

05

## Магнитоупругое взаимодействие в системе ферромагнетик–мультиферроик

© Д.Л. Винокуров

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

E-mail: 2vinokurov@mail.ru

(Поступила в Редакцию 30 октября 2014 г.)

Изучен вклад упругого взаимодействия в полную энергию взаимодействия ферромагнитного нанослоя с нанослоем мультиферроика  $\text{BiFeO}_3$ . Показано, что он составляет менее 10%, а основной вклад в энергию обусловлен обменным взаимодействием. Получено ограничение снизу на минимальный размер бита магниторезистивной памяти с записью электрическим полем (MERAM), связанное с существованием суперпарамагнитного предела. Если запись основана на обменном взаимодействии между слоем ферромагнетика и электрочувствительным слоем, то минимальный размер бита составляет 7 nm, что указывает на перспективность данного вида MERAM.

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

### 1. Введение

Одним из наиболее перспективных путей развития магниторезистивной памяти является переход к записи электрическим полем. Предполагается, что устройства магниторезистивной памяти нового поколения, основанные на этом принципе (MERAM), будут обладать заметно меньшим энергопотреблением по сравнению с существующими. В недавнем обзоре [1] рассмотрены основные принципы, на базе которых могут быть построены такие устройства.

Для создания MERAM необходима возможность разворота на  $90^\circ$  намагниченности одного из ферромагнитных слоев, входящих в магнитное туннельное соединение (МТТ), состоящее из двух проводящих ферромагнитных слоев, разделенных диэлектрической прослойкой (рис. 1). Параллельная ориентация намагниченностей этих слоев служит для записи „нуля“, а взаимно перпендикулярная ориентация намагниченностей используется для записи „единицы“. Поскольку этим состояниям соответствуют различные значения туннельного сопротивления, считывание информации происходит путем его измерения.

Для переключения намагниченности одного из ферромагнитных слоев используется дополнительный электрочувствительный слой, соседствующий с выбранным ферромагнитным слоем (рис. 1). Существуют два основных механизма взаимодействия между электрочувствительным и ферромагнитным слоями: за счет обменного взаимодействия между спинами указанных слоев [2] и за счет упругих деформаций, передаваемых от слоя к слою [3,4].

Случай обменного взаимодействия в системе ферромагнетик–мультиферроик рассмотрен в работах [5,6]. В качестве электрочувствительного необходимо использовать слой мультиферроика с магнитным и сегнето-

электрическим упорядочением. Этому требованию при комнатной температуре удовлетворяют только феррит висмута  $\text{BiFeO}_3$  и соединения на его основе [7,8]. В [5,6] было показано, что взаимодействие с ферромагнитным слоем возникает в основном не за счет существования в мультиферроике слабого ферромагнитного момента, обусловленного полем Дзялошинского, как ошибочно полагают в большинстве современных работ по данной тематике (см., например [2,9]), а за счет межслойного гейзенберговского обмена в условиях спин-флоп-ориентации магнитных параметров порядка вблизи границы раздела ферромагнетик–компенсированная поверхность антиферромагнетика [10,11]. Однако упругое взаимодействие на границе раздела ферромагнетик– $\text{BiFeO}_3$  в указанных работах не учитывалось. В [9] было справедливо отмечено, что феррит висмута является также ферроэластиком, поэтому 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 происходит изменение энергии анизотропии, что может вызвать изменение ориентации легкой оси и, как следствие, вектора намагниченности.

Целью настоящей работы является сравнение обменных и упругих вкладов в полную энергию взаимодействия слоев, которое не было проведено в [5,6].

### 2. Упругий вклад во взаимодействие слоев

В большинстве известных нам работ, в которых рассматриваются вопросы переключения намагниченности

в системе ферромагнетик–феррит висмута (см., например, [9,12]), последний выступает в качестве массивной подложки. Однако, как отмечалось в [1,13], если мы хотим обеспечить запись каждого бита в отдельности, электрочувствительный слой должен быть индивидуален для каждого бита и иметь размеры нанометрового масштаба в плоскости слоя, а общая подложка (рис. 1) должна быть пассивным элементом. При этом возможны два варианта.

1. Латеральный (параллельный границе раздела) размер электрочувствительного слоя  $\text{BiFeO}_3$  намного меньше его толщины („память на длинной ноге“ [13]). 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  $\text{BiFeO}_3$ , можно считать такими же, как в массивном феррите висмута.

2. Латеральный размер электрочувствительного слоя  $\text{BiFeO}_3$  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  $\text{BiFeO}_3$  не сопровождается изменением деформации данного слоя.

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

2.1. „Память на длинной ноге“. Из литературы [7] известны параметры ячейки феррита висмута в ромбоэдрической антиферромагнитной и кубической параэлектрической фазах (рис. 2). Относительные деформации диагоналей грани (001) ромбоэдрической решетки по сравнению с кубической фазой составляют

$$\varepsilon_{11} = \frac{L_R - L_c}{L_c} = 0.006, \quad (1)$$

$$\varepsilon_{22} = \frac{l_R - l_c}{L_c} = -0.006, \quad (2)$$

где  $L_c$  — диагональ грани куба,  $L_R$  и  $l_R$  — большая и малая диагонали ромба.

Если граница раздела ферромагнетик–феррит висмута соответствует плоскости (001), то магнитоупругое взаимодействие [14] вносит следующий вклад в энергию одноосной анизотропии ферромагнетика:

$$W_{\text{me}} = B_1(\varepsilon_{11} \cos^2 \varphi + \varepsilon_{22} \sin^2 \varphi), \quad (3)$$

где  $\varepsilon_{11}$  и  $\varepsilon_{22}$  — диагональные компоненты тензора деформации,  $B_1$  — магнитоупругий коэффициент,  $\varphi$  — угол между вектором намагниченности и большей диагональю ромба.

Будем предполагать, что ферромагнитный слой аморфный или обладает в отсутствие взаимодействия с ферритом висмута слабой кубической анизотропией.

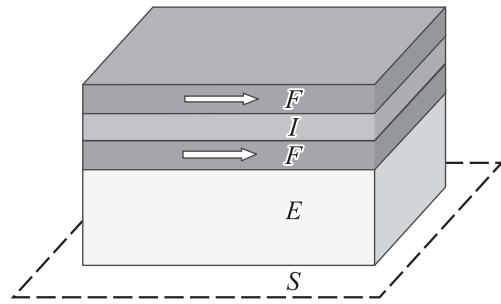


Рис. 1. Магниторезистивная память на основе эффекта туннельного магнетосопротивления с записью электрическим полем.  $F$  — ферромагнитные слои,  $I$  — слой изолятора,  $E$  — электрочувствительный слой,  $S$  — подложка.

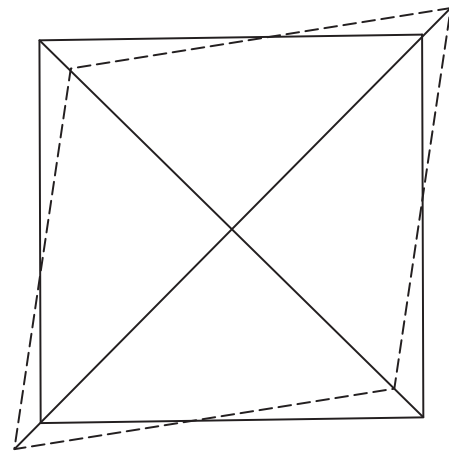


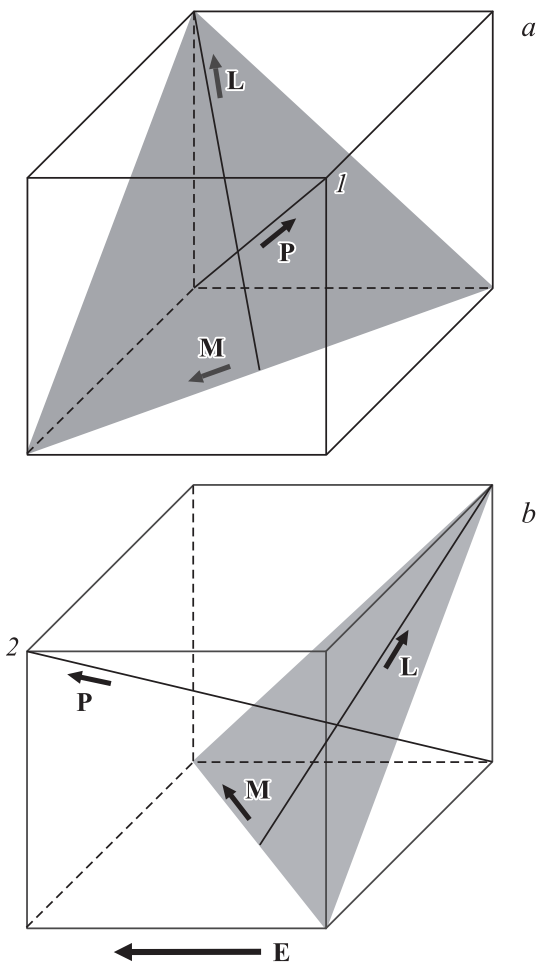
Рис. 2. Грань (001) ячейки феррита висмута в ромбоэдрической антиферромагнитной и кубической параэлектрической фазах. Показаны диагональ грани куба  $L_c$  и большая  $L_R$  и малая  $l_R$  диагонали ромба.

Тогда его одноосная анизотропия появляется только вследствие ромбоэдрических искажений  $\text{BiFeO}_3$ . Кроме того, когда толщина слоя много меньше латерального размера слоев, деформация ферромагнетика однородна по толщине и диктуется деформацией  $\text{BiFeO}_3$ .

Прикладывая к ферриту висмута электрическое поле, направленное параллельно ребру псевдокубической решетки в плоскости слоя, можно переключить его спонтанную поляризацию из положения  $[111]$  псевдокубической решетки в положение  $[\bar{1}11]$  (рис. 3). При этом длинная и короткая диагонали грани в плоскости (001) поменяются местами, что ведет к развороту направления, соответствующего минимуму магнитоупругой энергии, на  $90^\circ$ . Разность магнитоупругих энергий между „тяжелым“ и „легким“ направлениями равна

$$\Delta W_{\text{me}} = |B_1(\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22})|. \quad (4)$$

В случае аморфного ферромагнитного слоя кобальт/железо значение магнитоупругого коэффициента



**Рис. 3.** Ориентация векторов поляризации, антиферромагнетизма и слабо ферромагнитного момента в феррите висмута до (а) и после (б) переключения электрическим полем вектора поляризации из положения 1 в положение 2.

можно оценить как  $-10 \text{ MJ/m}^3$  [15,16]. Подчеркнем, что при  $B_1 < 0$  „легкое“ направление соответствует большей диагонали ромба.

В тонких ( $< 500 \text{ nm}$ ) пленках феррита висмута пространственно-модулированная структура подавляется [17] и реализуется антиферромагнитное упорядочение  $G$ -типа со слабым ферромагнетизмом, обусловленным взаимодействием Дзялошинского–Мория. Магнитные моменты железа лежат в плоскостях типа (111), перпендикулярных направлению спонтанной поляризации. Поэтому намагниченность граничащей с ферромагнетиком плоскости  $\text{BiFeO}_3$  параллельна указанной плоскости и перпендикулярна вектору спонтанной поляризации. В случае феррита висмута на подложке  $\text{SrTiO}_3$  она параллельна короткой диагонали ромба [18]. Таким образом, при  $B_1 < 0$  магнитоупругое и обменное взаимодействия между слоями конкурируют друг с другом, т.е. стремятся сориентировать намагниченность ферромагнетика во взаимно перпендикулярных направлени-

ях. В случае  $B_1 > 0$  они становятся „союзниками“ и ориентируют намагниченность ферромагнетика в одном направлении.

В работе [6] в приближении взаимодействия ближайших соседей для локализованных спинов автором было проведено численное моделирование магнитной структуры компенсированной границы раздела ферромагнетик-мультиферроик. Найдены искажения магнитных параметров порядка, убывающие по мере удаления от границы раздела. Проведена оценка вкладов обменного гейзенберговского взаимодействия, одноионной анизотропии и антисимметричного обмена Дзялошинского–Мория в энергию межслойного взаимодействия магнитных параметров порядка, которая показала, что основной вклад (99%) обусловлен гейзенберговским обменным взаимодействием.

Энергия взаимодействия магнитных параметров порядка определялась как разность энергий взаимодействующих и не взаимодействующих слоев. Рассчитанный угол скоса подрешеток  $\text{BiFeO}_3$  в атомной плоскости, граничащей с ферромагнетиком,  $\chi_1 = 49^\circ$  намного превосходит объемное значение  $0.5^\circ$ , обусловленное взаимодействием Дзялошинского–Мория.

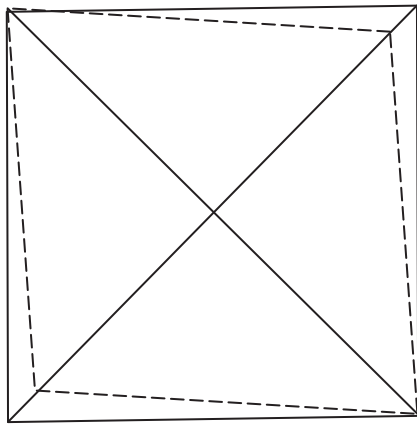
Полная энергия взаимодействия слоев (без учета магнитоупругого взаимодействия) в расчете на площадь одной ячейки на границе раздела  $S_{\text{cell}}$  равна  $W_{\text{int}} = -1.1 \cdot 10^{-21} \text{ J}$  [6].

Отношение магнитоупругой энергии (4) к энергии взаимодействия для толщины ферромагнитного слоя  $d_f = 2 \text{ nm}$  составляет

$$\frac{\Delta W_{\text{me}} d_f S_{\text{cell}}}{W_{\text{int}}} = 0.03. \quad (5)$$

**2.2. Тонкий слой  $\text{BiFeO}_3$ .** В этом случае постоянные деформации, вызванные подложкой, вследствие магнитоупругого взаимодействия создают только одно „легкое“ направление и препятствуют переключению намагниченности ферромагнитного слоя. Эксперименты по переключению намагниченности электрическим полем [19–21] свидетельствуют о том, что это влияние несущественно, поскольку переориентация намагниченности ферромагнитного слоя достигается даже в случае тонкого слоя  $\text{BiFeO}_3$ . Оценим относительный вклад магнитоупругого взаимодействия в энергию взаимодействия слоев.

Несовпадение кубических решеток  $\text{BiFeO}_3$  и  $\text{SrTiO}_3$  составляет 1.54% и, согласно [18], приводит к сжатию пленки  $\text{BiFeO}_3$  вдоль одной из диагоналей грани кубической решетки. По результатам эксперимента [18] элементарная ячейка кристалла  $\text{BiFeO}_3$  на подложке  $\text{SrTiO}_3$  (001) относится к триклинной сингонии. Сжатие пленки  $\text{BiFeO}_3$  приводит к изменению длины ребра элементарной ячейки в плоскости (001), а также к понижению уровня симметрии, связанному с потерей прямых углов (рис. 4). Относительные деформации диагоналей грани (001) триклинной решетки по сравнению



**Рис. 4.** Грань (001) триклинной ячейки феррита висмута на подложке  $\text{SrTiO}_3$  (001). Показаны малая диагональ ромба  $L_T$  и диагональ грани куба  $L_c$ .

с кубической фазой составляют

$$\varepsilon_{22} = 0, \tag{6}$$

$$\varepsilon_{11} = \frac{L_T - L_c}{L_c} = -0.028, \tag{7}$$

где  $L_T$  — малая диагональ ромба,  $L_c$  — диагональ грани куба.

Изменение магнитоупругой энергии при развороте намагниченности на  $90^\circ$  определяется формулой (4). Отношение магнитоупругой энергии к  $W_{\text{int}}$  составляет для  $d_f = 2 \text{ nm}$  величину

$$\frac{\Delta W_{\text{me}} d_f S_{\text{cell}}}{W_{\text{int}}} = 0.08. \tag{8}$$

Таким образом, в обоих предельных случаях магнитоупругий вклад в энергию взаимодействия слоев не является определяющим, поэтому нет необходимости в создании толстого слоя феррита висмута.

### 3. Оценка минимального латерального размера бита

Существует принципиальное ограничение на размер бита, связанное с наличием суперпарамагнитного предела: величина энергетического барьера между двумя состояниями, используемыми для записи „нуля“ и „единицы“, должна превосходить  $70k_B T \sim 2 \text{ eV}$  ( $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура). Данное ограничение определяет перспективность создания магниторезистивной памяти на основе того или иного принципа, поскольку от него напрямую зависит возможность дальнейшей миниатюризации и увеличения плотности записи информации.

Величина полной энергии взаимодействия слоев превосходит  $70k_B T$  при количестве ячеек

$$N > 270 \tag{9}$$

Отсюда получаем оценку для латерального размера устройства

$$L_{\text{min}} = \sqrt{NS_{\text{cell}}} = 7 \text{ nm}. \tag{10}$$

Таким образом, MERAM на основе обменного взаимодействия между слоем ферромагнетика и компенсированным срезом  $\text{BiFeO}_3$  имеет большие перспективы для дальнейшей миниатюризации, чем память с использованием упругого взаимодействия слоев.

### 4. Заключение

Вклад магнитоупругого взаимодействия в энергию межслойного взаимодействия в системе ферромагнетик–мультиферроик  $\text{BiFeO}_3$  составляет менее 10% от обменного вклада. Другими словами, перемагничивание слоя ферромагнетика определяется обменным взаимодействием. Электрическое поле приводит к развороту вектора поляризации и связанного с ним вектора антиферромагнетизма в слое мультиферроика, что в свою очередь приводит к развороту намагниченности ферромагнитного слоя на  $90^\circ$  за счет обменного взаимодействия на границе раздела ферромагнетик–мультиферроик, обусловленного спин-флор-ориентацией магнитных параметров порядка.

Значение минимального латерального размера устройства MERAM на основе обменного взаимодействия в системе ферромагнетик–мультиферроик составляет всего 7 nm, что позволяет отнести создание такой памяти к одному из наиболее перспективных путей развития систем хранения информации.

### Список литературы

- [1] А.И. Морозов. ФТТ **56**, 833 (2014).
- [2] R. Thomas, J.S. Scott, D.N. Bose, R.S. Katiyar. J. Phys.: Cond. Matter. **22**, 423 201 (2010).
- [3] M. Buzzi, R.V. Chopdekar, J.L. Hockel, A. Bur, T. Wu, N. Pilet, P. Warnicke, G.P. Carman, L.J. Heyderman, F. Nolting. Phys. Rev. Lett. **111**, 027 204 (2013).
- [4] J. Ma, J. Hu, Z. Li, C.-W. Nan. Adv. Mater. **23**, 1062 (2011).
- [5] Д.Л. Винокуров, А.И. Морозов. ФТТ **55**, 2135 (2013).
- [6] Д.Л. Винокуров. Нано- и микросистемная техника **4**, 34 (2014).
- [7] G. Catalan, J.F. Scott. Adv. Mater. **21**, 2463 (2009).
- [8] G. Lawes, G. Srinivasan. J. Phys. D **44**, 243 001 (2011).
- [9] 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).
- [10] N.C. Koon. Phys. Rev. Lett. **78**, 4865 (1997).
- [11] А.И. Морозов. ФТТ **45**, 1847 (2003).
- [12] J.T. Heron, D.G. Schlom, R. Ramesh. Appl. Phys. Rev. **1**, 021 303 (2014).
- [13] A.I. Morosov, A.S. Sigov. J. Appl. Phys. **115**, 223 909 (2014).
- [14] A.E.H. Love. A treatise on the mathematical theory of elasticity. 4th ed. Dover Publ., N.Y., (1944). 672 p.
- [15] J. Hu, Z. Li, J. Wang, C.-W. Nan. J. Appl. Phys. **107**, 093 912 (2010).

- [16] Z. Tian, D. Sander, J. Kirschner. *Phys. Rev. B* **79**, 024432 (2009).
- [17] F. Bai, J. Wang, M. Wutting, J.F. Li, N. Wang, A.P. Pyatakov, A.K. Zvezdin, L.E. Cross, D. Viehland. *Appl. Phys. Lett.* **86**, 032511 (2005).
- [18] 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**, 134406 (2010).
- [19] 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).
- [20] 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**, 217202 (2011).
- [21] S.M. Wu, S.A. Cybart, D. Yi, J.M. Parker, R. Ramesh, R.C. Dynes. *Phys. Rev. Lett.* **110**, 067202 (2013).