* **80**, 214 111 (2009).
- [17] C.J.M. Daumont, D. Mannix, S. Venkatesan, G. Catalan, D. Rubi, B.J. Kooi. *J.Th.M. De Hosson, B. Noheda. J. Phys.: Cond. Mater.* **21**, 182 001 (2009).
- [18] Q. He, Y.-H. Chu, J.T. Heron, S.Y. Yang, W.I. Liang, C.Y. Kuo, H.J. Lin, P. Yu, C.W. Liang, R.J. Zeches, W.C. Kuo, J.Y. Juang, C.T. Chen, E. Arenholz, A. Scholl, R. Ramesh. *Nature Commun.* **2**, 225 (2011).
- [19] H. Schmid. *J. Phys.: Cond. Matter.* **20**, 434 201 (2008).
- [20] H. Schmid. *Ferroelectrics* **221**, 9 (1999).
- [21] J.X. Zhang, Y.L. Li, S. Choudhury, L.Q. Chen, Y.H. Chu, F. Zavaliche, M.P. Cruz, R. Ramesh, Q.X. Jia. *J. Appl. Phys.* **103**, 094 111 (2008).
- [22] L.J. Li, Y. Yang, Y.C. Shu, J.Y. Li. *J. Mech. Phys. Solids* **58**, 1613 (2010).
- [23] C.W. Hyang, L. Chen, J. Wang, Q. He, S.Y. Yang, Y.H. Chu, R. Ramesh. *Phys. Rev. B* **80**, 140 101(R) (2009).
- [24] M.P. Cruz, Y.H. Chu, J.X. Zhang, P. L. Yang, F. Zavaliche, Q. He, P. Shafer, L.Q. Chen, R. Ramesh. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 217 601 (2007).
- [25] S.K. Steiffer, C. B. Parker, A.E. Romanov, M.J. Lefevre, L. Zhao, J.S. Speck, W. Pompe, C.M. Foster, G.R. Bai. *J. Appl. Phys.* **83**, 2742 (1998).
- [26] F. Zavaliche, S.Y. Yang, T. Zhao, Y.H. Chu, M.P. Cruz, C.B. Eom, R. Ramesh. *Phase Trans.* **79**, 991 (2006).
- [27] L.W. Martin, Y.-H. Chu, M.B. Holcomb, M. Huijben, P.Y.S.-J. Han, D. Lee, S.X. Wang, R. Ramesh. *Nano Lett.* **8**, 2050 (2008).
- [28] З.В. Гареева, А.К. Зvezdin. *ФТТ* **52**, 1595 (2010).
- [29] Y.H. Chu, L.W. Martin, M.B. Holcomb, M. Gajek, S.-J. Han, Q. He, N. Balke, C.-H. Yang, D. Lee, W. Hu, Q. Zhan, P.L. Yang, A. Fraile-Rodrigues, A. Sholl, S.X. Wang, R. Ramesh. *Nature Mater.* **7**, 478 (2008).
- [30] J. Seidel, L.W. Martin, Q. He, Q. Zhan, Y.-H. Chu, A. Rother, M.E. Hawkrige, P. Maksymovych, P. Yu, M. Gajek, N. Balke, S.V. Kalinin, S. Gemming, F. Wang, G. Catalan, J.F. Scott, N.A. Spaldin, J. Orenstein, R. Ramesh. *Nature Mater.* **8**, 229 (2009).
- [31] G. Catalan, J.F. Scott. *Adv. Mater.* **21**, 2463 (2009).
- [32] А.К. Зvezdin, А.П. Пятаков. *УФН* **179**, 897 (2009).
- [33] В.Г. Барьяхтар, В.А. Львов, Д.А. Яблонский. *Письма в ЖЭТФ* **37**, 565 (1983).
- [34] A. Sparavigna, A. Strigazzi, A. Zvezdin. *Phys. Rev. B* **50**, 2953 (1994).
- [35] R. de Sousa, J.I. Moore. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 249701 (2009).
- [36] A.K. Zvezdin, A.P. Pyatakov. *Phys. Status Solidi B* **246**, 1956 (2009).