

01;05;06

Колебания туннельного магнитосопротивления в структуре ферромагнетик—диэлектрик—ферромагнетик

© А.С. Панфиленок, А.Л. Данилюк, В.Е. Борисенко

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
220013 Минск, Белоруссия
e-mail: panfilenok@nano.bsuir.edu.by

(Поступило в Редакцию 28 мая 2007 г.)

Разработана модель спин-зависимого транспорта электронов в структуре ферромагнетик—диэлектрик—ферромагнетик, учитывающая потенциальный рельеф, приложенное напряжение, силы изображения, рассеяние на потенциальном рельефе. Показано, что осцилляции туннельного магнитосопротивления (*TMR*) объясняются немонотонной зависимостью коэффициентов прохождения от энергии и их расщеплением в молекулярном поле ферромагнетика. Обнаружены условия, при которых значение *TMR* практически не зависит от рассеяния на границах структуры.

PACS: 72.10.-d, 72.25.Mk, 73.43.Qt

Введение

Наноструктуры, содержащие ферромагнитные пленки, представляют значительный интерес для использования в качестве спиновых фильтров [1], источников спин-поляризованных электронов [2–8]. Основной характеристикой указанных структур является туннельное магнитосопротивление (*TMR*).

Имеющиеся модели позволяют рассчитать величину магнитосопротивления в зависимости от прикладываемого напряжения, параметров потенциального барьера, сил изображения и эффективной массы электрона [9–17]. Однако они не всегда корректно описывают наблюдаемые в экспериментах резкие уменьшения и отрицательные значения *TMR* с ростом напряжения, а также появление осцилляций [17], и их приемлемая физическая интерпретация отсутствует [3,4].

Граница раздела между металлом и диэлектриком вносит существенный вклад в туннельные процессы. Существует множество граничных факторов, которые оказывают влияние на спин-зависимое прохождение электронов через потенциальный барьер: наличие примесей и образование химических соединений практически всегда приводит к уменьшению высоты потенциального барьера диэлектрика; существенное влияние оказывает наличие неоднородности и шероховатости границы. Формируемые диэлектрические пленки имеют толщину в несколько нанометров. Контролировать планарность получаемых границ в этом случае крайне тяжело. Образующиеся „впадины“ и „бугры“ помимо дополнительного стягивания примесей смещают потенциал границы от равновесного положения, что приводит к электростатическим флуктуациям электрического поля и плотности заряда [18].

В ряде работ изучалось влияние на *TMR* *s*–*d*-рассеяния на границе раздела между ферромагнетиком и диэлектриком. Степень спиновой поляризации тока при этом в основном определяется рассеянием локализованных *d*-электронов в *s*-зону и последующим

туннелированием сквозь диэлектрик [19–21]. Однако до сих пор малоизученным остается влияние рассеяния на потенциальном рельефе на осцилляции *TMR*.

Целью данной работы является теоретическое исследование влияния рассеяния на потенциальном рельефе на осцилляции *TMR* наноструктуры ферромагнетик—диэлектрик—ферромагнетик (ФДФ).

Модель

В основе проведенного моделирования лежит уравнение Шредингера для свободных электронов. Зонная структура ферромагнетиков аппроксимировалась параболой для каждой спиновой компоненты. Для электронов, изготовленных из ферромагнитных металлов, туннельный ток определяется в основном свободными электронами *d*-зоны [22]. Блоховские состояния других зон имеют неподходящую симметрию для эффективной связи через границу раздела ферромагнетик—диэлектрик, а также быстро затухают в потенциальном барьере [23,24]. Разность энергий между дном двух зон отражает степень спиновой поляризации ферромагнетика и количественно описывается величиной молекулярного поля h_0 [10–14].

В модели учитывается влияние поперечного движения электрона, прикладываемого напряжения, эффективной массы туннелирующего электрона в барьере, высоты и толщины потенциального барьера, силы изображения и рассеяния на потенциальном рельефе.

При приложении к структуре внешнего напряжения проходящий через нее ток состоит из двух независимых компонент: первая обусловлена электронами спин-вверх, а вторая — спин-вниз. В отсутствие рассеяния по спину смещения между ними не происходит. При параллельной намагниченности электродов электрон с ориентацией спин-вверх из эмиттера туннелирует в подзону коллектора, где электроны также поляризованы спин-вверх. При антипараллельной намагниченности электродов туннелирование электронов из эмиттера с ориентацией спин-вверх в подзону коллектора с ориентацией

спин-вверх затруднено. При параллельной намагниченности ферромагнетиков структура ФДФ будет обладать одним сопротивлением, R_p , а при антипараллельной — другим, R_{ap} [9,22]. Разность сопротивлений структуры ФДФ R_p и R_{ap} определяет величину TMR :

$$TMR = (R_{ap} - R_p)/R_{ap}. \quad (1)$$

Состояние электрона опишем волновой функцией

$$\Phi_\sigma = \psi_\sigma(z) e^{ik_\parallel \rho}, \quad (2)$$

где $\psi_\sigma(z)$ — продольная волновая функция (вдоль z -направления), k_\parallel — поперечный волновой вектор в плоскости $x-y$, $\rho = (x, y)$ — координата в плоскости барьера; σ — индекс спина электрона (\uparrow или \downarrow). При туннелировании электрона через потенциальный барьер поперечная составляющая энергии остается неизменной, что позволяет зафиксировать k_\parallel .

Для проведения расчетов область барьера толщиной a и n слоев, для каждого из которых решается одно-электронное стационарное уравнение Шредингера для продольных волновых функций $\psi_\sigma(z)$, которое в i -й области имеет вид

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_{i\sigma}^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\hbar^2 k_\parallel^2}{2m_{i\sigma}^*} + U_0 - h_{0i} \sigma_i - eV_i - e\varphi_i + eF_j(z) + eV_S \delta(z - z_1)(z - z_2) \right] \psi_\sigma(z) = E \psi_\sigma(z), \quad (3)$$

где \hbar — постоянная Планка; e — заряд электрона; $m_{i\sigma}^*$ — эффективная масса электрона в i -й области; U_0 — высота потенциального барьера; V_i — внешнее электрическое поле в i -й области; $h_{0i} \sigma_i$ — внутренняя обменная энергия, h_{0i} — молекулярное поле, σ_i — матрица Паули (берется вдоль оси намагниченности i -й области); V_S — потенциал рассеяния, $z_1 z_2$ — положения левой и правой границ ферромагнетик–диэлектрик, φ_i — потенциал силы изображения в i -й области; E — полная энергия электрона. Молекулярное поле внутри диэлектрика равно нулю $h_0 = 0$. Эффективная масса электрона в каждом слое изотропна и для электрона в ферромагнетике и диэлектрике различна.

Волновая функция $\psi_\sigma(z)$ в i -й области представляет собой комбинацию двух плоских волн, соответствующих свободному движению электрона в противоположных направлениях. В области эмиттера имеются падающая и отражающая волны, а в коллекторе — только прошедшая. Волновые вектора в эмиттере, коллекторе и барьере определяются следующим образом:

$$k_{em} = \frac{\sqrt{2m_{em}^* (E_z \pm \frac{\hbar_0}{2})}}{\hbar}, \quad k_{col} = \frac{\sqrt{2m_{col}^* (E_z \pm \frac{\hbar_0}{2} + eV)}}{\hbar},$$

$$k_i = \frac{\sqrt{2m_d^* (E_z - U_0 + \frac{i}{n} eV - eV_S \delta(z - z_1)(z - z_2) + e\varphi_i \frac{n^2}{i(n-i+1)} - (1 - \frac{m_d^*}{m_{em}^*}) E_\parallel)}}{\hbar}, \quad (4)$$

$i = 1, 2, \dots, n$.

Здесь m_{em}^* , m_{col}^* , m_d^* — эффективные массы электрона в эмиттере, коллекторе и диэлектрике соответственно; E_z , E_\parallel — продольная и поперечная составляющие энергии электрона; V — прикладываемое к структуре напряжение. Четвертый член в выражении для волнового вектора в барьере описывает влияние сил изображения. Член $(1 - m_d^*/m_{em}^*) E_\parallel$ отражает вклад поперечной составляющей энергии вследствие „разрыва“ эффективной массы электрона на границе ферромагнетик–диэлектрик. На всех границах областей накладываются условия непрерывности волновых функций $\psi_\sigma(z)$ и их первых производных $\psi'_\sigma(z)/m^*$.

Волновые функции в i -й области записываем соответственно: $\psi_i = A_i e^{ik_i z} + B_i e^{-ik_i z}$. После подстановки волновых функций в условия непрерывности и преобразований получим

$$\begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix} = t_i \begin{pmatrix} A_{i+1} \\ B_{i+1} \end{pmatrix},$$

где матрица

$$t_i = \begin{pmatrix} e^{ik_i z_i} + e^{-ik_i z_i} \\ \frac{ik_i}{m_i^*} e^{ik_i z_i} - \frac{ik_i}{m_i^*} e^{-ik_i z_i} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} e^{ik_{i+1} z_i} + e^{-ik_{i+1} z_i} \\ \frac{ik_{i+1}}{m_{i+1}^*} e^{ik_{i+1} z_i} - \frac{ik_{i+1}}{m_{i+1}^*} e^{-ik_{i+1} z_i} \end{pmatrix}.$$

Здесь k_i и m_i^* — волновой вектор и эффективная масса i -й области барьера соответственно, z_i — координата раздела i -й и $(i+1)$ -й областей барьера. Принимая, что $A = 1$ (падающая волна), $F = 0$ (в коллекторе присутствует только прошедшая волна), получим для первого и последнего слоев

$$\begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \left(\prod_i t_i \right) \begin{pmatrix} E \\ F \end{pmatrix},$$

тогда коэффициент прохождения $T = |E|^2$ опредем в виде

$$T = \frac{k_{col} m_{em}^*}{k_{em} m_{col}^* |t_{11}|^2},$$

где t_{11} — элемент трансферной матрицы $(\prod_i t_i)$.

Коэффициенты прохождения для спин-вверх и спин-вниз компонент параллельной (p) и антипараллельной (ap) намагниченности рассчитываются по вышеприведенной схеме

$$T_{p\uparrow} = \frac{k_{\uparrow col} m_{em}^*}{k_{\uparrow em} m_{col}^* |t_{11}|^2}, \quad T_{p\downarrow} = \frac{k_{\downarrow col} m_{em}^*}{k_{\downarrow em} m_{col}^* |t_{11}|^2},$$

$$T_{ap\uparrow} = \frac{k_{\downarrow col} m_{em}^*}{k_{\uparrow em} m_{col}^* |t_{11}|^2}, \quad T_{ap\downarrow} = \frac{k_{\uparrow col} m_{em}^*}{k_{\downarrow em} m_{col}^* |t_{11}|^2}. \quad (5)$$

Аналогичным образом получены выражения и для коэффициентов отражения R .

Результатом расчетов коэффициентов прохождения являются зависимости $T_{p\sigma}(E_z, E_\parallel)$ и $T_{ap\sigma}(E_z, E_\parallel)$. Для расчета вольт-амперной характеристики (ВАХ) наноструктуры проводим суммирование вероятностей туннелирования по распределению электронов в эмиттере с помощью формулы Тсу–Исаки.

Параметры структуры Fe/Al₂O₃Fe

Параметр	Величина	Источник
Высота потенциального барьера, eV	2.0–2.5	[18]
Ширина потенциального барьера, nm	1–5	
Эффективная масса спин-вверх электрона, m_0	1.27	[18]
Эффективная масса спин-вниз электрона, m_0	1.36	[18]
Эффективная масса в барьере, m_0	0.4	[17]
Молекулярное поле, eV	1.9	[16,18]
Потенциал рассеяния, eV	0–0.2	

Суммирование проводится по двум независимым спиновым компонентам. В пределе, когда температура стремится к нулю, выражение Тсу–Исаки преобразуется к виду [25]:

$$I = \frac{2\pi e}{\hbar^3} m_{f\sigma}^* \left(\int_{E_F - eV}^{E_F} \int_0^{E_F - E_z} T(E_z, E_{\parallel}) dE_{\parallel} dE_z + \int_0^{E_F - eV} \int_{E_F - E_z - eV}^{E_F - E_z} T(E_z, E_{\parallel}) dE_{\parallel} dE_z \right), \quad (7)$$

где E_F — энергия Ферми, I — туннельный ток. Первое слагаемое отражает вклад в ток электронов с продольной энергией от $E_F - eV$ до E_F . Второе слагаемое показывает, что туннелирующий электрон может иметь продольную энергию меньше $E_F - eV$, однако с учетом поперечной составляющей суммарной энергии может оказаться достаточно для туннелирования при заданном напряжении $E_z + E_{\parallel} > E_F - eV$.

Знак ток, который проходит через структуру, определяем TMR в соответствии с (1):

$$TMR = \frac{R_{ap} - R_p}{R_{ap}} = \frac{I_p - I_{ap}}{I_p}. \quad (8)$$

Численные расчеты выполнены на примере наноструктуры Fe–Al₂O₃–Fe. Используемые при этом параметры приведены в таблице.

Результаты расчетов

На рис. 1 показаны зависимости TMR от внешнего напряжения смещения при толщине потенциального барьера 1.5–5 nm без учета рассеяния. В области малых внешних напряжений (0.25–0.3 V) при минимальной толщине барьера величина TMR положительна и стремится к своему максимальному значению. С ростом внешнего смещения TMR понижается до своего минимального значения, после чего наблюдаются его затухающие осцилляции. С ростом толщины потенциального барьера амплитуда осцилляций TMR уменьшается, происходят также уменьшение их периода и изменение

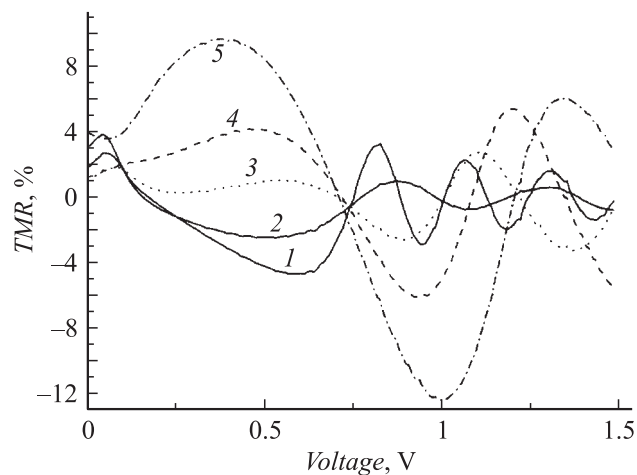


Рис. 1. Зависимость TMR от внешнего напряжения смещения для различной толщины потенциального барьера: 5 (1), 3.5 (2), 2.5 (3), 2 (4), 1.5 nm (5).

фазы. Отметим, что на зависимости TMR от внешнего смещения при различных толщинах диэлектрика наблюдается одна характерная узловая точка в области потенциала 0.75 V (рис. 1).

На рис. 2 показаны зависимости TMR от внешнего напряжения смещения для значений потенциалов рассеяния 0, 0.1, 0.2 eV на границе эмиттер–диэлектрик. Их характерной особенностью является наличие узловых точек, в которых значение TMR остается постоянным при любых значениях потенциала рассеяния. При высоком значении потенциала рассеяния имеет место также сдвиг фазы осцилляций на π (ее „переворот“) и рост амплитуды осцилляций.

На рис. 3 показаны зависимости TMR от внешнего напряжения смещения для потенциалов рассеяния 0–0.2 eV на границе диэлектрик–коллектор. При малых значениях прикладываемого напряжения смещения

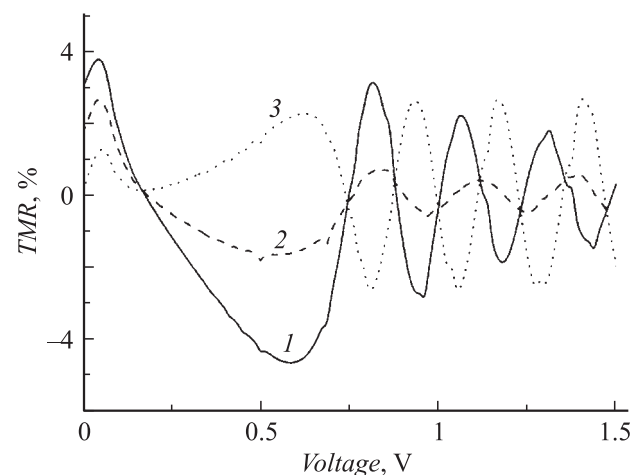


Рис. 2. Зависимость TMR от внешнего напряжения смещения при различной величине потенциала рассеяния на границе эмиттер–диэлектрик при $a = 5$ nm: 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 0.2 eV.

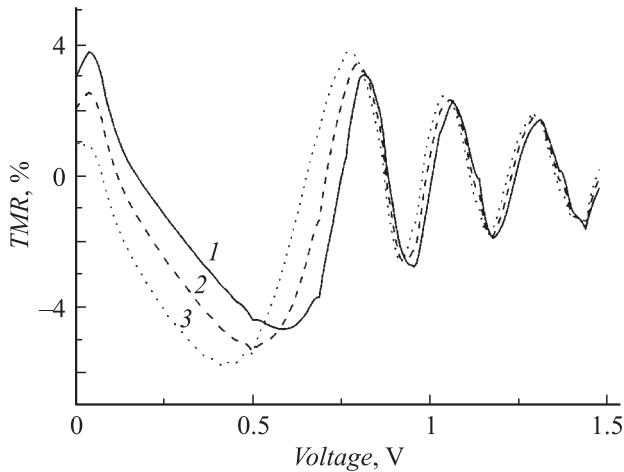


Рис. 3. Зависимость TMR от внешнего напряжения смещения при различной величине потенциала рассеяния на границе диэлектрик–коллектор при $a = 5$ nm: 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 0.2 eV.

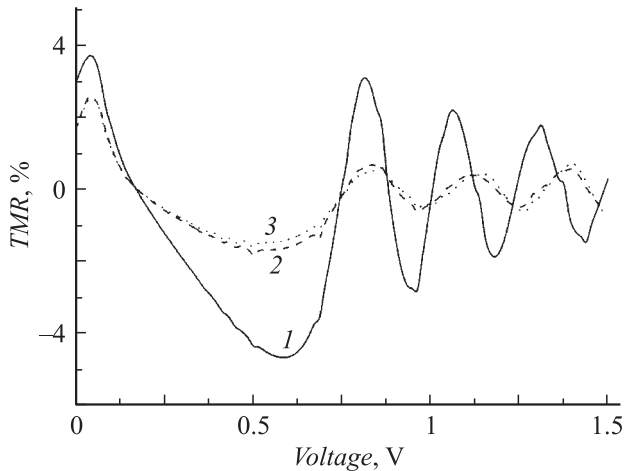


Рис. 4. Зависимость TMR от внешнего смещения для различной глубины рассеяния на границе эмиттер–диэлектрик: 1 — 0, 2 — 0.25, 3 — 0.5 eV.

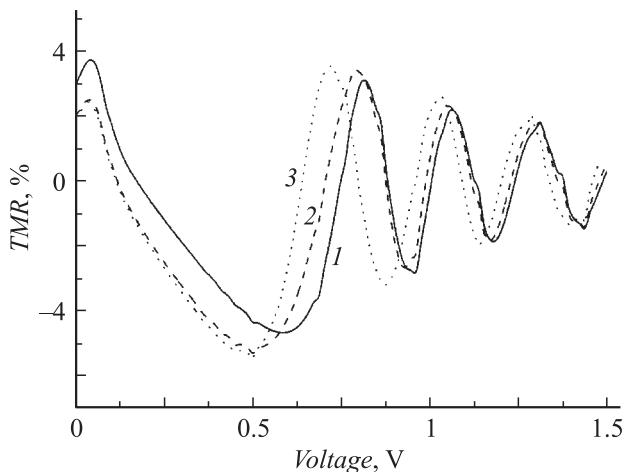


Рис. 5. Зависимость TMR от внешнего смещения для различной глубины рассеяния на границе диэлектрик–коллектор: 1 — 0, 2 — 0.25, 3 — 0.5 eV.

увеличение потенциала рассеяния ведет к уменьшению периода и незначительному изменению амплитуды осцилляций TMR. При дальнейшем увеличении внешнего смещения (более 0.75 V) амплитуда и период осцилляций становятся практически нечувствительными к величине потенциала рассеяния.

На рис. 4 и 5 показаны зависимости TMR от внешнего смещения для различной глубины рассеяния на границах эмиттер–диэлектрик и диэлектрик–коллектор соответственно. Видно, что рост глубины рассеяния на границе эмиттер–диэлектрик ведет к уменьшению амплитуды осцилляций. Причем это не затрагивает значения TMR в узлах. На границе диэлектрик–коллектор рост глубины рассеяния в области малых смещений ведет к уменьшению периода TMR. С ростом внешнего смещения и уменьшением амплитуды осцилляций TMR его значение практически перестает зависеть от глубины рассеяния.

Таким образом, с ростом толщины потенциального барьера от 1 до 5 nm амплитуда наблюдаемых осцилляций TMR в рассмотренном случае уменьшается. При этом происходят уменьшение периода осцилляций и изменение их фазы.

Влияние потенциала рассеяния на границе эмиттер–диэлектрик состоит в уменьшении амплитуды осцилляций, перевороте (сдвиге на π) их фазы и дальнейшем росте амплитуды. Установлено также наличие значений внешнего потенциала, при которых значения TMR остаются постоянными при любых значениях потенциала рассеяния на границе эмиттер–диэлектрик.

Влияние потенциала рассеяния на границе эмиттер–коллектор состоит в уменьшении периода и незначительном изменении амплитуды осцилляций TMR. С ростом внешнего смещения (более 0.75 V) амплитуда и период осцилляций практически нечувствительны к величине потенциала рассеяния.

Таким образом, можно заключить, что существуют области внешних смещений, при которых влияние рассеивающего потенциала на границах раздела минимально. Это может быть использовано для выбора соответствующих режимов функционирования ФДФ-наноструктур.

Обсуждение результатов и интерпретация осцилляций TMR

Проведенные расчеты позволили выявить следующие закономерности.

На полученных зависимостях TMR от внешнего смещения можно выделить три характерные области.

1) Область очень малых смещений (до 0.05 V), которая характеризуется некоторым скачком TMR (рис. 1). Скачок обусловлен вкладом туннелирования в области энергий $E_F - eV$, который резко уменьшается с ростом потенциала, в то время как вклад в области энергий от $E_F - eV$ до E_F резко возрастает.

2) Монотонная область TMR (0.05–0.5 V). В этой области плавное изменение TMR связано с уменьшением высоты барьера на границе диэлектрик–коллектор при

росте внешнего смещения. На рис. 1 видно, что при уменьшении толщины потенциального барьера монотонная область TMR уменьшается. Это происходит под действием силы изображения. Она уменьшает высоту потенциального барьера на границе диэлектрик–коллектор, что приводит к втягиванию в эту область осциллирующий коэффициента прохождения из надбарьерной области энергий при меньших значениях внешнего смещения. Аналогичный вывод можно сделать на основе рис. 3 и 5. Однако в этих случаях роль дополнительного понижения барьера на границе диэлектрик–коллектор играют потенциал рассеяния и его глубина.

3) Область осцилляций TMR (0.5–2 V). Известно, что коэффициент прохождения характеризуется осцилляциями в области надбарьерного переноса. В данной структуре при приложении определенного внешнего смещения барьер на границе диэлектрик–коллектор понижается и частичный надбарьерный перенос наступает при меньших значениях энергии. Следовательно, осцилляции коэффициента прохождения должны наблюдаться в области энергии, меньших величины барьера. При дальнейшем увеличении внешнего смещения осцилляции коэффициента прохождения смещаются в область низких энергий (меньших энергии уровня Ферми). Поскольку также уменьшается и эффективная толщина барьера, то коэффициент прохождения для определенной величины энергии растет.

Существующие интерпретации осцилляций TMR основаны на предположении наличия интерференции (когерентности) волновых функций в зоне проводимости диэлектрика. В основе осцилляций лежит преобладание вклада в проводимость интерференции падающей и отраженной электронных волн и рассогласование условий интерференции для различной намагниченности структуры [17].

Альтернативное объяснение отрицательных значений TMR и его осцилляций состоит в немонотонном поведении и флуктуациях коэффициента прохождения вдоль направления продольной энергии, что проявляется при интегрировании по энергии при расчете тока [16].

В нашей точки зрения, для интерпретации осцилляций необходимо, в первую очередь, учитывать, что в данных условиях спиновой транспорт некогерентен по причине того, что волновые вектора в эмиттере и коллекторе не равны между собой при любых внешних потенциалах. В любом случае в эмиттере и коллекторе происходит наложение электронных волн спин-вверх и спин-вниз с различными волновыми векторами. Следует заметить, что выбор матрицы 2×2 для каждой спиновой ориентации вместо 4×4 обусловлен именно некогерентным распространением спинов [17].

В диэлектрике волны для спин-вверх и спин-вниз электронов имеют практически одинаковый волновой вектор, но они затухают. В области диэлектрика, где происходит надбарьерный перенос, существуют две когерентные волны для электронов спин-вверх и спин-вниз (с различными амплитудами и одинаковыми волновыми векторами). Также в этой области отраженные от

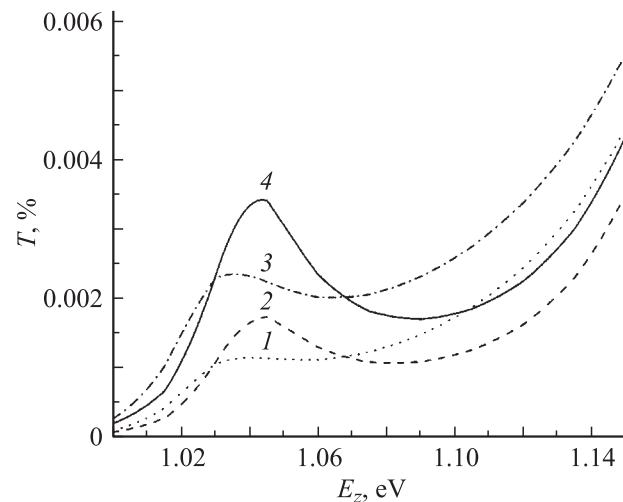


Рис. 6. Осцилляции коэффициентов прохождения: 1, 3 — спин-вниз и спин-вверх параллельной; 2, 4 — спин-вниз и спин-вверх антипараллельной намагниченностей; $a = 4.5$ nm, $U_0 = 2$, $V_b = 1.5$, $h_0 = 1.9$ eV.

границы диэлектрик/коллектор электронные волны для каждой спиновой ориентации малы по амплитуде.

При отсутствии молекулярного поля коэффициент прохождения для электронов спин-вверх и спин-вниз для двух конфигураций один и тот же. Наличие молекулярного поля в ферромагнетиках приводит к расщеплению этого коэффициента на четыре различных по величине (рис. 6).

Проведенные численные расчеты показали, что осцилляции TMR обуславливаются смещением осцилляций коэффициентов прохождения в область энергии Ферми при повышении напряжения внешнего смещения. При росте смещения эти осцилляции претерпевают фазовые и амплитудные изменения, обусловленные изменением как высоты, так и толщины потенциального барьера.

В связи с этим осцилляции TMR мы объясняем эффектом расщепления коэффициента прохождения в молекулярном поле ферромагнетика и немонотонной зависимостью коэффициентов прохождения (спин-вверх, спин-вниз для параллельной и антипараллельной конфигураций) от энергии.

Затухания осцилляций TMR с ростом внешнего смещения связаны с затуханием амплитуды осцилляций коэффициентов прохождения в области частичного надбарьерного переноса и определяются разностями амплитуд колебаний коэффициентов прохождения спин-вверх и спин-вниз для параллельной и антипараллельной конфигураций.

На наш взгляд, уменьшение амплитуды осцилляций TMR и переворот их фазы на величину π при увеличении потенциала рассеяния на границе эмиттер–диэлектрик обусловлены изменениями в зависимостях коэффициентов прохождения от энергии вследствие модификации профиля потенциального барьера. В результате проведенного численного моделирования и анализа

установлено, что в этом случае происходит превышение скорости роста коэффициента прохождения для спин-вниз электронов параллельной и антипараллельной намагниченностей в сравнении с соответствующими коэффициентами для спин-вверх электронов.

Таким образом, с нашей точки зрения, причина осцилляций TMR в ФДФ-наноструктуре обусловлена расщеплением коэффициента прохождения в молекулярном поле и немонотонным характером зависимостей коэффициентов прохождения от энергии, потенциала, а также параметров структуры.

Заключение

В работе рассмотрены результаты моделирования влияния рассеяния на осцилляции туннельного магнито-сопротивления наноструктуры ферромагнетик–диэлектрик–ферромагнетик. Показано, что с ростом толщины потенциального барьера от 1 до 5 nm амплитуда наблюдаемых осцилляций TMR уменьшается, также происходит уменьшение периода осцилляций и изменение их фазы. Рост потенциала рассеяния на границе эмиттер–диэлектрик ведет к уменьшению амплитуды осцилляций, перевороту (сдвигу на π) их фазы и дальнейшему росту амплитуды. Установлено наличие значений внешнего потенциала, при которых значения TMR остаются постоянными при любых значениях потенциала рассеяния на границе эмиттер–диэлектрик. Рост потенциала рассеяния на границе эмиттер–коллектор ведет к уменьшению периода и незначительному изменению амплитуды осцилляций TMR. С ростом внешнего смещения (более 0.75 V) амплитуда и период осцилляций практически нечувствительны к величине потенциала рассеяния.

Причина осцилляций TMR обусловлена расщеплением коэффициента прохождения в молекулярном поле и определяется немонотонным характером зависимостей коэффициентов прохождения от энергии, потенциала, а также параметров структуры.

Работа выполнена при поддержке государственной программы Республики Беларусь „Электроника“ (проект 1.19) и гранта Европейской программы ECO-NET (France).

Список литературы

- [1] Jin D., Ren Y., Li Z.-Z. et al. // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 73. N 1. P. 012414.
- [2] Hattink B.J., Garcia del Muro M. et al. // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 73. N 4. P. 045418.
- [3] Zeng Z.-M., Han X.-F., Zhan W.-S. // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 72. N 5. P. 054419.
- [4] Yang J., Wang J., Zheng Z.M. et al. // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 71. N 21. P. 214434.
- [5] Huang Z., Chen Z., Peng K. et al. // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 69. N 9. P. 094420.
- [6] Mathon J., Umerski A. // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 74. N 14. P. 140404.
- [7] Xu P.X., Karpan V.M., Xia K. et al. // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 73. N 18. P. 180402.
- [8] Sheng L., Chen Y., Teng H.Y., Ting C.S. // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 59. N 5. P. 480–485.
- [9] Lulliere M. // Phys. Lett. A. 1975. Vol. 54. N 3. P. 225–226.
- [10] MacLaren J.M., Zhang X.-G., Butler W.H. // Phys. Rev. B. 1997. Vol. 56. N 18. P. 11827–11832.
- [11] Slonchewski J.C. // Phys. Rev. B. 1989. Vol. 39. N 10. P. 6995–7002.
- [12] Zhang J., White R.M. // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 83. N 11. P. 6512–6514.
- [13] Zhang X., Li B.Z., Sun G., Pu F.C. // Phys. Rev. B. 1997. Vol. 56. N 9. P. 5484–5488.
- [14] Miyazaki T., Tezuka N., Kumagai S. et al. // J. Phys. D. 1998. Vol. 31. N 6. P. 630–656.
- [15] Le Clair P., Swagten H.J.M., Kohlhepp J.T., de Jonge W.J.M. // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 76. N 25. P. 3783–3785.
- [16] Liu S.S., Guo G.Y. // J. Magn. Magn. Mater. 2000. Vol. 209. P. 135–137.
- [17] Игнатенко С.А., Данилюк А.Л., Борисенко В.Е. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 6. С. 8–12.
- [18] Ferry D., Goodnick S. Transport in Nanostructures. Cambridge, 1997. 512 p.
- [19] Игнатенко С.А. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 11. С. 6–11.
- [20] Bagrets D., Bagrets A., Vedyayev A. et al. // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 65. N 6. P. 064430.
- [21] Tsymbal E.Yu., Tettifor D.G. // J. Phys.: Condens. Matter. 1997. Vol. 9. N 30. P. L411–L417.
- [22] Stearns M.B. // J. Magn. Magn. Mater. 1977. Vol. 5. N 2. P. 167–171.
- [23] Davis A.H., MacLaren J.M. // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 87. N 9. P. 5224–5226.
- [24] Butler W.H., Zhang X.G., Schulthess T.C. et al. // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 85. N 8. P. 5834–5839.
- [25] Mantaigne F., Hehn M., Schuhl A. // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 64. N 14. P. 144402.