

УДК 538.955+548:537.621

## ГРАНИЧНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В МАГНИТНЫХ МУЛЬТИСЛОЯХ

*Л.Р. Тагиров, Б.П. Водопьянов, Р.Г. Дёминов, А.Н. Усеинов*

### Аннотация

Впервые получены квазиклассические граничные условия для электрохимических потенциалов на поверхности раздела диффузных ферромагнитного и нормального металлов. Выражение для граничного сопротивления точно учитывает законы сохранения импульса, а также существенные градиенты химических потенциалов. Определены условия, при которых спиновая асимметрия граничного сопротивления имеет положительный или отрицательный знак. Зависимость спиновой асимметрии и абсолютной величины граничного сопротивления от обменного расщепления зоны проводимости открывает новые возможности оценки спиновой поляризации зоны проводимости ферромагнитных металлов. Непротиворечивость теории проверена на имеющихся экспериментальных данных.

### Введение

Открытие эффекта гигантского магнетосопротивления (MR) в магнитных мультислоях [1, 2], состоящих из чередующихся ферромагнитных (F) и нормальных металлов (N), стимулировало интенсивное изучение специфики прохождения через них спин-поляризованного тока [3–5]. В работе [6] была построена полуклассическая теория MR в магнитных мультислоях для геометрии, в которой электрический ток перпендикулярен слоям (СРР-геометрия). Было показано, что когда толщины металлов, образующих мультислой, меньше диффузионной длины пробега электронов с переворотом спина в них, MR мультислоев может быть вычислено в рамках двухканальной резистивной модели [7–9]. В этом случае оно выражается через сопротивление F/N-интерфейса (граничное сопротивление)  $r_{\uparrow(1)} = 2[1 \mp \gamma_{F/N}]R_{F/N}^*$  и объёмное удельное сопротивление ферромагнитного слоя  $\rho_{\uparrow(1)} = 2[1 \mp \beta_F]\rho_F^*$  [6]. В этих выражениях  $\gamma$  и  $\beta$  – параметры спиновой асимметрии граничного и объёмного сопротивлений рассеяния. Как следует из работ [6, 10], их линейная комбинация  $\beta_1\rho_{F1}^*t_{F1} + \gamma_1r_b^*$  определяет знак MR в слоистых [F1/N/F2/N]  $\times n$  структурах ( $t_F$  – толщина ферромагнитных слоев). В работах [11, 12] впервые наблюдалось положительное (противоположное) значение MR благодаря отрицательному значению  $\gamma_{F1}$  в (F1/Cr/F2/Cr) мультислоях.

Теоретические расчеты граничного сопротивления [13–15] привели к установлению сильного влияния спин-зависящей зонной структуры ферромагнитного металла на магнетосопротивление. Используя подход, развитый в [13], и коэффициенты прохождения через F/N-интерфейс, вычисленные ранее из первых принципов в [16], Stiles и Penn [14] получили из численных расчетов отрицательное  $\gamma_{F/N}$  для интерфейса Fe/Cr и положительное  $\gamma_{F/N}$  для интерфейса ферромагнетик группы железа – благородный металл. Однако условия на параметры контактирующих материалов, приводящие к отрицательным или положительным значениям спиновой асимметрии граничного сопротивления, в этих работах не обсуждались.

В этой статье впервые выводятся квазиклассические граничные условия для электрохимических потенциалов диффузионных ферромагнитного и нормального

металлов, которые могут быть использованы для решения широкого класса задач спинтроники. Полученное выражение для граничного сопротивления точно соответствует закону сохранения импульса, а также учитывает градиенты химических потенциалов. Устанавливаются условия на параметры контактирующих металлов, при которых спиновая асимметрия граничного сопротивления имеет положительный или отрицательный знак. Зависимость спиновой асимметрии и граничного сопротивления от обменного расщепления зоны проводимости позволяет предложить еще один способ оценки спиновой поляризации зоны проводимости ферромагнитных металлов. Приводится пример такой оценки.

### 1. Граничные условия для электрохимических потенциалов

Вывод граничных условий для электрохимических потенциалов диффузных металлов проведем методом квазиклассических функций Грина. Под диффузным ферромагнетиком будем понимать ферромагнитный металл, в котором величина расщепления спиновых подзон мала по сравнению со скоростью релаксации импульса в спиновых подзонах электронов проводимости. Будем считать, что ось  $x$  перпендикулярна плоскости F/N-границы, и пренебрегать переворотом спина электрона при прохождении через интерфейс. Тогда для каждого из металлов уравнения для квазиклассических функций Грина  $g_\alpha(\mathbf{n}, x, \rho, t)$  имеют следующий вид [17]

$$v_{x,\alpha} \frac{\partial g_{a,\alpha}}{\partial x} + \mathbf{v}_\parallel \frac{\partial g_{s,\alpha}}{\partial \rho} + \frac{1}{\tau_\alpha} (g_{s,\alpha} - \bar{g}_{s,\alpha}) = 0, \quad (1)$$

$$v_{x,\alpha} \frac{\partial g_{s,\alpha}}{\partial x} + \mathbf{v}_\parallel \frac{\partial g_{a,\alpha}}{\partial \rho} + \frac{g_{a,\alpha}}{\tau_\alpha} = 0. \quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{n} = \mathbf{p}_{x,\alpha}/|\mathbf{p}_\alpha|$ ;  $g_{s(a),\alpha} = 1/2[g_\alpha(n_x, x, \rho, t) \pm g_\alpha(-n_x, x, \rho, t)]$  – одночастичная квазиклассическая функция Грина, симметричная (антисимметричная) по отношению к проекции импульса на поверхности Ферми  $\mathbf{p}_{x,\alpha}$  на ось  $x$ ;  $v_x$  – проекция вектора скорости на поверхность Ферми на ось  $x$ ;  $\alpha = (\uparrow, \downarrow)$  – спиновый индекс, и  $\rho = (y, z)$  – координаты в плоскости контакта. Черта над  $g_{s,\alpha}$  означает интегрирование по телесному углу:  $\bar{g}_{s,\alpha} = \oint d\Omega/2\pi g_{s,\alpha}$ .

Граничные условия к уравнениям (1) и (2) следующие [17]:

$$g_{a,\alpha}^F(0) = g_{a,\alpha}^N(0) = \begin{cases} g_{a,\alpha}(0), & p_\parallel < p_\alpha^F, p^N, \\ 0, & \min(p_\alpha^F, p^N) < p_\parallel, \end{cases} \quad (3)$$

$$2R_\alpha g_{a,\alpha}(0) = D_\alpha (g_{s,\alpha}^F(0) - g_{s,\alpha}^N(0)). \quad (4)$$

В уравнениях (3) и (4)  $p_\alpha^F$  и  $p^N$  – импульсы Ферми в ферромагнитном и нормальном металлах, соответственно;  $p_\parallel$  – проекция импульса электрона на плоскость контакта;  $D_\alpha$  и  $R_\alpha = 1 - D_\alpha$  – спин-зависящие квантовомеханические коэффициенты прохождения и отражения. Граничные условия (3), (4) удовлетворяют закону зеркального отражения:

$$p_\parallel = p_\downarrow^F \sin \theta_\downarrow = p_\uparrow^F \sin \theta_\uparrow = p^N \sin \theta_N. \quad (5)$$

Углы  $\theta$  в (5) отсчитываются от оси  $x$ , диапазон изменения наибольшего из трех углов –  $[0, \pi/2]$ . Квазиклассические уравнения (1), (2) и граничные условия (3), (4) сформулированы для одной электронной траектории, определяемой углами  $\varphi$  и  $\theta$ .

При решении системы уравнений (1) и (2) будем считать, что ферромагнетик расположен слева от границы  $x = 0$ , а нормальный металл – справа ( $x > 0$ ), и что

Функции  $g_{s,\alpha}$  однородны в плоскости контакта. Тогда решение система уравнений (1) и (2) может быть представлено в виде интегральных уравнений для функций  $g_{a,\alpha}$  и  $g_{s,\alpha}$  в энергетическом представлении,  $g_{s,\alpha}(\varepsilon) = 2\text{th}(\varepsilon/2T) + f_{s,\alpha}(\varepsilon)$ :

$$f_{s,\alpha}^N(x) = g_{a,\alpha}^N(x) + \frac{1}{l_{x,\alpha}} \int_x^\infty d\xi \exp\left(\frac{x-\xi}{l_{x,\alpha}}\right) \bar{f}_{s,\alpha}^N(\xi), \quad (6)$$

$$f_{s,\alpha}^F(x) = -g_{a,\alpha}^F(x) + \frac{1}{l_{x,\alpha}} \int_{-\infty}^x d\xi \exp\left(\frac{\xi-x}{l_{x,\alpha}}\right) \bar{f}_{s,\alpha}^F(\xi). \quad (7)$$

В грязном металле усредненная по телесному углу функция  $\bar{f}_{s,\alpha}(\xi)$  удовлетворяет диффузионному уравнению с длиной затухания, которая много больше длины свободного пробега  $l_\alpha$ . Тогда, мы можем разложить в ряд  $\bar{f}_{s,\alpha}^{F(N)}(\xi)$  в правой стороне уравнений (6) и (7) около точки  $x$  и вынести из-под интегралов независимые от  $\xi$  члены. Подставляя получающиеся разложения в граничное условие (4), находим

$$2g_{a,\alpha}(0) = D_\alpha \left[ \left(1 - l_{x,\alpha}^F \frac{d}{dx}\right) \bar{f}_{s,\alpha}^F(x) - \left(1 + l_{x,\alpha}^N \frac{d}{dx}\right) \bar{f}_{s,\alpha}^N(x) \right]_{x=0}. \quad (8)$$

При выводе граничных условий для функций  $\bar{f}_{s,\alpha}^{F(N)}$  (которые есть, фактически, химические потенциалы – см. ниже) будем использовать метод шивки, предложенный в [18]. Из уравнения (1) следует, что на расстояниях порядка  $l_{x,\alpha}$  от границы

$$l_{x,\alpha} \overline{\frac{dg_{a,\alpha}}{dx}} = 0. \quad (9)$$

Следовательно

$$\overline{l_{x,\alpha} g_{a,\alpha}} = C = \text{const} \quad (10)$$

в каждом из металлов. Теперь вычислим, например,  $C^F$ , используя выражение (8) для  $g_{a,\alpha}(x=0)$ . Затем вычислим  $C^F$  вдали от интерфейса, используя приближенное выражение для  $g_{a,\alpha}^F(x)$ ,

$$g_{a,\alpha}^F(x) = -l_{x,\alpha}^F \frac{d\bar{f}_{s,\alpha}^F(x)}{dx}, \quad (11)$$

которое следует из уравнения (2) после разложения  $g_{a,\alpha}^F$  по полиномам Лежандра. Приравнявая значения константы  $C^F$ , вычисленные двумя способами, и применяя соотношение между усредненной функцией Грина и электрохимическим потенциалом,  $\bar{f}_{s,\alpha} = (2/\pi)\mu_\alpha$ , получаем граничное условие для электрохимических потенциалов на границе  $x=0$

$$l_\alpha^F \frac{d\mu_\alpha^F(0)}{dx} = \delta_\alpha (\mu_\alpha^N(0) - \mu_\alpha^F(0)), \quad (12)$$

где

$$\delta_\alpha = \frac{\delta_{1,\alpha}}{1 - \delta_{2,\alpha}}, \quad \delta_{1,\alpha} = \frac{3}{2} \int \frac{d\Omega_{F,\alpha}}{2\pi} \cos(\theta_{F,\alpha}) D_\alpha, \quad (13)$$

$$\delta_{2,\alpha} = \frac{3}{2} \int \frac{d\Omega_{F,\alpha}}{2\pi} \left[ x + \left( \frac{p_\alpha^F}{p_\alpha^N} \right)^2 \cos(\theta_N) \right] x D_\alpha,$$

$$x = \cos(\theta_{F,\alpha}), \quad d\Omega_{F,\alpha} = \sin(\theta_{F,\alpha}) d\theta_{F,\alpha} d\varphi.$$

Пределы интегрирования по углам должны удовлетворять условиям зеркального отражения на границе (5). При получении выражения (12) было использовано сохранение плотности тока на границе, которое следует из уравнения (3),

$$j_{\alpha}^{\text{F}}(0) = \frac{\sigma_{\alpha}^{\text{F}}}{e} \frac{d\mu_{\alpha}^{\text{F}}(0)}{dx} = \frac{\sigma_{\alpha}^{\text{N}}}{e} \frac{d\mu_{\alpha}^{\text{N}}(0)}{dx} = j_{\alpha}^{\text{N}}(0), \quad (14)$$

где  $\sigma_{\alpha}^{\text{F}}$  и  $\sigma_{\alpha}^{\text{N}}$  – объёмные проводимости спиновых каналов металлов:

$$\sigma_{\alpha}^{\text{F(N)}} = \frac{e^2 (p_{\alpha}^{\text{F(N)}})^2 l_{\alpha}^{\text{F(N)}}}{6\pi^2}. \quad (15)$$

Уравнение (14) есть, в действительности, второе, дополнительное к уравнению (12), граничное условие при полуклассическом описании спин-поляризованного транспорта в магнитных мультислоях с помощью электрохимического потенциала.

## 2. Сопротивление интерфейса

Выражая производную от электрохимического потенциала в уравнении (12) через плотность тока (14), находим выражение для зависящего от спина сопротивления интерфейса  $r_{\alpha}$ :

$$\mu_{\alpha}^{\text{N}}(0) - \mu_{\alpha}^{\text{F}}(0) = er_{\alpha} j_{\alpha}, \quad (16)$$

$$r_{\alpha} = \frac{6\pi^2}{e^2 (p_{\alpha}^{\text{F}})^2 A} \frac{1 - \delta_{2,\alpha}}{\delta_{1,\alpha}}, \quad (17)$$

где  $A$  – площадь контакта. Из уравнения (17) следует, что в квазиклассическом подходе, при зеркальном отражении от границы, граничное сопротивление диффузных ферромагнитного и нормального металлов определяется только импульсами Ферми контактирующих металлов и коэффициентом прохождения интерфейса.

Экспериментальные данные приводятся для спиновой асимметрии граничного сопротивления  $\gamma_{\text{F/N}}$  и для приведенного сопротивления границы  $AR_{\text{F/N}}^*$ , определенных следующим образом

$$\gamma_{\text{F/N}} = \frac{r_{\downarrow} - r_{\uparrow}}{r_{\uparrow} + r_{\downarrow}}, \quad AR_{\text{F/N}}^* = \frac{A}{4} (r_{\downarrow} + r_{\uparrow}). \quad (18)$$

Для вычисления зависимости  $\gamma_{\text{F/N}}$  и  $AR_{\text{F/N}}^*$  от импульса Ферми немагнитного металла для различных величин поляризации зоны проводимости ферромагнетика была использована модель рассогласованности импульсов Ферми для коэффициента прохождения

$$D_{\alpha} = 4v_{x,\alpha}^{\text{N}} v_{x,\alpha}^{\text{F}} / [(v_{x,\alpha}^{\text{N}})^2 + (v_{x,\alpha}^{\text{F}})^2].$$

Результаты представлены на рис. 1 ( $p_{\uparrow}^{\text{F}} > p_{\downarrow}^{\text{F}} > p^{\text{N}}$ ), 2 ( $p_{\uparrow}^{\text{F}} > p^{\text{N}} > p_{\downarrow}^{\text{F}}$ ) и 3 ( $p^{\text{N}} > p_{\uparrow}^{\text{F}} > p_{\downarrow}^{\text{F}}$ ). Из проведенных вычислений следует, что для немагнитного металла с низкой плотностью электронов проводимости (малой величиной импульса Ферми  $p^{\text{N}}$ ) спиновая асимметрия граничного сопротивления  $\gamma_{\text{F/N}}$  всегда отрицательна (рис. 1). И наоборот, для немагнитного металла с высокой плотностью электронов проводимости спиновая асимметрия граничного сопротивления всегда положительна (рис. 3). В промежуточной ситуации  $\gamma_{\text{F/N}}$  может быть как положительна так и отрицательна (см. рис. 2). Для получения максимального по амплитуде отрицательного магнетосопротивления в F/N мультислоях параметры спиновой асимметрии граничного сопротивления  $\gamma_{\text{F/N}}$  и объемного сопротивления  $\beta_{\text{F}}$  должны быть оба положительны и близки к единице. Согласно вычислениям, для этого фермиевский импульс немагнитного металла должен быть насколько возможно

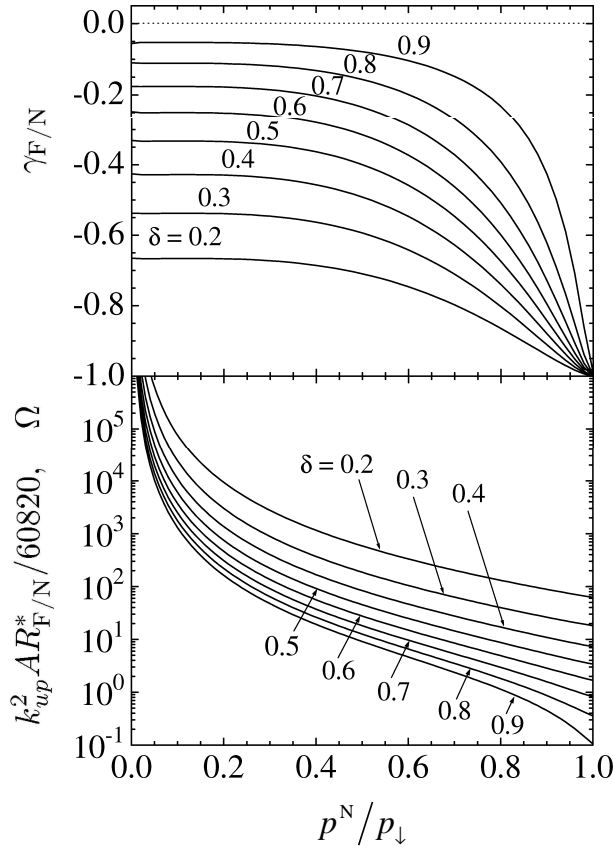


Рис. 1. Зависимость спиновой асимметрии граничного сопротивления  $\gamma_{F/N}$  (верхнее поле) и перенормированного сопротивления интерфейса  $AR_{F/N}^*$  (нижнее поле) от импульса Ферми немагнитного металла для случая ( $p_\uparrow^F > p_\downarrow^F > p^N$ )

близким фермиевскому импульсу большой спиновой подзоны (majority subband) ферромагнитного металла (рис. 2,  $p^N/p_\uparrow^F \rightarrow 1.0$  и рис. 3,  $p_\uparrow^F/p^N \rightarrow 1.0$ ). Спиновая асимметрия объемного сопротивления регулируется типом и концентрацией примесей в ферромагнитном металле [19]. Ясно, что подобная аргументация может быть приведена и для обратного случая отрицательных значений  $\gamma_{F/N}$  и  $\beta_F$ , что приведет к положительному магнетосопротивлению в мультислоях чередующихся ферромагнитного и немагнитного металлов. Однако отрицательная асимметрия объемного сопротивления встречается гораздо реже [19]. В общем случае возможна конкуренция противоположных по знаку асимметрий граничного и объемного сопротивлений, которая может привести как к отрицательному, так и положительному магнетосопротивлению, зависящему от выбора материалов и толщины ферромагнитных слоев [12].

### 3. Обсуждение экспериментов

Эксперименты по CPP (Current-Perpendicular-to-Plane) транспорту в мультислоях очень сложны, так как сопротивление стопки металлических слоев нанометровой толщины в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, чрезвычайно мало (порядка  $f\Omega \text{ м}^2$ ). Тем не менее, имеющиеся экспериментальные данные

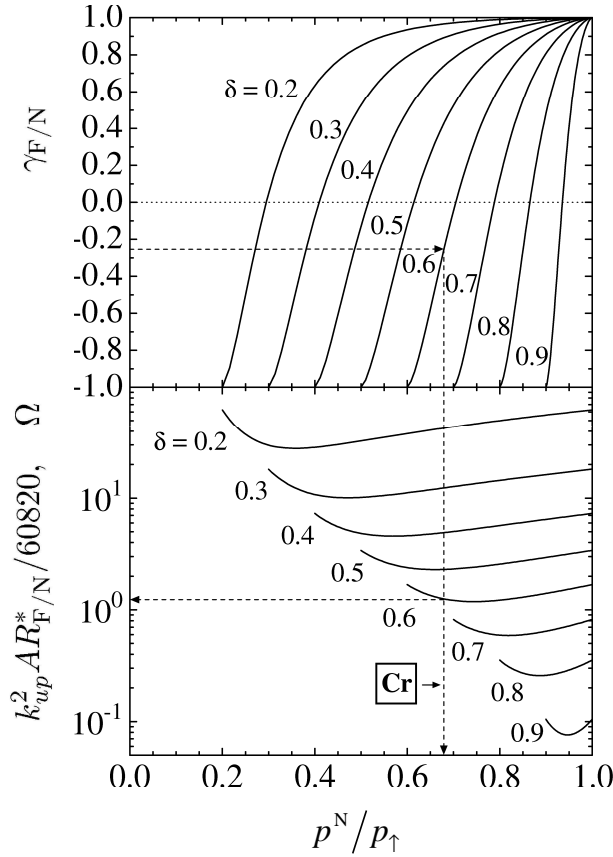


Рис. 2. То же самое для случая  $p_\uparrow^F > p^N > p_\downarrow^F$

(см. обзоры [4, 20] и ссылки в них, а также работы [12, 21, 22]) позволяют протестировать внутреннюю непротиворечивость теории. Мультислои ферромагнитных металлов с благородными металлами достаточно очевидно относятся к случаю 3, ( $p^N > p_\uparrow^F > p_\downarrow^F$ ), и параметр спиновой асимметрии  $\gamma_{F/N}$  в них положителен [4, 12, 20–22]. Например,  $\gamma_{\text{Co/Cu}} \simeq 0.77$  [4]. Тогда пересечение горизонтальной пунктирной линии  $\gamma_{\text{Co/Cu}} \simeq 0.77$  на верхнем поле рис. 3 с кривой  $\gamma_{F/N}(p^N)$ , соответствующей  $\delta = 0.6$ , дает  $p_\uparrow^F/p^N \simeq 0.7$ . Принимая  $p_\uparrow^F = 1.0 \text{ \AA}^{-1}$  как пробное значение фермиевского импульса большой подзоны кобальта, получаем  $p^{\text{Cu}} \simeq 1.41 \text{ \AA}^{-1}$ , что довольно хорошо согласуется со значением для меди в модели свободных электронов  $p_{\text{FEM}}^{\text{Cu}} \simeq 1.36 \text{ \AA}^{-1}$  [23]. Имеются данные и для серебра в качестве немагнитного металла:  $\gamma_{\text{Co/Ag}} \simeq 0.85$  [22]. Аналогично получаем из рис. 3  $p^{\text{Ag}} \simeq 1.22 \text{ \AA}^{-1}$ , что хорошо согласуется со значением в модели свободных электронов  $p_{\text{FEM}}^{\text{Ag}} \simeq 1.20 \text{ \AA}^{-1}$  [23].

Теперь посмотрим на согласие теории с данными по граничному сопротивлению. Для комбинации Co/Cu,  $AR_{\text{Co/Cu}}^*(\text{exp}) \simeq 0.51 f\Omega \text{ м}^2$  [4]. Проводя вертикальную пунктирную линию для меди на рис. 3 в нижнее поле до пересечения с кривой  $AR_{F/N}^*(p^N)$ , соответствующей  $\delta = 0.6$ , получаем  $AR_{\text{Co/Cu}}^*(\text{theor}) \simeq 0.74 f\Omega \text{ м}^2$ . Аналогичная процедура дает для серебра  $AR_{\text{Co/Ag}}^*(\text{theor}) \simeq 0.69 f\Omega \text{ м}^2$  (сравни с  $AR_{\text{Co/Ag}}^*(\text{exp}) \simeq 0.56 f\Omega \text{ м}^2$  [12, 22]). Важно отметить, что теория достаточно хорошо воспроизводит близость граничных сопротивлений Co/Cu и Co/Ag интерфейсов.

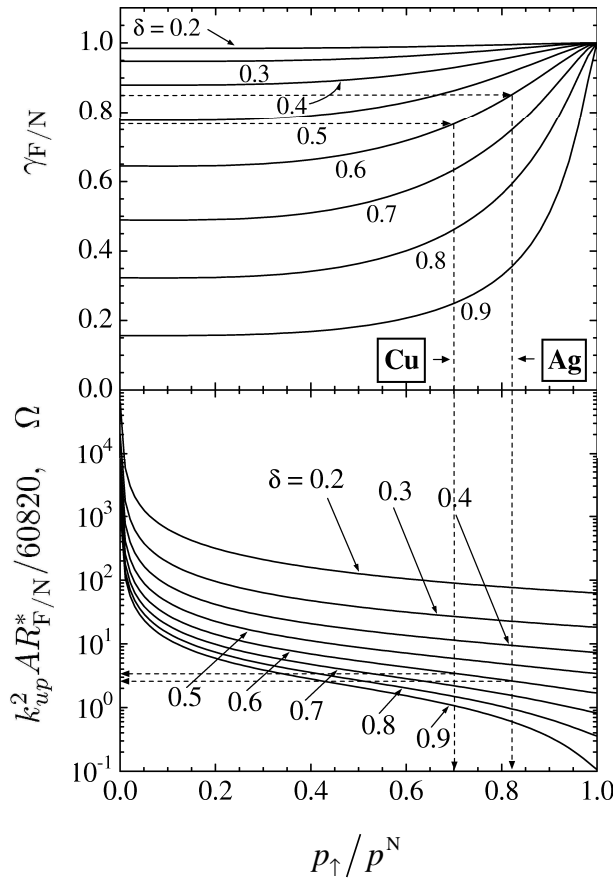


Рис. 3. То же самое для случая  $p^N > p_{\uparrow}^F > p_{\downarrow}^F$

Для Co/Cr мультислоёв асимметрия граничного сопротивления отрицательна  $\gamma_{\text{Co/Cr}} \simeq -0.24$  [12]. Это значение приемлемо для вариантов 1 (рис. 1, верхнее поле) и 2 (рис. 2, верхнее поле). Без подробностей скажем, что первый вариант не даёт согласия с ожидаемым значением параметра поляризации зоны проводимости для Co  $\delta \sim 0.6 \pm 0.1$ , а также приводит к примерно на два порядка большему по величине граничному сопротивлению. Второй вариант (см. пунктирные линии на рис. 2) даёт импульс Ферми  $p_{\uparrow}^{\text{Cr}} \sim 0.68 \text{ \AA}^{-1}$  и граничное сопротивление  $AR_{\text{Co/Cr}}^*(\text{theor}) \simeq 0.61 f\Omega \text{ м}^2$ . Это значение импульса Ферми вполне приемлемо в рамках модели свободных электронов [23]. Граничное сопротивление достаточно близко к экспериментальному значению  $AR_{\text{Co/Cr}}^*(\text{exp}) \simeq 0.48 f\Omega \text{ м}^2$  [12]. Мы полагаем, что лучшее согласование зонных структур кобальта и хрома, принадлежащих одной группе железа, приводит к более слабому влиянию реальной зонной структуры на граничное сопротивление.

Расхождение с экспериментом в абсолютном значении граничного сопротивления примерно в 20–45% не кажется катастрофическим по следующим причинам. Во-первых, пробный выбор  $p_{\uparrow}^F = 1.0 \text{ \AA}^{-1}$  был не оптимизирован. Во-вторых, была использована модель свободных  $s$ -электронов как основа для теории. Можно ожидать, что для интерфейса между металлом с преимущественно  $d$ -электронной зоной проводимости (группа железа) и  $s$ -электронным металлом (Cu, Ag) уменьшенное перекрытие и симметричное рассогласование могут заметно увеличить

граничное сопротивление. В-третьих, García и Stoll показали (рис. 2 ссылки [24]), что шероховатость интерфейса также приводит к росту граничного сопротивления. Этот рост оценивается ниже 20–60% для различных моделей и размеров шероховатости интерфейса и разумных различий в импульсах Ферми контактирующих металлов. Наконец, переворот спина на границе противодействует обоим ранее обсуждавшимся процессам, приводя к понижению граничного сопротивления. Переворот спина электрона из-за спин-орбитального взаимодействия всегда ожидается при преломлении электронной волны или рассеянии на шероховатости границ между двумя металлами. Количественный анализ конкуренции между упомянутыми выше неосновными механизмами граничного сопротивления лежит за пределами этой статьи. Однако наше предположение состоит в том, что ключевой параметр – спиновая асимметрия граничного сопротивления  $\gamma_{F/N}$  – слабо зависит от рассогласования зонных структур, шероховатости интерфейса, переворота спина и др. вследствие значительных сокращений в безразмерном отношении уравнения (18).

Наши пробные оценки показывают, что экспериментальные данные для спиновой асимметрии граничного сопротивления и для абсолютной величины граничного сопротивления в Co/Cu, Co/Ag и Co/Cr мультислоях могут быть согласованно описаны с использованием параметра спиновой поляризации для зоны проводимости кобальта  $\delta \simeq 0.6$ . На уровне экспериментальной точности и полноты теории ожидаемое значение  $\delta$  совпадает с  $\delta \simeq 0.57$ , которое мы оценили [25] из экспериментов García *et al.* [26] по магнетосопротивлению наноконтактов из кобальта. Эксперименты по андреевской спектроскопии дают подобные значения  $\delta$  для кобальта [27]. Таким образом, спиновая асимметрия граничного сопротивления в комбинации с абсолютной величиной граничного сопротивления могут быть использованы для оценок параметра спиновой поляризации  $\delta$  зоны проводимости ферромагнитных металлов.

Л.Р. Тагиров благодарен профессору N. García за многочисленные разъясняющие обсуждения.

Работа поддержана грантом ЦКП Министерства образования и науки России.

### Summary

*L.R. Tagirov, B.P. Vodopyanov, R.G. Deminov, A.N. Useinov.* Boundary resistance in magnetic multilayers.

Quasiclassical boundary conditions for electrochemical potentials at the interface between diffusive ferromagnetic and non-magnetic metals are derived for the first time. An expression for the boundary resistance accurately accounts for the momentum conservation law as well as essential gradients of the chemical potentials. Conditions are established at which spin-asymmetry of the boundary resistance has positive or negative sign. Dependence of the spin asymmetry and the absolute value of the boundary resistance on the exchange splitting of the conduction band opens up new possibility to estimate spin polarization of the conduction band of ferromagnetic metals. Consistency of the theory is checked on existing experimental data.

### Литература

1. Baibich M.N., Broto J.M., Fert A., Nguyen Van Dau F., Petroff F., Etienne P., Creuzet G., Friederich A., Chazelas J. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices // Phys. Rev. Lett. – 1988. – V. 61. – P. 2472–2475.



2. *Binash G., Grunberg P., Saurenbach F., Zinn W.* Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange // *Phys. Rev. B.* – 1989. – V. 39. – P. 4828–4830.
3. *Gijs M.A.M., Bauer G.E.W.* Perpendicular giant magnetoresistance of magnetic multilayers // *Adv. Phys.* – 1997. – V. 46. – P. 285–445.
4. *Bass J., Pratt W.P. Jr.* Current-perpendicular (CPP) magnetoresistance in magnetic metallic multilayers // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – V. 200. – P. 274–289.
5. *Žutić I., Fabian J., Das Sarma S.* Spintronics: Fundamentals and applications // *Rev. Mod. Phys.* – 2004. – V. 76. – P. 323–410.
6. *Valet T., Fert A.* Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers // *Phys. Rev. B.* – 1993. – V. 48. – P. 7099–7113.
7. *Zhang S., Levy P.M.* Conductivity perpendicular to the plane of multilayered structures // *J. Appl. Phys.* – 1991. – V. 69. – P. 4786–4788.
8. *Bauer G.E.W.* Perpendicular transport through magnetic multilayers // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – V. 69. – P. 1676–1679.
9. *Lee S.F., Pratt W.P. Jr., Yang Z., Holody P., Loloee R., Schroeder P.A., Bass J.* Two-Channel Analysis of CPP-MR Data for Ag/Co and AgSn/Co Multilayers // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1993. – V. 118. – P. L1–L15.
10. *Rashba E.I.* Diffusion theory of spin injection through resistive contacts // *Eur. Phys. J. B.* – 2002. – V. 29. – P. 513–527.
11. *Vouille C., Fert A., Barthelemy A., Hsu S.Y., Loloee R., Schroeder P.A.* Inverse CPP-GMR in (A/Cu/Co/Cu) multilayers (A5NiCr, FeCr, FeV) and discussion of the spin asymmetry induced by impurities // *J. Appl. Phys.* – 1997. – V. 81. – P. 4573–4575.
12. *Vouille C., Barthelemy A., Mpondo F.E., Fert A., Schroeder P.A., Hsu S.Y., Reilly A., Loloee R.* Microscopic mechanisms of giant magnetoresistance // *Phys. Rev. B.* – 1999. – V. 60. – P. 6710–6722.
13. *Schep K.M., van Hoof J.B.A.N., Kelly P.J., Bauer G.E.W., Inglesfield J.E.* Interface resistances of magnetic multilayers // *Phys. Rev. B.* – 1997. – V. 56. – P. 10805–10808.
14. *Stiles M.D., Penn D.R.* Calculation of spin-dependent interface resistance // *Phys. Rev. B.* – 2000. – V. 61. – P. 3200–3202.
15. *Xia K., Kelly P.J., Bauer G.E.W., Turek I., Kudrnovsky J., Drchal V.* Interface resistance of disordered magnetic multilayers // *Phys. Rev. B.* – 2001. – V. 63. – P. 64407-1–64407-4.
16. *Stiles M.D.* Spin-dependent interface transmission and reflection in magnetic multilayers // *J. Appl. Phys.* – 1996. – V. 79. – P. 5805–5810.; Oscillatory exchange coupling in Fe/Cr multilayers // *Phys. Rev. B.* – 1996. – V. 54. – P. 14679–14685.
17. *Зайцев А.В.* Квазиклассические уравнения теории сверхпроводимости для контактирующих металлов и свойства микроконтактов с сужением // *ЖЭТФ.* – 1984. – Т. 84. – С. 1742–1758.
18. *Куприянов М.Ю., Лукичев В.Ф.* Влияние прозрачности границ на критический ток грязных SS' S-структур // *ЖЭТФ.* – 1988. – Т. 94. – С. 139–149.
19. *Fert A., Campbell I.A.* Electrical resistivity of ferromagnetic nickel and iron based alloys // *J. Phys. F.* – 1976. – V. 6. – P. 849–871.
20. *Bass J., Pratt W.P. Jr.* Version 7/21/01 current-perpendicular-to-plane (CPP) magnetoresistance // *Physica B.* – 2002. – V. 321. – P. 1–8.

21. *Zambano A., Eid K., Loloee R., Pratt W.P. Jr., Bass J.* Interfacial properties of Fe/Cr multilayers in the current-perpendicular-to-plane geometry // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2002. – V. 253. – P. 51–55.
22. *Lee S-F., Yang Q., Holody P., Loloee R., Hetherington J.H., Mahmood S., Ikegami B., Vigen K., Henry L.L., Schoeder P.A., Pratt W.P. Jr., Bass J.* Current-perpendicular and current-parallel giant magnetoresistances in Co/Ag multilayers // *Phys. Rev.* – 1995. – V. 52. – P. 15426–15441.
23. *Ашкрофт Н., Мермин Н.* Физика твердого тела. Т. 1. – М.: Мир, 1979. – 400 с.
24. *García N., Stoll E.* Elastic quantum resistance between metallic interfaces // *Phys. Rev. B.* – 1988. – V. 37. – P. 4415–4418.
25. *Tagirov L.R., Vodopyanov B.P., Efetov K.B.* Multivalued dependence of the magnetoresistance on the quantized conductance in nanosize magnetic contacts // *Phys. Rev. B.* – 2002. – V. 65. – P. 214419-1–214419-7.
26. *Tatara G., Zhao Y.-W., Muñoz M., García N.* Domain Wall Scattering Explains 300% Ballistic Magnetoconductance of Nanocontacts // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – V. 83. – P. 2030–2033.
27. *Soulen R.J. Jr., Osofsky M.S., Nadgorny B., Ambrose T., Broussard P., Byers J., Tanaka C.T., Nowack J., Moodera J.S., Laprade G., Barry A., Coey M.D.* Andreev reflection: A new means to determine the spin polarization of ferromagnetic materials // *J. Appl. Phys.* – 1999. – V. 85. – P. 4589–4591.

Поступила в редакцию  
04.10.05

---

**Тагиров Ленар Рафгатович** – доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики твердого тела Казанского государственного университета.

E-mail: *Lenar.Tagirov@ksu.ru*

**Водопьянов Борис Петрович** – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории физики перспективных материалов КФТИ.

E-mail: *vodop@kzn.ru*

**Дёминов Рафаэль Гарунович** – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры теоретической физики Казанского государственного университета.

E-mail: *Raphael.Deminov@ksu.ru*

**Усеинов Артур Ниязбекович** – аспирант Казанского государственного университета.

E-mail: *art81@bk.ru*