

# Проводимость с переворотом спина и магнитосопротивление магнитных наноконтактов

© Н.Х. Усеинов

Казанский государственный университет,  
Казань, Россия

E-mail: nuseinov@mail.ru

(Поступила в Редакцию 4 февраля 2008 г.  
В окончательной редакции 17 июня 2008 г.)

В рамках квантовой теории рассеяния рассчитывается квантованная проводимость наноконтактов атомных размеров с учетом переворота спина электрона проводимости. За нулевое приближение теории возмущений принимается точное решение уравнения Шредингера, описывающее движение электрона в кусочно-гладком потенциале. Вычисляются вероятности прохождения (отражения) электроном магнитной доменной стенки, а также проводимости наноконтакта с сохранением и переворотом электронного спина. Показано, что проводимость с переворотом спина устанавливает естественное ограничение на формально бесконечный рост баллистического магнитосопротивления наноконтакта при стремлении площади его сечения к нулю.

Работа поддержана Министерством науки и образования Российской Федерации.

PACS: 72.25.Ba, 75.47.Jn, 81.07.Lk

## 1. Введение

Эксперименты по магнитосопротивлению (МС) магнитных наноконтактов атомных размеров между ферромагнитными металлами показывают гигантское увеличение магнитосопротивления в малых магнитных полях при комнатной температуре [1–11]. Поэтому магнитные наноконтакты были предложены как основные рабочие элементы при создании новых приборов спинтроники, например таких, как магниторезистивные сенсоры и наноразмерные головки чтения компьютерных жестких дисков [12].

Для объяснения экспериментальных данных по гигантскому магнитосопротивлению магнитных наноконтактов было предложено учитывать усиление рассеяния электрона проводимости на примесях при его движении в неоднородном потенциале, создаваемом доменной стенкой (ДС) [13], а также дополнительное рассеяние на потенциале ДС, связанное с ограниченной геометрией контакта [14–16], поскольку ДС оказывается зажатой в узкий контакт атомных размеров (2–50 Å).

Теория проводимости и магнитосопротивления магнитных наноконтактов включает как квазиклассический, так и квантовый режим [14–20]. Величина баллистического МС в квазиклассическом приближении может легко достичь несколько сотен процентов при сильной поляризации зон проводимости ферромагнитных металлов. В режиме квантования проводимости баллистическое МС магнитного наноконтакта испытывает дальнейшее увеличение на нескольких первых открытых каналах проводимости для параллельной ориентации намагниченностей однодоменных берегов контакта [14,16].

В работах [15–19] рассматривался режим квантования проводимости через нанокontakt и была вычислена проводимость для параллельной (P) и антипараллельной

(AP) ориентации намагниченностей контактирующих магнитных доменов. Если при параллельной ориентации намагниченностей открыт один спиновый канал проводимости, то при антипараллельной ориентации намагниченностей проводимость наноконтакта равна нулю из-за квантования. В этом случае баллистическое МС неограниченно возрастает, поскольку проводимость при антипараллельной ориентации входит в знаменатель определения МС<sup>1</sup>

$$MR = \frac{G^P - G^{AP}}{G^{AP}}. \quad (1)$$

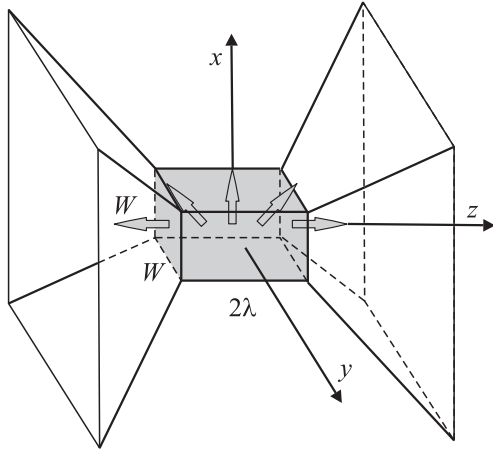
Этот эффект управления величиной МС магнитного точечного контакта был назван режимом квантового спинового клапана [17]. Ясно, однако, что любой процесс переворота спина при прохождении электрона через нанокontakt разрушает блокаду антипараллельной проводимости посредством квантования. В этом случае МС становится ограниченным.

Для доказательства этого вычислим квантованную проводимость для P- и AP-ориентаций намагниченностей магнитных доменов между двумя одинаковыми ферромагнетиками. При этом учтем частичное отслеживание электроном проводимости профиля доменной стенки, что является источником переворота его спина.

## 2. Модель и решение задачи в однородном потенциале

Рассмотрим нанокontakt квадратного сечения из двух одинаковых ферромагнетиков, разделенных ДС (рис. 1). Отметим, что выбор квадратного сечения контакта

<sup>1</sup> Далее в формулах и на рисунках будем использовать латинскую аббревиатуру.



**Рис. 1.** Схематическое изображение ферромагнитного наноконтакта квадратного сечения с доменной стенкой (затененная область). Стрелки показывают изменение направления намагниченности в доменной стенке.

непринципиален. Использование прямоугольного или эллиптического сечения контакта усложняет расчет, но качественно не меняет окончательного результата. Направление намагниченностей ферромагнитных доменов параллельно оси  $z$ . Начало декартовой системы координат совпадает с центром ДС. Вращение вектора намагниченности в стенке происходит вокруг оси  $y$ , перпендикулярной вектору намагниченности в контактирующих ферромагнетиках. Этот случай соответствует неелевской ДС. Намагниченность с левой стороны стенки антипараллельна оси  $z$ , далее она поворачивается в плоскости  $(x, z)$ , проходя через доменную стенку и становясь параллельной оси  $z$ . Направление вектора намагниченности можно задать с помощью угла  $\theta$  между этим вектором и осью  $z$ . Угол  $\theta$  изменяется от  $\pi$  при  $z \rightarrow -\infty$ , через  $\pi/2$  для  $z = 0$ , и до нуля при  $z \rightarrow +\infty$ . Функциональная зависимость вектора магнитной индукции  $\mathbf{B}(z)$  от  $z$  для  $180^\circ$  стенки хорошо известна [21]. В нашей модели эта зависимость имеет вид

$$\mathbf{B}(z) = B_0 \left( \operatorname{sch} \left( \frac{z}{\lambda} \right), 0, \operatorname{th} \left( \frac{z}{\lambda} \right) \right), \quad (2)$$

где  $2\lambda$  — толщина ДС, которая значительно меньше, чем в объемных магнетиках, так как ДС зажата в геометрическом объеме наноконтакта [22].

Вид функциональной зависимости изменения намагниченности (2) и геометрия наноконтакта позволяют разделить гамильтониан задачи на поперечную и продольную части. Движение электронов в поперечном направлении ДС ограничено, поэтому квантование закона дисперсии приводит к квантованию подзон проводимости с квантовыми числами  $n_x$  и  $n_y$ . Отметим, что под уровень Ферми  $E_F$  попадает ограниченное число размерно квантованных подзон, которые называются каналами. Таким образом, энергия продольного  $E_{\parallel}$  движения электрона проводимости (в  $n$ -м канале) зависит от квантовых

чисел  $n_x$  и  $n_y$  поперечного движения

$$E_{\parallel} = E_{n_x, n_y} = E_F - \frac{\hbar^2}{2m} \left( \left( \frac{\pi n_x}{W} \right)^2 + \left( \frac{\pi n_y}{W} \right)^2 \right), \quad (3)$$

где  $W$  — сторона квадратного сечения области контакта.

Запишем эффективный гамильтониан задачи в виде

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} - \mu_B \mathbf{B}(z) \boldsymbol{\sigma}, \quad (4)$$

где  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $\mathbf{B}(z)$  — вектор магнитной индукции, определяющий направление локальной намагниченности,  $\boldsymbol{\sigma}$  — вектор спиновых матриц Паули, связанный с подвижными  $s$ -электронами. Подставляя (2) в (4), получим гамильтониан, впервые предложенный в работе Кабреры и Фаликова [23],

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} - V_0 \operatorname{th} \left( \frac{z}{\lambda} \right) \sigma_z - V_0 \operatorname{sch} \left( \frac{z}{\lambda} \right) \sigma_x, \quad (5)$$

где  $V_0 = \mu_B B_0$  — обменная энергия. Второе слагаемое в (5) сохраняет направление спина электрона проводимости, а третье слагаемое определяет вероятность его переворота.

Аналогичный гамильтониан анализировался в работе Наканиши и Накамура [24]. Для вычисления волновых функций ими был изменен гамильтониан таким образом, чтобы можно было применить теорию возмущений, а именно в (5) был добавлен и вычтен ступенчатый потенциал, сохраняющий направление спина электрона проводимости без изменения при переходе его из одной спиновой подзоны магнитной области (например, находящейся слева от ДС) в другую спиновую подзону (находящуюся справа). В этом случае за возмущение принималась разность второго и третьего слагаемых в (5) и ступенчатого потенциала. Такая специальная теория возмущений, адаптированная к теории рассеяния, позволила авторам работы [24] исследовать процессы переворота спина при прохождении очень тонкой доменной стенки, порядка  $20.0 \text{ \AA}$ , при небольшом значении обменной энергии  $\sim V_0 = 0.001 \text{ eV}$ . Мы усовершенствовали подход, предложенный в [24], и довели расчет до магнитосопротивления.

Для того чтобы вычислить вероятности прохождения  $t_{\sigma}(E_{\parallel})$  электрона проводимости,двигающегося из  $z \rightarrow -\infty$  в  $z \rightarrow +\infty$  с энергией  $E_{\parallel}$  через ДС со спином вверх  $\sigma = \uparrow$  или вниз  $\sigma = \downarrow$ , необходимо решить одномерное уравнение Шредингера

$$H \Psi_{\sigma}(z) = E_{\parallel} \Psi_{\sigma}(z), \quad (6)$$

где решение  $\Psi_{\sigma}(z)$  является двухкомпонентным спином вида

$$\Psi_{\sigma}(z) = \begin{pmatrix} \psi_{\uparrow\sigma}(z) \\ \psi_{\downarrow\sigma}(z) \end{pmatrix}.$$

Здесь первый индекс у волновых функций в виде стрелки можно отнести к соответствующим спиновым подзонам

в контактирующих ферромагнитных металлах, а второй индекс  $\sigma = \uparrow, \downarrow$  относится к спину электрона проводимости. Уравнение Шредингера (6) с гамильтонианом (5) приводит к системе связанных дифференциальных уравнений для компонент спинора

$$\begin{aligned} -\frac{d^2}{dz^2} \psi_{\uparrow\sigma} - \frac{2m}{\hbar^2} \left[ E_{\parallel} + V_0 \operatorname{th} \left( \frac{z}{\lambda} \right) \right] \psi_{\uparrow\sigma} &= \frac{2mV_0}{\hbar^2} \operatorname{sch} \left( \frac{z}{\lambda} \right) \psi_{\downarrow\sigma}, \\ -\frac{d^2}{dz^2} \psi_{\downarrow\sigma} - \frac{2m}{\hbar^2} \left[ E_{\parallel} - V_0 \operatorname{th} \left( \frac{z}{\lambda} \right) \right] \psi_{\downarrow\sigma} &= \frac{2mV_0}{\hbar^2} \operatorname{sch} \left( \frac{z}{\lambda} \right) \psi_{\uparrow\sigma}. \end{aligned} \quad (7)$$

Для экстремального случая, т.е. при ступенчатом повороте намагниченности в ДС, гиперболический тангенс  $\operatorname{th}(z/\lambda)$  в (7) резко изменяется от  $-1$  до  $+1$ , а правые части исчезают. Тогда уравнения со спином вверх и вниз становятся независимыми и соответствуют следующему гамильтониану:

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + U_0(z)\sigma_z \quad (8)$$

со ступенчатым потенциалом  $U_0(z) \equiv -V_0\{\theta(z) - \theta(-z)\}$ , где  $\theta(z)$  — единичная функция. Именно такой ступенчатый потенциал был использован в работе [24]. Однако при конечной ширине ДС гиперболический тангенс разумно заменить линейной функцией в пределах ДС. Тогда второе слагаемое в гамильтониане (8) можно взять в виде наклонного потенциала

$$U_0(z) = \begin{cases} -V_0, & z < -b, \\ \frac{V_0 z}{b}, & -b \leq z \leq b, \\ V_0, & z > b, \end{cases} \quad (9)$$

где величина  $b$  обозначает половину протяженности наклонной части потенциала. Величину  $b$  можно связать с толщиной ДС:  $b = 2\lambda \ln(2)$ . Эта связь находится с помощью минимизации площади между кривой гиперболического тангенса и ломаной линией наклонного потенциала.

Уравнение движения

$$H_0 \Phi_{\sigma}(z) = E_{\parallel} \Phi_{\sigma}(z) \quad (10)$$

для электрона проводимости в наклонном потенциале (9) без переверота спина можно решить точно и принять его за нулевое приближение. Функции  $\Phi_{\sigma}(z)$  для двух направлений спина можно записать в виде компонент спинора

$$\Phi_{\uparrow}(z) = \begin{pmatrix} \varphi_{r\uparrow}^+(z) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \Phi_{\downarrow}(z) = \begin{pmatrix} 0 \\ \varphi_{r\downarrow}^+(z) \end{pmatrix}, \quad (11)$$

где индекс  $r = \{L, W, R\}$  обозначает область решения на оси  $z$ . Волновые функции нулевого приближения слева  $r = L$  от ДС, внутри стенки  $r = W$  и справа  $r = R$  от нее

имеют вид

$$\varphi_{r\sigma}^+(z) \equiv \begin{cases} \varphi_{L\sigma}^+(z) = e^{ik_{L\sigma}z} + R_{0\sigma}^+ e^{-k_{L\sigma}z}, & z < -b, \\ \varphi_{W\sigma}^+(z) = B_{\sigma}^+ \operatorname{Ai} \left[ \gamma^{2/3} \left( -\sigma \frac{z}{b} - \frac{E_{\parallel}}{V_0} \right) \right] \\ + A_{\sigma}^+ \operatorname{Bi} \left[ \gamma^{2/3} \left( -\sigma \frac{z}{b} - \frac{E_{\parallel}}{V_0} \right) \right], & -b < z < b, \\ \varphi_{R\sigma}^+(z) = T_{0\sigma}^+ e^{ik_{R\sigma}z}, & z > +b, \end{cases} \quad (12)$$

где знак плюс указывает на то, что электрон движется в положительном направлении оси  $z$ ;  $\operatorname{Ai}$  и  $\operatorname{Bi}$  — функции Эйри, являющиеся решением однородного уравнения Шредингера;  $\gamma$  — безразмерный параметр, определяемый выражением

$$\gamma = \left( \frac{2mV_0 b^2}{\hbar^2} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

В (12) волновой вектор

$$k_{L\sigma} = k_{R-\sigma} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E_{\parallel} - \sigma V_0)} \quad (14)$$

определяется тем, с какой стороны ДС и в какой спиновой подзоне движется электрон. Так, например, для электрона, двигающегося слева от стенки и в спиновой подзоне меньшинства электронов со спином вверх,  $\sigma = \uparrow = +1$ , т.е. берется знак минус под знаком корня. Для электрона, находящегося справа от стенки и в спиновой подзоне большинства электронов со спином вниз,  $\sigma = \downarrow = -1$ , берется соответственно знак плюс. Аналогично в зависимости от направления спина  $\sigma = \uparrow, \downarrow$  берутся знаки и в аргументах функций Эйри (12). Коэффициенты отражения  $R_{0\sigma}^+$  и прохождения  $T_{0\sigma}^+$  электрона ДС, а также коэффициенты при функциях Эйри  $A_{\sigma}^+$  и  $B_{\sigma}^+$  для каждого направления спина определяются как обычно из условия непрерывности функций  $\varphi_{r\sigma}^+(z)$  и их производных  $d\varphi_{r\sigma}^+/dz$  в точках  $z = \pm b$ .

### 3. Метод и решение задачи рассеяния

Общее решение системы уравнений (7) или решение уравнения Шредингера (6) можно записать в виде интегрального уравнения Липпманна–Швингера [25]

$$\Psi_{\sigma}(z) = \Phi_{\sigma}(z) + \sum_{\sigma'} \int_{-\infty}^{\infty} dz' G_{\sigma}^0(z, z'; E_{\parallel}) U_{\sigma\sigma'}(z') \Psi_{\sigma'}(z'), \quad (15)$$

где  $G_{\sigma}^0(z, z'; E_{\parallel})$  — функция Грина, которая строится из решений нулевого приближения (12). Потенциал возмущения  $U_{\sigma\sigma'}(z)$  представляет собой разность между потенциалом взаимодействия магнитного момента электрона с изменением намагниченности ДС и модельным

наклонным потенциалом

$$U_{\sigma\sigma'}(z) = - \left\{ V_0 \operatorname{th} \left( \frac{z}{\lambda} \right) + U_0(z) \right\} \sigma_z - V_0 \operatorname{sch} \left( \frac{z}{\lambda} \right) \sigma_x. \quad (16)$$

Функция  $\Psi_\sigma(z)$  в уравнении Липпмана–Швингера находится с помощью итерационной процедуры, начиная с нулевого приближения в правой части уравнения (15). Для удобства запишем это уравнение в виде разложения по безразмерной величине  $\gamma$  (см. (13)) вплоть до второго порядка по  $U_{\sigma\sigma'}(z)$

$$\begin{aligned} \Psi_\sigma(z) = & \Phi_\sigma(z) + \frac{\gamma}{2i} \sum_{\sigma'=-\infty}^{\infty} \int dz' G_\sigma^0(z, z'; E_{\parallel}) U_{\sigma\sigma'}(z') \Phi_{\sigma'}(z') \\ & + \left( \frac{\gamma}{2i} \right)^2 \sum_{\sigma''=-\infty}^{\infty} \int dz' \int dz'' G_\sigma^0(z, z'; E_{\parallel}) U_{\sigma\sigma'}(z') \\ & \times G_{\sigma'}^0(z', z''; E_{\parallel}) U_{\sigma'\sigma''}(z'') \Phi_{\sigma''}(z''). \end{aligned} \quad (17)$$

Амплитуды вероятностей отражения  $R_{\sigma\sigma'}$  и прохождения  $T_{\sigma\sigma'}$  электрона с каждым направлением спина  $\sigma = \uparrow, \downarrow$ , находятся из рассеянных волновых функций (17) слева ( $L$ ) и справа ( $R$ ) от ДС. На далеком расстоянии  $z \rightarrow \pm\infty$  от ДС эти волновые функции имеют вид

$$\begin{aligned} \psi_{L\sigma\sigma}(z) &= \alpha_\sigma R_{\sigma\sigma} \exp(-k_{L\sigma} z), \\ \psi_{R\sigma\sigma}(z) &= \alpha_\sigma T_{\sigma\sigma} \exp(ik_{R\sigma} z), \\ \psi_{L\sigma'\sigma}(z) &= \alpha_\sigma R_{\sigma'\sigma} \exp(-ik_{L\sigma'} z), \\ \psi_{R\sigma'\sigma}(z) &= \alpha_\sigma T_{\sigma'\sigma} \exp(ik_{R\sigma'} z), \end{aligned} \quad (18)$$

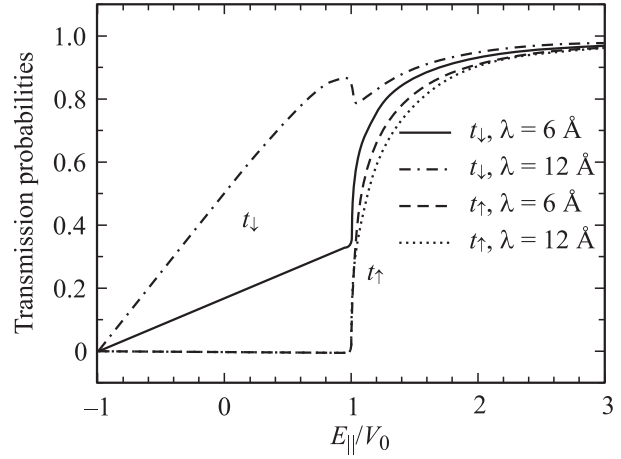
где  $\alpha_\sigma$  — нормировочный коэффициент, который определяется из условия постоянства потока электронов вдоль оси  $z$ .

Когда контакт между ферромагнитными металлами имеет АР-направление намагниченностей, то  $k_{L\uparrow} = k_{R\downarrow}$  и  $k_{L\downarrow} = k_{R\uparrow}$ , вероятности перехода  $t_\sigma(E_{\parallel})$  для электрона со спином вверх  $\sigma = \uparrow$  и со спином вниз  $\sigma = \downarrow$  в конечное состояние вычисляются по следующим формулам:

$$\begin{aligned} t_\uparrow(E_{\parallel}) &= \alpha_\uparrow^2 \left( \frac{k_{R\uparrow}}{k_{L\uparrow}} |T_{\uparrow\uparrow}(E_{\parallel})|^2 + |T_{\downarrow\uparrow}(E_{\parallel})|^2 \right), \\ t_\downarrow(E_{\parallel}) &= \alpha_\downarrow^2 \left( \frac{k_{R\downarrow}}{k_{L\downarrow}} |T_{\downarrow\downarrow}(E_{\parallel})|^2 + |T_{\uparrow\downarrow}(E_{\parallel})|^2 \right). \end{aligned} \quad (19)$$

В случае Р-направления намагниченностей, т.е. когда  $k_{L\uparrow} = k_{R\uparrow}$  и  $k_{L\downarrow} = k_{R\downarrow}$ , вероятности перехода  $t_\sigma(E_{\parallel})$  равны единице.

Результат вычисления вероятностей (19) для двух толщин ДС показан на рис. 2, при этом величина обменной энергии  $V_0$  выбиралась такой, чтобы удовлетворить условию применимости теории возмущений:  $\gamma \simeq 0.27 < 1$ . Кривые показывают, что вероятности изменяются резко от нуля до единицы при энергиях  $E_{\parallel}$ ,



**Рис. 2.** Вероятности прохождения как функции  $E_{\parallel}/V_0$ , вычисленные при  $E_F = 1.0$  eV,  $V_0 = 0.002$  eV. Сплошная и штрихпунктирная линии — вероятности с переворотом спина, штриховая и пунктирная линии — без переворота спина для двух толщин ДС соответственно.

сравнимых с  $V_0$ . Кроме того, видно, что при увеличении толщины ДС вероятность переворота спина увеличивается. Провал при  $E_{\parallel} = V_0$  объясняется тем, что перекрытие волновых функций Эйри с разным направлением спина при некоторых значениях энергии  $E_{\parallel} \in \{0, V_0\}$  становится сильным, что приводит к уменьшению вероятности прохождения области контакта с переворотом спина  $|T_{\uparrow\downarrow}(E_{\parallel})|^2$ .

#### 4. Проводимость и магнитосопротивление доменной стенки

Минимальная длина  $W$  стороны квадратного сечения наноконтакта определяется из условия действительности волновых векторов (14) (см. также [26]) или выполнения неравенства

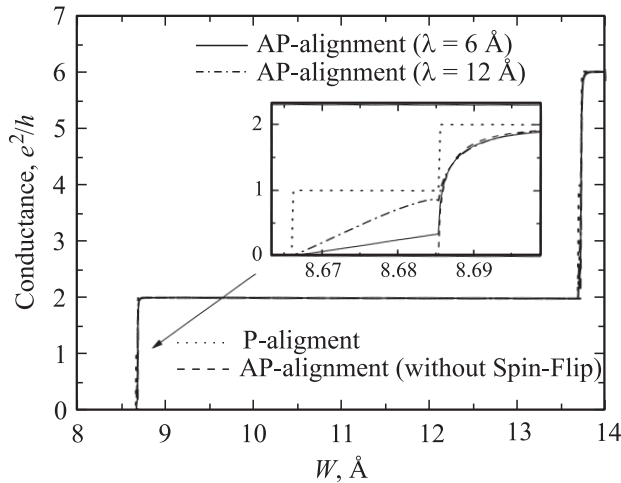
$$E_F - \frac{\hbar^2}{2m} \left( \left( \frac{\pi n_x}{W} \right)^2 + \left( \frac{\pi n_y}{W} \right)^2 \right) + V_0 \geq 0 \quad (20)$$

для первого канала проводимости ( $n_x = 1$  и  $n_y = 1$ ). ДС приводит к рассеиванию этих состояний как со спином вверх, так и со спином вниз, поэтому проводимость вычисляется по формуле Ландауэра–Бюттикера [27] с учетом спиновых степеней свободы

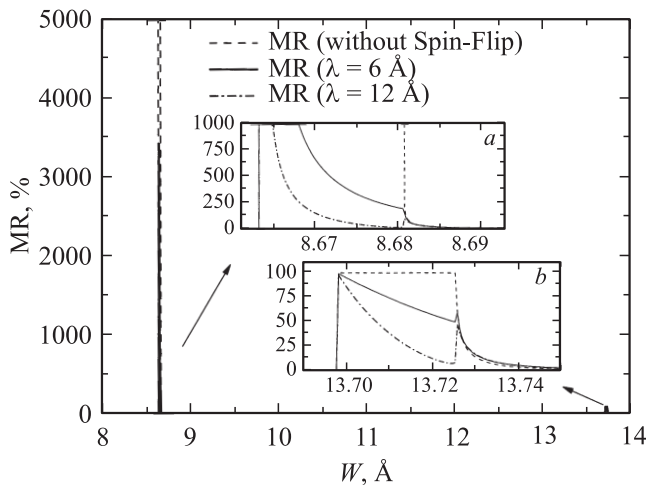
$$G^{\text{P(AP)}} = \frac{e^2}{h} \sum_{n_x, n_y} \sum_{\sigma} t_{\sigma}(E_{n_x, n_y}). \quad (21)$$

Здесь суммирование по  $n_x$  и  $n_y$  проводится до тех пор, пока неравенство (20) выполняется.

Используя вероятности прохождения (19) с переворотом и без переворота спина электрона для каждого



**Рис. 3.** Проводимость наноконтакта как функция стороны квадрата  $W$  его поперечного сечения при различной ориентации намагниченностей (см. вставку). Пунктирная линия — для параллельной ориентации, сплошная и штрихпунктирная — для антипараллельной ориентации, штриховая линия соответствует проводимости без переворота спина. При построении использовались параметры, соответствующие рис. 2.



**Рис. 4.** Зависимости магнитосопротивления ДС от стороны  $W$  квадрата поперечного сечения наноконтакта, максимальные значения которых (см. также вставку *a*) обрезаются рамками рисунка. Штриховая линия соответствует МС, рассчитанному без учета переворота спина (см. вставку *a* и *b*). Сплошная и штрихпунктирная линии — для двух толщин ДС соответственно. На вставке *a* вертикальная линия при  $W \approx 8.66 \text{ \AA}$  соответствует сплошной и штриховой линиям на основном рисунке. Кривые получены при тех же значениях параметров, что на рис. 3.

канала проводимости, вычисляем проводимость для Р- и АР-ориентаций намагниченности ферромагнитных сторон наноконтакта. Результаты вычислений представлены на рис. 3, на котором показаны только две первые ступеньки проводимости. Отметим, что начало первой ступеньки, соответствующее минимальной длине  $W = 8.6 \text{ \AA}$

стороны квадратного сечения ДС, определяется значением энергии Ферми. Вставка на рис. 3 показывает, что процессы переворота спина открывают проводимость в той области размеров контакта (сплошная и штрихпунктирная линии), в которой проводимость была запрещена квантованием при отсутствии переворота спина.

Как видно из рис. 3, при определенной величине  $W$  квантовая проводимость системы в случае антипараллельной конфигурации намагниченностей обращается в нуль (начало ступеньки), если переворот спина запрещен. В то же время для параллельной конфигурации намагниченностей проводимость остается конечной. Поэтому магнитосопротивление, рассчитанное по формуле (1) в этой области, обращается в бесконечность.

Влияние квантовой проводимости с переворотом спина электрона проводимости на магнитосопротивление ДС показано на рис. 4. Максимальное значение МС (штриховая линия на рис. 4), вычисленное без учета переворота спина, стремится к бесконечности, которая обрывается рамками рисунка. С учетом переворота спина МС становится конечным (сплошные и штрихпунктирные линии на вставках *a* и *b*). Для следующей ступеньки проводимости (вставка *b* на рис. 4) при величине стороны наноконтакта  $W = 13.7 \text{ \AA}$  проводимость с переворотом спина существенно понижает максимальную величину МС. Из обеих вставок на рис. 4 видно, что увеличение толщины ДС уменьшает МС, так как процесс переворота спина при уширении ДС становится более эффективным.

## 5. Обсуждение результатов

Вычисления показали, что в принятой модели прохождение электрона через нанокontakt без переворота спина оставляет проводимость строго ступенчатой, и квазиклассическое приближение в режиме квантования проводимости становится идеальным. Частичное просачивание электрона с переворотом спина через профиль ДС увеличивает проводимость при квантовании (рис. 3), т.е. начало каждой ступеньки закругляется. Впервые прямым расчетом показано, что закорачивание запертого квантованием канала АР-проводимости процессом проводимости с переворотом спина делает формально конечным знаменатель выражения (1) для МС. Это вводит конечный верхний предел на баллистическое магнитосопротивление квантового спинового клапана.

Мы исследовали также влияние формы и толщины ДС на проводимость и магнитосопротивление квантовых магнитных контактов при различных значениях энергий Ферми, соответствующих ферромагнитным металлам. Выяснилось, что вид зависимостей проводимости и магнитосопротивления от размеров (поперечного сечения и толщины) ДС магнитного контакта очень сильно меняется. Так, например, когда ДС становится тонкой, сплошная кривая проводимости (вставка на

рис. 3) превращается в линию и прижимается к горизонтальной оси. Это означает, что электрон, двигаясь через магнитный контакт со скоростью Ферми, не имеет достаточно времени, чтобы перевернуть свой спин, и два канала проводимости со спином вверх и со спином вниз остаются независимыми. Однако, когда толщина ДС увеличивается, сплошная кривая становится круче, и это означает, что электрон рассеивается с переворотом спина и перемещивает два канала проводимости.

Величина поперечного сечения (со стороной  $8.6 \leq W \leq 13.7 \text{ \AA}$ ) наноконтакта с ДС в наших вычислениях, как было отмечено выше, определяется энергией Ферми  $E_F$ . Столь малые величины сечений ДС порядка нескольких постоянных решетки уже созданы и исследуются (см., например, работы [28,29]).

Наш подход является общим, он не ограничен рассеивающим потенциалом Кабреры–Фаликова в ДС. Другие типы рассеивающих потенциалов или другие формы профиля намагнитченности в ДС могут быть легко включены в компьютерную программу (пакета Mathematica 5.0), которая вычисляет интегралы ряда теории возмущений вплоть до второго порядка.

В заключение отметим, что условие применимости теории возмущений ограничивает сверху величину обменной энергии  $V_0$ , поэтому в нашей задаче она имеет столь малое значение  $V_0 \sim 0.002 \text{ eV}$ . Такие малые величины обменной энергии принципиально возможны в разбавленных ферромагнитных полупроводниках, однако конкретный пример нам неизвестен.

Автор благодарен Л.Тагирову за обсуждение результатов.

## Список литературы

- [1] N. Garca, M. Munoz, Y.-W. Zhao. Phys. Rev. Lett. **82**, 2913 (1999).
- [2] G. Tataru, Y.-W. Zhao, M. Munoz, N. Garca. Phys. Rev. Lett. **83**, 2030 (1999).
- [3] N. Garca, M. Munoz, Y.-W. Zhao. Appl. Phys. Lett. **76**, 2586 (2000).
- [4] Y.-W. Zhao, M. Munoz, G. Tataru, N. Garca. J. Magn. Magn. Mater. **223**, 169 (2001).
- [5] N. Garca, M. Munoz, G.G. Qian, H. Rohrer, I.G. Saveliev, Y.-W. Zhao. Appl. Phys. Lett. **79**, 4550 (2001).
- [6] H.D. Chopra, S.Z. Hua. Phys. Rev. B **66**, 020 403 (R) (2002).
- [7] S.Z. Hua, H.D. Chopra. Phys. Rev. B **67**, 060 401 (R) (2003).
- [8] J.-E. Wegrowe, T. Wade, X. Hoffer, L. Gravier, J.-M. Bonard, J.-Ph. Ansermet. Phys. Rev. B **67**, 104 418 (2003).
- [9] P.-O. Jubert, R. Allenspach, A. Bischof. Phys. Rev. B **69**, 220 410 (2004).
- [10] M.R. Sullivan, D.A. Boehm, D.A. Ateya, S.Z. Hua, H.D. Chopra. Phys. Rev. B **71**, 024 412 (2005).
- [11] H.D. Chopra, M.R. Sullivan, J.N. Armstrong, S.Z. Hua. Nature Mat. **4**, 832 (2005).
- [12] N. Garca, M. Munoz, V.V. Osipov, E.V. Ponizovskaya, G.G. Qian, I.G. Saveliev, Y.-W. Zhao. J. Magn. Magn. Mater. **240**, 92 (2002).
- [13] P.M. Levy, Sh. Zhang. Phys. Rev. Lett. **79**, 5110 (1997).

- [14] A.K. Звездин, А.Ф. Попков. Письма в ЖЭТФ **71**, 304 (2000).
- [15] H. Imamura, N. Kobayashi, S. Takahashi, S. Maekawa. Phys. Rev. Lett. **84**, 1003 (2000).
- [16] L.R. Tagirov, B.P. Vodopyanov, K.B. Efetov. Phys. Rev. B **63**, 104 468 (2001).
- [17] L.R. Tagirov, B.P. Vodopyanov, K.B. Efetov. Phys. Rev. B **65**, 214 419 (2002).
- [18] L.R. Tagirov, B.P. Vodopyanov, B.M. Garipov. J. Magn. Magn. Mater. **258–259**, 61 (2003).
- [19] M.E. Zhuravlev, E.Y. Tsymbal, J.J. Jaswal, A.V. Vedyayev, B. Dieny. Appl. Phys. Lett. **83**, 3534 (2003).
- [20] V.A. Gopar, D. Weinmann, R.A. Jalabert, R.L. Stamps. Phys. Rev. B **69**, 014 426 (2004).
- [21] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Физматлит, М. (1982). 621 с.
- [22] P. Bruno. Phys. Rev. Lett. **83**, 3225 (1999).
- [23] G.G. Cabrera, L.M. Falicov. Phys. Status Solidi B **61**, 539 (1974); **62**, 217 (1974).
- [24] K. Nakanishi, Y.O. Nakamura. Phys. Rev. B **61**, 11 278 (2000).
- [25] Дж. Займан. Современная квантовая теория. Мир, М. (1971). 288 с.
- [26] L.R. Tagirov, K.B. Efetov. NATO Science Series II: Mathematics, physics and chemistry. V. 143 / Eds B. Aktacs, L.R. Tagirov, F. Mikailov. Kluwer Academic Publ. (2004). P. 393.
- [27] M. Buttiker, Y. Imry, R. Landauer, S. Pinhas. Phys. Rev. B **31**, 6207 (1985).
- [28] V. Rodrigues, J. Bettini, P.C. Silva, D. Uguarte. Phys. Rev. Lett. **91**, 096 801 (2003).
- [29] M. Viret, S. Berger, M. Gabureac, F. Ott, D. Olligs, I. Petej, J.F. Gregg, C. Fermon, G. Francinet, G. Le Goff. Phys. Rev. B **66**, 220 401 (2002).