

УДК 537.621:537.624

БАЛЛИСТИЧЕСКИЙ ПЕРЕНОС СПИНОВОГО МОМЕНТА В МУЛЬТИФЕРРОИДНОМ ТУННЕЛЬНОМ ПЕРЕХОДЕ

Г. Д. Демин¹, А. Ф. Попков^{1,2}, А. К. Звездин³, А. А. Книжник⁴

В работе проводится анализ полевой зависимости критических значений напряжения переключения магнитных состояний синтетической мультиферроидной структуры на основе бифуркационного анализа уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта с вращательными моментами, обусловленными туннельным переносом спина с учетом вольтовой зависимости переносимых спиновых моментов при вариации величины и направления электрической поляризации. Вольтовые зависимости переносимых моментов определяются на основе модели свободных электронов с учетом обменного расщепления энергетических подзон электронов в магнитных берегах и эффекта изменения высоты туннельного барьера при вариации величины и состояния поляризации.

Ключевые слова: мультиферроидный туннельный переход, спиновый вращательный момент, фазовая диаграмма, пороговое напряжение.

Туннельные магнитные структуры привлекают исследователей в связи с перспективой создания энергонезависимой памяти, перепрограммируемой логики, и других устройств спинтроники. Одним из привлекательных направлений развития элементов энергонезависимой магнитной памяти является применение мультиферроиков в спиновом диоде, позволяющих увеличить число логических состояний в элементарной ячейке от четырех до восьми бит. В качестве перспективного направления рассматриваются синтетические мультиферроики, представляющие собой гетероструктуру с двумя проводящими магнитными слоями и диэлектрической прослойкой ферроэлектрика [1–5].

¹ МИЭТ, 124498 Россия, Москва, Зеленоград, площадь Шокина, 1; e-mail: gddemin@gmail.com.

² Московский физико-технический институт (МФТИ), 141700 Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: afropkov@inbox.ru.

³ ИОФ РАН, 119991 Россия, Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: zvezdin@gmail.com.

⁴ Кинтех Лаб, 123298 Россия, Москва, 3-я Хорошевская ул., 12, e-mail: knizhnik@kintechlab.com.

Электросопротивление в такой туннельной структуре может принимать четыре различных значения в зависимости от ее электрического и магнитного состояния. Для практической реализации контролируемых электрическим напряжением спинтронных устройств важно понимать зависимость условий стабильности и изменения равновесных состояний структуры от магнитных и электрических параметров. Для спиновых диодов с мультиферроидной туннельной структурой этот вопрос исследован недостаточно.

В настоящей работе в приближении почти свободных электронов аналогично [6, 7] рассматривается процесс баллистического переноса спинового момента (СМ) в мультиферроидном [4, 5] туннельном переходе (МФТП) с неколлинеарной ориентацией намагниченностей в полубесконечных ферромагнитных (ФМ) берегах с тонкой ферроэлектрической (ФЭ) прослойкой. Пример потенциальной диаграммы туннельного перехода в случае положительного напряжения $V > 0$ показан на рис. 1.

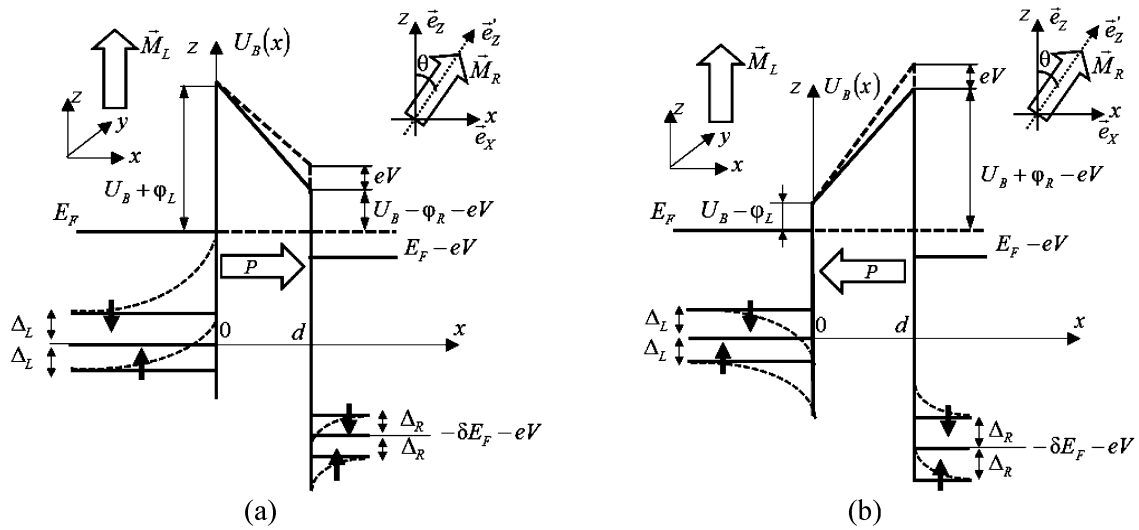


Рис. 1: Потенциальная функция туннельного барьера в МФТП $U_{\sigma_P}^{\sigma_L \sigma_R}(x)$ при $V > 0$ для двух различающихся спиновых состояний в электродах $\sigma_{L(R)} = \uparrow, \downarrow$ ($\theta = 0, \pi$) при направлении поляризации ФЭ туннельного слоя (а) вправо ($\sigma_P = \rightarrow$) и (б) влево ($\sigma_P = \leftarrow$) перпендикулярно слоям структуры, где θ – угол между намагниченностями \vec{M}_L и \vec{M}_R .

При построении потенциального барьера нами используется модель Томаса–Ферми, в которой учитывается эффект спин-зависимого экранирования встроенного ФЭ заряда на интерфейсах слоев [3]. В рамках указанной модели для распределения потенциала

МФТП можно получить следующее выражение

$$U_{\sigma_P}^{\sigma_L \sigma_R}(x) = \begin{cases} -\sigma_L \cdot \Delta_L, & x \leq 0 \\ E_F + U_B - eV \frac{x}{d} + \sigma_P \cdot e \cdot \frac{\sigma_S}{\epsilon_0} \left(\delta_{SR} \frac{x}{d} - \delta_{SL} \left(1 - \frac{x}{d} \right) \right), & 0 < x < d, \\ -\sigma_R \cdot \Delta_R - \delta E_F - eV, & x \geq d, \end{cases} \quad (1)$$

где $\delta E_F = E_{FR} - E_{FL}$ – разница уровней Ферми E_{FL} и E_{FR} в левом и правом ФМ электроде, где индексы $i = L, B, R$ означают соответственно слои левого электрода, туннельного барьера и правого электрода, e – заряд электрона, $E_F = E_{FL}$ – общий уровень Ферми для всей системы, U_B – высота ФЭ барьера, d – толщина ФЭ барьера, $\sigma_S = P_0 d / (\epsilon_r (\delta_{SL} + \delta_{SB}) + d)$ – поверхностная плотность экранирующего заряда, $|P| = P_0$ – спонтанная поляризация ФЭ барьера, ϵ_r – относительная диэлектрическая проницаемость ФЭ барьера, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, $\Delta_{(L)R}$ – величина спинового расщепления в левом (L) и правом (R) ФМ электроде, $\delta_{SL(R)}$ – длина экранирования поверхностного заряда в ФМ электродах. При этом $\sigma_p = \pm 1$ соответствует направлению поляризации $\sigma_P = \rightarrow, \leftarrow$ в ФЭ слое, а величина $\sigma_{L(R)} = \pm 1$ отвечает за направление спина $\sigma_{L(R)} = \uparrow, \downarrow$ в ФМ электродах. В рассматриваемой нами модели пренебрегается влиянием пространственных хвостов спада потенциала туннельного барьера в металлических электродах, что справедливо при $k_{FL(R)} \sigma_{SL(R)} \ll 1$, где $k_{FL(R)}$ – волновое число электрона на уровне Ферми в соответствующем электроде. При этом, однако, при одинаковом знаке напряжения V для различного направления поляризации ФЭ пространственное изменение потенциала $U_{\sigma_P}^{\sigma_L \sigma_R}(x)$ в барьере существенно различается. Это приводит к сильной поляризационной зависимости сопротивления и переносимого СМ в спиновом диоде.

Расчёт компонент переносимого СМ проводится на основе интегрирования квантово-механических выражений для спиновых потоков. Волновые функции для туннелирующих электронов находятся путем решения уравнения Шрёдингера для потенциального профиля $U_{\sigma_P}^{\sigma_L \sigma_R}(x)$ с учетом сшивки спинорных волновых функций $\Psi_{i\sigma_0}^{\sigma_P}(x)$ для заданной поляризации спинов $\sigma_0 = \uparrow, \downarrow$ на границе слоев.

Устойчивость магнитных состояний МФТП исследуется путем линеаризации обобщенного уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта–Слончевского–Берже (ЛЛГСБ) с учетом полученных вольтовых зависимостей переносимых СМ для заданной величины и направления электрической поляризации:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma \left[\vec{m} \cdot \mu_0 \vec{H}_{\text{eff}} \right] + \alpha \left[\vec{m} \cdot \frac{d\vec{m}}{dt} \right] - \gamma \alpha_{\parallel}^V [\vec{m} \cdot \vec{m} \cdot \vec{m}_P] + \gamma \alpha_{\perp}^V [\vec{m} \cdot \vec{m}_P], \quad (2)$$

где \vec{m}_P и \vec{m} – единичные векторы намагниченностей поляризующего $\vec{M}_P = \vec{M}_L$ и $\vec{M} = \vec{M}_R$ свободного ФМ слоя, $\vec{H}_{\text{eff}} = \vec{H}_K + \vec{H}_a + \vec{H}_d$ – эффективное магнитное поле, включающее в себя внешнее магнитное поле, поле магнитной анизотропии и поле размагничивания, γ – магнитомеханическое отношение, $a_{\parallel(\perp)}^V = T_{\parallel(\perp)}(V)/M_S d_f \sin \theta$, θ – угол между \vec{m} и \vec{m}_P , M_S – намагниченность насыщения, d_f – толщина свободного ФМ слоя, $T_{\parallel(\perp)} = T_{\parallel(\perp)}(V)$ – амплитуды плоскостной (перпендикулярной) компоненты СМ.

На рис. 2 показаны рассчитанные нами вольтовые зависимости СМ для структуры Fe-BaTiO₃-Fe с параметрами $E_{FL(R)} = 2.62$ эВ, $\Delta_{L(R)} = 1.96$ эВ, $\delta_{L(R)} = 1.07$ эВ, $U_B = 0.5$ эВ, $\varepsilon_r = 90$, $d = 1$ нм. Изменение вольтовой зависимости параллельной T_{\parallel} и перпендикулярной T_{\perp} составляющих СМ обусловлено искажением ФЭ барьера при изменении поляризации.

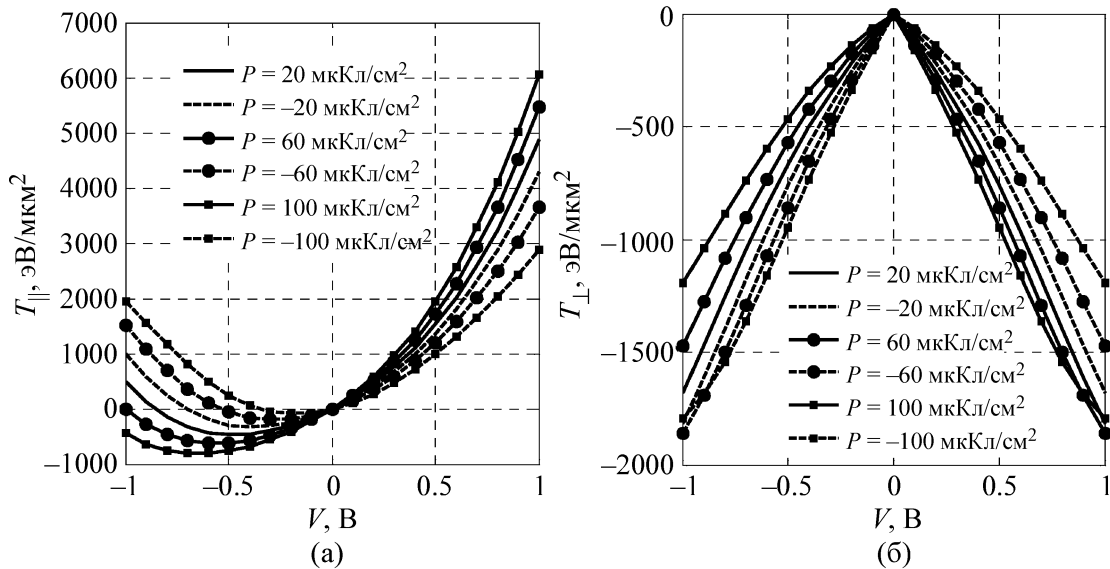


Рис. 2: Вольтовая зависимость СВМ (а) T_{\parallel} и (б) T_{\perp} для структуры Fe-BaTiO₃-Fe.

Передача СМ может вызывать переключение спиновых состояний мультиферроидной структуры. В результате анализа устойчивости спиновых состояний на основе линеаризованных уравнений ЛЛГСБ нами рассчитана фазовая диаграмма переключения магнитных состояний МФТП для гетероструктуры Fe-BaTiO₃-Fe на плоскости “магнитное поле – электрическое напряжение”, которая представлена на рис. 3. Расчет проведен для плоскостной геометрии намагничивания магнитных слоев при толщине свободного ФМ $d_f = 2$ нм, намагниченности насыщения $\mu_0 M_S = 1T$ и базисной анизотропии $H_K = 40$ кА/м. Из представленных на рис. 3 диаграмм следует, что с возрастанием величины поляризации P пороговое напряжение переключения падает для $\sigma_P = \rightarrow$ и

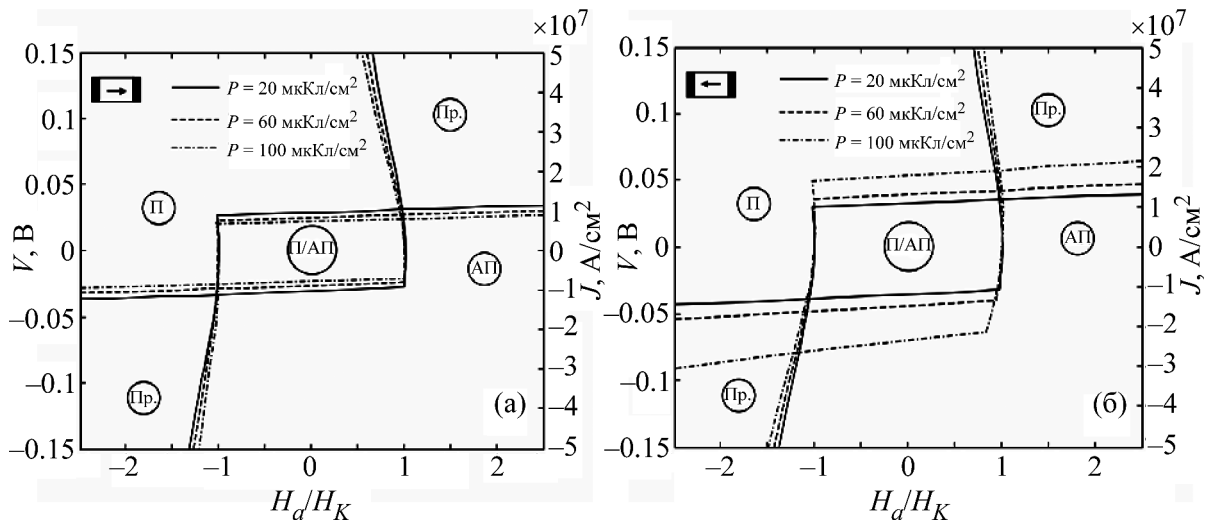


Рис. 3: Фазовая диаграмма переключения магнитных состояний туннельной структуры $Fe-VaTiO_3-Fe$ для двух направлений электрической поляризации туннельного слоя (а) $\sigma_P = \rightarrow$ и (б) $\sigma_P = \leftarrow$. П – параллельное спиновое состояние поляризующего и свободного магнитных слоев, АП – антипараллельное состояние намагниченностей берегов, П/АП – бистабильное состояние диода, Пр. – состояние прецессии свободного ФМ слоя.

возрастает для $\sigma_P = \leftarrow$. При этом с ростом поляризации происходит сужение области прецессии. Заметна асимметрия влияния поляризации, на изменение порогов переключения для двух геометрий направления поляризации в гетероструктуре: для $\sigma_P = \rightarrow$ изменение значительно слабее, чем для состояния $\sigma_P = \leftarrow$. Это обусловлено особенностями вольтовой зависимости СМ для этих двух состояний. Указанные особенности необходимо учитывать при использовании мультиферроидных спиновых диодов для разработки информационных устройств.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства образования и науки Российской Федерации контракт № 14.576.21.0023 (id RFMEFI57614X0023).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] A. Chanthbouala et al., Nature Nanotechnology **7**, 101 (2012).
- [2] J. P. Velev et al., Nano Lett. **9**(1), 427 (2009).
- [3] M. Y. Zhuravlev et al., Phys. Rev. B **81**, 104419 (2010).

- [4] А. П. Пятаков, А. К. Звездин, УФН **182**(6), 593 (2012).
- [5] А. К. Звездин, А. С. Логгинов, Г. А. Мешков, А. П. Пятаков, Изв. РАН, Сер. Физическая, **71**(11), 1604 (2007).
- [6] M. Wilczyński, J. Barnaś, and R. Świrakowicz, Phys. Rev. B **77**, 054434 (2008).
- [7] A. Useinov, M. Chshiev, and A. Manchon, Phys. Rev. B **91**, 064412 (2015).

Поступила в редакцию 7 октября 2015 г.