

05 Обменная связь нанослоя мультиферроика BiFeO_3 с нанослоем ферромагнетика $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$

© Д.Л. Винокуров¹, А.И. Морозов^{1,2}

¹ Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия

² Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный, Россия

E-mail: mor-alexandr@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 19 марта 2015 г.)

Для двух возможных вариантов согласования кристаллических решеток нанослоев мультиферроика BiFeO_3 и ферромагнетика $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ рассчитаны искажения магнитных параметров порядка вблизи границы раздела слоев и энергии межслойного обменного взаимодействия. Проведено сравнение этих энергий с энергией одноионной анизотропии, наводимой в ферромагнетике вследствие магнитострикции в процессе упругого взаимодействия слоев.

Работа частично поддержана Минобрнауки России и РФФИ (проект офи-м2 13-02-12425).

1. Введение

Наноструктуры $\text{CoFe}/\text{BiFeO}_3$ перспективны для использования в устройствах с энергоэффективным переключением намагниченности электрическим полем. Такая структура может являться основой устройства магниторезистивной памяти нового поколения с записью электрическим полем (MERAM), основные принципы работы которого изложены в недавнем обзоре [1]. Предполагается, что запись информации осуществляется в слое мягкого ферромагнетика CoFe посредством взаимодействия с соседствующим электрочувствительным слоем мультиферроика BiFeO_3 . Несмотря на существование экспериментальных подтверждений возможности переключения намагниченности в данной наноструктуре [2–5], механизм взаимодействия слоев и характер магнитного упорядочения вблизи границы раздела слоев в указанных работах не были рассмотрены. Данные вопросы изучались в [6,7], где было показано, что перемагничивание слоя ферромагнетика определяется обменным взаимодействием. Электрическое поле приводит к развороту вектора поляризации и связанного с ним вектора антиферромагнетизма в слое мультиферроика. Это в свою очередь приводит к развороту намагниченности ферромагнитного слоя на 90° за счет обменного взаимодействия на границе раздела ферромагнетик–мультиферроик, обусловленного спин-флоп-ориентацией магнитных параметров порядка [8]. Задача решалась для гипотетического ферромагнетика в предположении, что его кристаллическая решетка продолжает решетку мультиферроика и является простой кубической. Данная модель дает правильную качественную картину взаимодействия слоев и искажений магнитных параметров порядка вблизи границы их раздела.

Граница раздела $\text{CoFe}/\text{BiFeO}_3$ имеет более сложную структуру. Из эксперимента [2] следует, что

слой CoFe является аморфно-нанокристаллическим. Упорядоченное соединение $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ имеет объемно-центрированную кристаллическую решетку [9] с параметром ячейки 2.81 \AA . При этом псевдокубическая ячейка перовскита BiFeO_3 [10] характеризуется параметром решетки 3.965 \AA и углом, описывающим ромбоэдрические искажения вдоль направления [111], равным 89.4° . Целью настоящей работы является расчет величин искажений магнитных параметров порядка вблизи границы раздела и энергии обменного взаимодействия слоев для двух возможных вариантов роста нанослоя CoFe на BiFeO_3 с учетом согласования параметров решеток этих материалов.

2. Магнитная структура границы раздела

В работе [11] было показано, что для создания магниторезистивной памяти с записью электрическим полем наиболее перспективны слои BiFeO_3 на подложке SrTiO_3 , вырезанные параллельно скомпенсированным атомным плоскостям (001). В дальнейшем ограничимся рассмотрением этого среза.

В случае среза (001) BiFeO_3 векторы намагниченности обеих антиферромагнитных подрешеток железа не лежат в плоскости границы раздела слоев. Они параллельны плоскостям типа (111), перпендикулярным направлению спонтанной поляризации. Атомы соседних плоскостей этого семейства принадлежат разным антиферромагнитным подрешеткам [12]. Кроме того, вследствие слабого ферромагнетизма соединения имеет место слабый (порядка 1°) скос этих намагниченностей в отсутствие взаимодействия слоев [13].

Согласно работе [14], вектор антиферромагнетизма в упругосжатом слое BiFeO_3 ориентирован параллельно

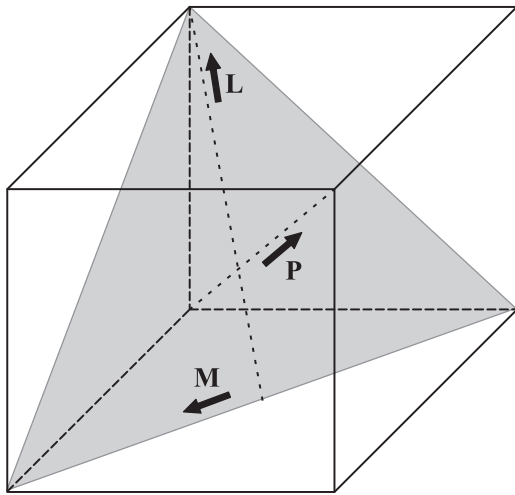


Рис. 1. Ориентация векторов поляризации \mathbf{P} , антиферромагнетизма \mathbf{L} и слабого ферромагнитного момента \mathbf{M} в феррите висмута.

одному из трех кристаллографических направлений типа $[\bar{1}\bar{1}2]$. Вектор слабого ферромагнетизма лежит в той же плоскости, т.е. параллелен кристаллографическому направлению типа $[1\bar{1}0]$ (рис. 1). Сжатие слоя BiFeO_3 , обусловленное взаимодействием с подложкой, приводит к тому, что из трех возможных ориентаций вектора антиферромагнетизма в плоскости (111) наименьшей энергией обладает состояние с наименьшей проекцией этого вектора на плоскость слоя.

Рассмотрим дискретную решетку спинов для системы ферромагнетик–мультиферроик при температуре $T \ll T_N$ и $T \ll T_C$, когда модули локализованных спинов можно считать неизменными. Пронумеруем атомные плоскости, параллельные границе раздела, индексами i и j для мультиферроика и ферромагнетика соответственно, начиная с поверхности.

Возможны два варианта согласования кристаллических решеток мультиферроика BiFeO_3 и ферромагнетика $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$, обеспечивающих квазиэпитаксиальный рост ферромагнитного слоя. В обоих случаях ребра грани

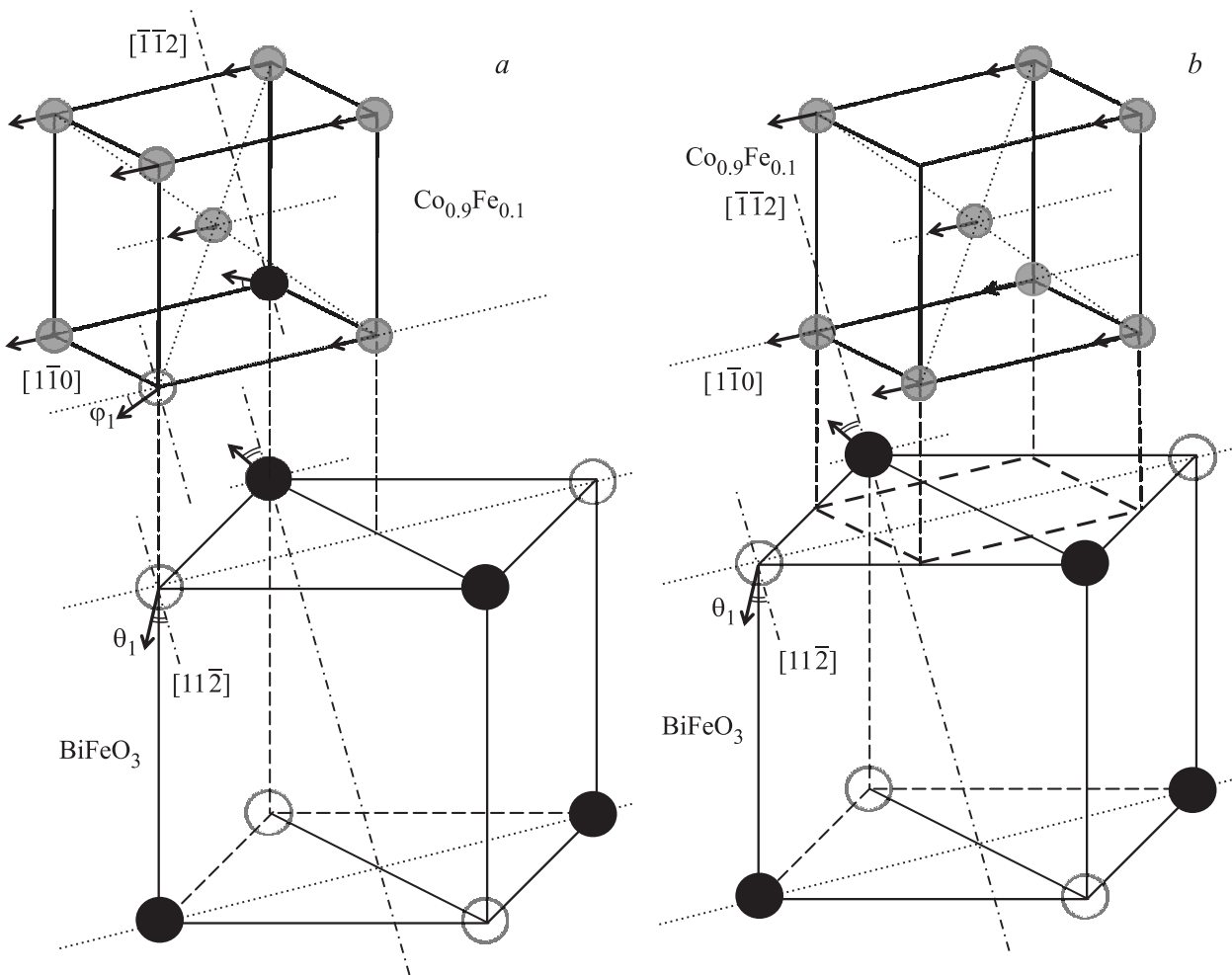


Рис. 2. Изображение границы раздела нанослоев $\text{CoFe}/\text{BiFeO}_3$ для варианта 1 (a) и варианта 2 (b).

(001) ОЦК-решетки CoFe параллельны диагоналям грани (001) псевдокубической решетки BiFeO₃. Именно такая ориентация обеспечивает минимальное рассогласование псевдокубических решеток указанных соединений, равное 0.2%. Атомы железа, принадлежащие двум антиферромагнитным подрешеткам BiFeO₃, обозначены белым и черным цветом (рис. 2).

Вариант 1. В первом случае одна из диагоналей грани (001) ОЦК-решетки CoFe расположена строго над ребром грани (001) псевдокубической подрешетки железа в BiFeO₃ (рис. 2, а). В первой атомной плоскости CoFe можно выделить три подрешетки. Атомы первых двух из них расположены строго над атомами соответствующих антиферромагнитных подрешеток BiFeO₃ и изображены белыми и черными кружками меньшего, чем атомы BiFeO₃, диаметра. Обменное взаимодействие между спинами ферро- и антиферромагнетика приводит к дополнительному скосу спинов антиферромагнетика и возникновению в антиферромагнетике вблизи границы раздела наведенного ферромагнитного момента. Аналогично в ферромагнетике в результате отклонений спинов возникает наведенный антиферромагнитный момент. Отклонения магнитных моментов атомов мультиферроика от направлений $[\bar{1}\bar{1}2]$ и $[11\bar{2}]$ и магнитных моментов атомов ферромагнетика от направления $[1\bar{1}0]$ происходят в плоскостях (111) и задаются углами θ_i и φ_j соответственно.

Атомы третьей подрешетки ферромагнетика обозначены серым цветом. Они, а также атомы атомной плоскости ферромагнетика с $j = 2$ имеют в своем окружении одинаковое число соседей, принадлежащих к первой и второй подрешеткам ферромагнетика (либо мультиферроика). Поэтому минимуму обменной энергии будет отвечать направление их магнитных моментов, соответствующее биссектрисе угла между векторами намагниченностей первой и второй подрешеток первой атомной плоскости CoFe, т. е. направление $[1\bar{1}0]$. Такое же направление будут иметь магнитные моменты последующих атомных плоскостей ферромагнетика. Таким образом, искажения ферромагнитного параметра порядка имеют место только в первой атомной плоскости.

Вариант 2. Во втором случае проекция нижней грани элементарной ячейки CoFe на плоскость (001) вписывается в верхнюю грань псевдокубической подрешетки железа в BiFeO₃ (рис. 2, б). При этом каждый атом первой атомной плоскости CoFe имеет в своем окружении одинаковое число атомов, принадлежащих к первой и второй антиферромагнитным подрешеткам мультиферроика BiFeO₃. Поэтому магнитные моменты всех атомов CoFe параллельны направлению $[1\bar{1}0]$, магнитных искажений в ферромагнетике не возникает, и антиферромагнитный параметр порядка в нем не наводится. При этом обменное поле ферромагнитного слоя приводит к дополнительному скосу намагниченностей антиферромагнитных подрешеток мультиферроика, в котором возникает наведенный ферромагнитный параметр порядка, как и в предыдущем случае.

3. Энергия взаимодействия слоев

Вариант 1. Пусть обменные интегралы J_f , J_{af} и J_{faf} описывают обменные взаимодействия соседних спинов ферромагнетика, мультиферроика и спинов разных слоев на границе раздела соответственно.

Выражение для энергии обменного взаимодействия на границе ферромагнетик–мультиферроик имеет вид

$$W_{faf}^{ex} = -N|J_{faf}|S_f S_{af} \sin(\theta_1 + \varphi_1) \equiv -NC \sin(\theta_1 + \varphi_1), \quad (1)$$

где S_f и S_{af} — средние значения спинов атомов ферромагнетика и мультиферроика, N — число атомов железа в атомной плоскости (001) мультиферроика, θ_1 — угол скоса подрешеток в верхней атомной плоскости мультиферроика, φ_1 — угол отворота магнитных моментов атомов первой атомной плоскости ферромагнетика.

Энергии обменного взаимодействия в слоях ферромагнетика и мультиферроика равны соответственно

$$W_f^{ex} = -4NJ_f S_f^2 \cos \varphi_1 + F_0, \quad (2)$$

где $F_0 = \text{const}$,

$$W_{af}^{ex} = -\frac{N|J_{af}|S_{af}^2}{2} \left\{ \cos(\theta_1 + \theta_2) + 4 \cos 2\theta_1 + \sum_{i \geq 2}^{\infty} \cos(\theta_i + \theta_{i-1}) + \cos(\theta_i + \theta_{i+1}) + 4 \cos 2\theta_i \right\}. \quad (3)$$

Избыточная энергия антиферромагнетика, связанная с разворотом спинов, при малых углах разворота была рассчитана в работе [15]

$$\Delta W_{af} = \gamma N |J_{af}| S_{af}^2 \theta_1^2, \quad (4)$$

где $\gamma = 2 + \sqrt{6}$. Из формулы (2) следует, что для ферромагнетика эта энергия равна

$$\Delta W_f = 2NJ_f S_f^2 \varphi_1^2. \quad (5)$$

В обменном приближении полная энергия взаимодействия слоев представляется как

$$W = \Delta W_f + \Delta W_{af} + W_{faf}^{ex}. \quad (6)$$

Окончательно в приближении малых углов имеем

$$W = 2NJ_f S_f^2 \varphi_1^2 + \gamma N |J_{af}| S_{af}^2 \theta_1^2 - NC(\theta_1 + \varphi_1). \quad (7)$$

Минимизируя полную энергию взаимодействия слоев W по θ_1 и φ_1 , получаем

$$\theta_1 = \frac{C}{2\gamma |J_{af}| S_{af}^2}, \quad (8)$$

$$\varphi_1 = \frac{C}{4J_f S_f^2}. \quad (9)$$

Оценка значения константы межслойного обменного взаимодействия $C = 8 \cdot 10^{-21}$ J в системе CoFe/BiFeO_3 была получена из данных о величине коэрцитивного поля [16]. Данные о частотах и ширинах линий ферромагнитного резонанса позволяют получить величину константы обменного взаимодействия $J_f S_f^2 = 7 \cdot 10^{-21}$ J для спинов в слое CoFe [17]. На основании экспериментов по неупругому рассеянию нейтронов [18] найдены значения обменного интеграла $J_{af} = -7 \cdot 10^{-22}$ J и константы Дзялошинского $D = 1.7 \cdot 10^{-23}$ J для феррита висмута, при этом в вычислениях использовалось значение $S_{af} = 5/2$.

Подставляя указанные экспериментальные значения констант в выражения (8), (9), получаем $\theta_1 \approx 12^\circ$, $\varphi_1 \approx 16^\circ$.

Вариант 2. Каждый атом нижней грани CoFe взаимодействует с двумя магнитными атомами BiFeO_3 , причем количество атомов в атомной плоскости ферромагнетика вдвое превосходит число атомов железа в атомной плоскости мультиферроика, поэтому выражение для энергии обменного взаимодействия на границе ферромагнетик–мультиферроик принимает вид

$$W_{\text{faf}}^{\text{ex}} = -4N|J_{\text{faf}}|S_f S_{\text{af}} \sin \theta_1 \equiv -NC \sin \theta_1. \quad (10)$$

Энергия обменного взаимодействия в слое мультиферроика сохраняет свой вид и определяется выражением (4).

Полная энергия взаимодействия слоев (6) в приближении малых углов принимает вид

$$W = \gamma N |J_{\text{af}}| S_{\text{af}}^2 \theta_1^2 - NC \theta_1. \quad (11)$$

Минимизируя суммарную энергию (11) по θ_1 , получаем для θ_1 выражение (8) и то же численное значение $\theta_1 \approx 12^\circ$.

4. Численное моделирование параметров порядка вблизи границы раздела слоев

Приближение малых углов соответствует случаю $J_{\text{faf}} \ll |J_{\text{af}}|$, J_f , однако в реальных устройствах это условие не всегда выполняется. Поэтому необходимо численное решение системы уравнений, получающихся путем минимизации полной энергии взаимодействия слоев по θ_j и φ_1 . При ее решении учтем энергию антисимметричного обмена Дзялошинского–Мория

$$W_{\text{DM}} = -\frac{NDS_{\text{af}}^2}{2} \left\{ \sin(2\theta_0 + \chi_2 + \chi_1) + 4 \sin(2\theta_0 + 2\chi_1) + \sum_{i \geq 2}^{\infty} [4 \sin(2\theta_0 + 2\chi_i) + \sin(2\theta_0 + \chi_i + \chi_{i-1}) + \sin(2\theta_0 + \chi_i + \chi_{i+1})] \right\}, \quad (12)$$

где введены отклонения углов скоса намагниченностей подрешеток χ_i от объемного значения θ_0

$$\theta_i = \theta_0 + \chi_i. \quad (13)$$

Минимизируя полную энергию взаимодействия слоев по χ_i и φ_1 , получаем для первого варианта строения границы раздела систему уравнений

$$(1 - \delta_{1,i}) \sin(2\theta_0 + \chi_i + \chi_{i-1}) + \sin(2\theta_0 + \chi_i + \chi_{i+1}) + 4 \sin(2\theta_0 + 2\chi_i) - \frac{D}{|J_{\text{af}}|} [4 \cos(2\theta_0 + 2\chi_i) + (1 - \delta_{1,i}) \cos(2\theta_0 + \chi_i + \chi_{i-1}) + \cos(2\theta_0 + \chi_i + \chi_{i+1})] - \delta_{1,i} \frac{C}{|J_{\text{af}}| S_{\text{af}}^2} \cos(\theta_0 + \varphi_1 + \chi_i) = 0, \quad i = 1, 2, \dots, \quad (14)$$

$$\sin \varphi_1 - \frac{C}{4J_f S_f^2} \cos(\theta_0 + \varphi_1 + \chi_1) = 0. \quad (15)$$

Аналогично для второго варианта система имеет вид

$$(1 - \delta_{1,i}) \sin(2\theta_0 + \chi_i + \chi_{i-1}) + \sin(2\theta_0 + \chi_i + \chi_{i+1}) + 4 \sin(2\theta_0 + 2\chi_i) - \frac{D}{|J_{\text{af}}|} [4 \cos(2\theta_0 + 2\chi_i) + (1 - \delta_{1,i}) \cos(2\theta_0 + \chi_i + \chi_{i-1}) + \cos(2\theta_0 + \chi_i + \chi_{i+1})] - \delta_{1,i} \frac{C}{|J_{\text{af}}| S_{\text{af}}^2} \cos(\theta_0 + \chi_i) = 0, \quad i = 1, 2, \dots. \quad (16)$$

В качестве значений констант обмена и взаимодействия Дзялошинского–Мория были использованы значения C , $J_f S_f^2$, J_{af} и D [16–18].

Решение систем (14), (15) и (16) находилось в пакете символьных вычислений Maple. Объемное значение угла скоса антиферромагнитных подрешеток определялось в предположении, что все $\chi_i = 0$. Оно составило 0.7° , что совпадает со значением, полученным в эксперименте [13] по рассеянию нейтронов.

Из вида решения для искажений параметров порядка вблизи границы раздела, найденного в рамках линейной теории [15], следует, что углы разворота магнитных моментов убывают на атомных масштабах. Поэтому в качестве условия, замыкающего систему уравнений, можно

Значения углов разворота магнитных моментов

Угол разворота	Значение, deg	
	Вариант 1	Вариант 2
φ_1	14.8	0
χ_1	10.8	11.8
χ_2	-1.1	-1.2
χ_3	0.1	0.1
χ_4	-0.01	-0.01
χ_5	0	0

выбрать условие $\chi_{10} = 0$. Найденные значения углов разворота магнитных моментов приведены в таблице.

5. Обменный и магнитоупругий вклад в энергию взаимодействия слоев

Полная энергия взаимодействия слоев в расчете на площадь одной ячейки мультиферроика BiFeO_3 на границе раздела S_{cell} для двух вариантов атомной структуры границы раздела равна соответственно $W_1 = -1.95 \cdot 10^{-21} \text{ J}$ и $W_2 = -0.98 \cdot 10^{-21} \text{ J}$. Вклад взаимодействия Дзялошинского–Мория в эту величину составляет соответственно 4.5 и 9.6%. Вклад в нее энергии анизотропии пренебрежимо мал [7].

Феррит висмута обладает свойствами ферроэластика [19], поэтому в свободном слое при изменении направления спонтанной поляризации под действием электрического поля происходит изменение спонтанной деформации слоя (сегнетоэластические домены переориентируются совместно с сегнетоэлектрическими). Эта деформация передается слою ферромагнетика. В последнем вследствие магнитоупругого взаимодействия возникает наведенная анизотропия. Ориентация легкой оси i , как следствие, вектора намагниченности ферромагнетика изменяется при изменении направления вектора спонтанной поляризации мультиферроика.

Вклад магнитоупругого взаимодействия в энергию одноосной анизотропии ферромагнетика был найден одним из авторов в работе [20]. При этом возможны два варианта.

1. Латеральный (параллельный границе раздела) размер электрочувствительного слоя BiFeO_3 намного меньше его толщины („память на длинной ноге“ [21]). В этом случае деформации, навязанные подложкой, успевают релаксировать по мере удаления от границы раздела с ней. На границе со слоем ферромагнетика деформации, вызванные переориентацией спонтанной поляризации BiFeO_3 , можно считать такими же, как в свободном слое феррита висмута.

2. Латеральный размер электрочувствительного слоя BiFeO_3 намного превосходит его толщину, вследствие чего его размеры в плоскости слоя диктуются взаимодействием с массивной подложкой, которую мы полагаем недеформируемой. В этом случае с хорошей точностью можно считать, что переориентация спонтанной поляризации BiFeO_3 не сопровождается изменением деформации данного слоя, т.е. магнитоупругое взаимодействие препятствует переориентации намагниченности ферромагнетика, вызываемой обменным взаимодействием слоев.

Оценим относительный вклад обменной и упругой составляющих полной энергии взаимодействия слоев в указанных предельных случаях.

„Память на длинной ноге“. Отношение магнитоупругой энергии к энергии обменного взаимодействия слоев при толщине ферромагнитного слоя $d_f = 2 \text{ nm}$

составляет для первого и второго вариантов строения границы раздела

$$\frac{\Delta W_{\text{me}} d_f S_{\text{cell}}}{W_1} = 0.02, \quad (17)$$

$$\frac{\Delta W_{\text{me}} d_f S_{\text{cell}}}{W_2} = 0.04, \quad (18)$$

где ΔW_{me} — объемная плотность магнитоупругой энергии.

Тонкий слой BiFeO_3 . Аналогично для тонкого слоя отношение магнитоупругой энергии к энергии обменного взаимодействия слоев для первого и второго вариантов строения границы раздела равно

$$\frac{\Delta W_{\text{me}} d_f S_{\text{cell}}}{W_1} = 0.04, \quad (19)$$

$$\frac{\Delta W_{\text{me}} d_f S_{\text{cell}}}{W_2} = 0.08. \quad (20)$$

6. Заключение

Таким образом, с учетом требования согласования параметров кристаллических решеток были предложены два варианта атомного строения границы раздела нанослоев CoFe/BiFeO_3 .

Для каждого из них были рассчитаны величины искажений магнитных параметров порядка, возникающих вследствие магнитного взаимодействия слоев, и полная энергия этого взаимодействия. Расчет проводился аналитически для случая малых углов отклонений атомных магнитных моментов от положений в невзаимодействующих слоях и численно для экспериментально определенных значений параметров магнитных взаимодействий.

Вклад магнитоупругого взаимодействия слоев CoFe/BiFeO_3 в энергию одноосной анизотропии CoFe составляет менее 10% от энергии обменного взаимодействия слоев, что подтверждает ведущую роль последнего в определении направления намагниченности ферромагнитного слоя. Таким образом, наноструктура CoFe/BiFeO_3 может по праву называться обменно-связанной и предложенный в работах [6,7] механизм переключения намагниченности в системе CoFe/BiFeO_3 полностью справедлив.

Список литературы

- [1] А.И. Морозов. ФТТ **56**, 833 (2014).
- [2] 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-Rodriguez, A. Scholl, S.X. Wang, R. Ramesh. Nature Mater. **7**, 478 (2008).
- [3] J.T. Heron, M. Trassin, K. Ashraf, M. Gajek, Q. He, S.Y. Yang, D.E. Nikonov, Y.-H. Chu, S. Salahuddin, R. Ramesh. Phys. Rev. Lett. **107**, 217/202 (2011).

- [4] J.T. Heron, J.L. Bosse, Q. He, Y. Gao, M. Trassin, L. Ye, J.D. Clarkson, C. Wang, J. Liu, S. Salahuddin, D.C. Ralph, D.G. Schlom, J. Iniguez, B.D. Huey, R. Ramesh. *Nature* **516**, 370 (2014).
- [5] Z. Zhou, M. Trassin, Ya Gao, Yu. Gao, D. Qiu, K. Ashraf, T. Nan, X. Yang, S.R. Bowden, D.T. Pierce, M.D. Stiles, J. Unguris, M. Liu, B.M. Howe, G.J. Brown, S. Salahuddin, R. Ramesh, N.X. Sun. *Nature Commun* **6**, 6082 (2015).
- [6] Д.Л. Винокуров, А.И. Морозов. *ФТТ* **55**, 2135 (2013).
- [7] Д.Л. Винокуров. *Нано- и микросистемная техника* **4**, 34 (2014).
- [8] N.C. Koon. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4865 (1997).
- [9] Y. Guo, J. Wang, H. Li, P. Xu, J. Cai. *Chin. Sci. Bull.* **51**, 1934 (2006).
- [10] G. Catalan, J.F. Scott. *Adv. Mater.* **21**, 2463 (2009).
- [11] А.И. Морозов, А.С. Сигов. *Нано- и микросистемная техника* **10**, 10 (2012).
- [12] C. Dearer, N.A. Spaldin. *Phys. Rev. B* **71**, 060 401 (R) (2005).
- [13] M. Ramazanoglu, M. Laver, W. Ratcliff II, S.M. Watson, W.C. Chen, A. Jackson, K. Kothapalli, S. Lee, S-W. Cheong, V. Kiryukhin. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 207 206 (2011).
- [14] M.B. Holcomb, L.W. Martin, A. Scholl, Q. He, P. Yu, C.-H. Yang, S.Y. Yang, P.-A. Glans, M. Valvidares, M. Huijben, J.B. Kortright, J. Guo, Y.-H. Chu, R. Ramesh. *Phys. Rev. B* **81**, 134 406 (2010).
- [15] А.И. Морозов. *ФТТ* **45**, 1847 (2003).
- [16] D.Y. Qiu, K. Ashraf, S. Salahuddin. *Appl. Phys. Lett.* **102**, 112 902 (2013).
- [17] C. Bilzer, T. Devolder, J.-V. Kim, G. Counil, C. Chappert. *J. Appl. Phys.* **100**, 053 903 (2006).
- [18] J. Jeong, E.A. Goremychkin, T. Guidi, K. Nakajima, G.S. Jeon, S.-A. Kim, S. Furukawa, Y.B. Kim, S. Lee, V. Kiryukhin, S-W. Cheong, J.-G. Park. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 077 202 (2012).
- [19] J.J. Wang, J.M. Hu, T.N. Yang, M. Feng, J.X. Zhang, L.Q. Chen, C.W. Nan. *Sci. Rep.* **4**, 4553 (2014).
- [20] Д.Л. Винокуров. *ФТТ* **57**, 908 (2015).
- [21] А.И. Морозов, А.С. Сигов. *J. Appl. Phys.* **115**, 223 909 (2014).