

# Вклад «необычных» доменных стенок в магнетосопротивление многослойных магнитных структур

© А.И. Морозов

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет),  
119454 Москва, Россия

E-mail: mor-alexandr@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 16 декабря 2002 г.)

Изучен вклад в электросопротивление, обусловленный рассеянием носителей заряда на доменных стенках. В многослойных магнитных структурах „ферромагнетик–антиферромагнетик“ возникают „необычные“ доменные стенки, порождаемые фрустрациями. Толщина этих доменных стенок намного меньше, чем толщина обычных доменных стенок. Показано, что рассеяние на таких доменных стенках может вносить существенный вклад в магнетосопротивление указанных структур. Проанализирован вклад механизма Леви–Чанга в магнетосопротивление и обнаружено, что первоначальная оценка его величины была существенно завышенной.

Работа частично поддержана грантом CRDF–Минобразования РФ VZ-010-0, а также Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 00-02-17162).

Рассмотрению влияния доменных стенок в ферромагнетике на его электросопротивление посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ [1–9]. Теоретические работы касаются различных аспектов влияния доменных стенок на электросопротивление. Их можно разделить на две группы. К первой относятся вклады доменных стенок в сопротивление, не связанные с наличием альтернативных механизмов рассеяния носителей заряда (собственное рассеяние), а ко второй — остальные механизмы, в основе которых лежит модификация волновых функций носителей заряда доменными стенками, не ведущая непосредственно к их рассеянию, но изменяющая плотности состояний носителей заряда и матричные элементы их взаимодействия с другими рассеивателями (фононами, примесями и т.д.).

В данной работе ограничимся рассмотрением парамагнитного вклада доменных стенок в собственное рассеяние носителей заряда, обусловленного действием обменного поля на спин носителя заряда. Диамагнитный вклад, обусловленный действием на носители заряда силы Лоренца, рассмотрен в [1] и несуществен при комнатной температуре, когда длина свободного пробега носителей заряда мала по сравнению с радиусом квазиклассической траектории носителей заряда в магнитном поле. Кроме того, будет проанализирован механизм Леви–Чанга, относящийся ко второй группе механизмов.

## 1. Адиабатическое приближение

Адиабатическое приближение исходит из предположения, что намагниченность в ферромагнетике с доменными стенками изменяется в пространстве достаточно плавно, так что проекция спина носителя заряда (электрона или дырки) в процессе его движения успевает

следовать за локальным направлением намагниченности. Поэтому волновые функции носителей заряда в адиабатическом приближении описывают состояния, для которых проекция спина носителя заряда на локальное направление намагниченности составляет величину  $\pm 1/2$ .

Рассмотрим ферромагнетик с параллельными друг другу плоскими доменными стенками, перпендикулярными оси  $x$  декартовой системы координат. Вращение вектора намагниченности  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  в стенках происходит вокруг оси  $x$  (блеховские стенки) или оси  $y$  (неелевские стенки), перпендикулярной вектору намагниченности в доменах. Положение вектора намагниченности можно задавать с помощью угла  $\theta$  между этим вектором и осью  $z$  декартовой системы координат. Модуль вектора намагниченности предполагается неизменной величиной  $|\mathbf{M}(\mathbf{r})| = M_0$ . В этом случае волновые функции адиабатического приближения могут быть получены из обычных блеховских функций  $\psi_{k,\uparrow}(\mathbf{r})$  и  $\psi_{k,\downarrow}(\mathbf{r})$  с фиксированным значением проекции спина носителя заряда на ось  $z$  ( $S_z = \pm 1/2$ ) путем калибровочного преобразования [3]

$$\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \widehat{R}_{\theta} \begin{bmatrix} \psi_{k,\uparrow}(\mathbf{r}) \\ \psi_{k,\downarrow}(\mathbf{r}) \end{bmatrix}, \quad (1)$$

$$\widehat{R}_{\theta} = \exp\left(-i \frac{\theta}{2} \sigma_x\right), \quad (2)$$

где  $\sigma_x$  — матрица Паули. Выражение (2) соответствует случаю блеховских доменных стенок, в случае неелевских стенок  $\sigma_x$  заменяется на  $\sigma_y$ .

В результате этого калибровочного преобразования оператор потенциальной энергии носителя заряда приобретает тот же вид, что и в монодоменном ферромагнетике. Однако оператор кинетической энергии не коммутирует с  $\widehat{R}_{\theta}$ , в результате гамильтониан записывается

в виде [3,6]

$$\widehat{H} = \widehat{H}_0 + \widehat{W}, \quad (3)$$

$$\widehat{H}_0 = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(\mathbf{r}) - J\sigma_z, \quad (4)$$

$$\widehat{W} = -\frac{\hbar}{2m} \sigma_x \theta'_x \widehat{p}_x + \frac{i\hbar^2}{4m} \sigma_x \theta''_{xx} + \frac{\hbar^2}{8m} (\theta'_x)^2, \quad (5)$$

где  $V(\mathbf{r})$  — потенциал ионной решетки,  $2J$  — обменное расщепление подзон с противоположными проекциями спина,  $\sigma_z$  — матрица Паули,  $\widehat{p}_x$  — оператор компоненты импульса, а  $m$  — масса электрона.

Волновые функции (1) являются собственными функциями оператора  $\widehat{H}_0$ , а оператор  $\widehat{W}$  представляет собой возмущение и отличен от нуля в области доменных стенок. Первые два слагаемых в (5) обуславливают смешивание адиабатических волновых функций с противоположными проекциями спина. Возмущение является слабым в случае, когда  $k_F L \gg 1$ , где  $k_F$  — фермиевский волновой вектор электронов проводимости, а  $L$  — толщина доменной стенки.

## 2. Когерентный вклад Леви–Чанга

Рассмотрим диагональный по волновому вектору матричный элемент  $W_0 = \langle \mathbf{k} | \widehat{W} | \mathbf{k} \rangle$ . Последнее слагаемое в (5) дает только постоянную и не зависящую от  $S_z$  поправку к энергии состояний, вклад второго слагаемого в диагональный матричный элемент равен нулю. Таким образом, когерентный вклад доменных стенок в сопротивление обусловлен первым слагаемым в (5), т.е. пропорционален  $\sigma_x$ .

Наличие  $W_0 \neq 0$  не приводит непосредственно к появлению сопротивления, но вызывает смешивание адиабатических волновых функций, отвечающих одному и тому же значению волнового вектора и противоположным направлениям спина. Это в свою очередь вызывает изменение матричных элементов, описывающих рассеяние носителей заряда на примесях и фонах и, следовательно, приводит к вкладу в магнетосопротивление, который в случае доменной стенки толщиной 150 Å авторы работы [3] оценили как  $\sim 1\%$ .

Полученное в работе [3] значение  $W_0$  (оно обозначено там буквой  $\xi$ ) не зависело от концентрации доменных стенок. Это неверно, так как в силу нормировки  $\psi$ -функций,  $\psi \propto 1/\sqrt{V}$ , где  $V$  — объем кристалла. Интегрирование по площади доменной стенки приводит к тому, что одна доменная стенка вносит вклад, пропорциональный  $D_x^{-1}$ , где  $D_x$  — размер кристалла в направлении, перпендикулярном доменным стенкам.

При условии идентичности доменных стенок, как и следовало ожидать, величина когерентного вклада в магнетосопротивление  $(\Delta\rho/\rho)_{\text{coh}}$  оказывается пропорциональной квадрату концентрации доменных стенок. Однако доменные стенки могут отличаться направлением

вращения намагниченности, а именно знаком величины  $\theta'_x$ . Если концентрация стенок обоих типов одинакова, то  $W_0 = 0$ , т.е. эффект Леви–Чанга отсутствует. В противном случае  $W_0 \propto n_+ - n_-$ , где  $n_+$  и  $n_-$  — концентрации стенок с противоположным направлением вращения намагниченности. При этом величина  $W_0$  практически не зависит от толщины доменной стенки, так как  $\int \theta'_x dx$  дает величину угла поворота намагниченности в доменной стенке, равную  $\pm\pi$ .

Окончательно получаем выражение

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\text{coh}} = \left(\frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-}\right)^2 \left(\frac{L}{b}\right)^2 \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{L-zh}, \quad (6)$$

где  $b$  — ширина домена, а  $(\Delta\rho/\rho)_{L-zh}$  — результат расчета Леви–Чанга [3]. Для  $b \sim 0.1 \mu\text{m}$  даже при  $n_+ \gg n_-$  получаем  $(\Delta\rho/\rho)_{\text{coh}} \sim 0.01\%$ , т.е. на два порядка меньше, чем в работе [3]. Таким образом, можно сделать вывод, что вклад Леви–Чанга в магнетосопротивление несуществен и может достичь величины 1% только при характерной ширине доменов (а не их стенок) порядка 100 Å.

## 3. Некогерентный вклад в магнетосопротивление

Этот вклад в магнетосопротивление обусловлен недиагональными матричными элементами оператора  $\widehat{W}$  и пропорционален первой степени концентрации доменных стенок.

Полагая, что  $\psi$ -функции носителей заряда представляют собой волны де Бройля и что  $\theta(x) = \arcsin(\text{th } x/L)$ , получаем аналогично [4,9]

$$\langle k'_x | \widehat{W} | k_x \rangle = A_{k'_x, k_x} \sigma_x + B_{k'_x, k_x}, \quad (7)$$

где

$$A_{k'_x, k_x} = -\frac{\pi\hbar^2(k'_x + k_x)}{4mD_x \text{ch} \frac{\pi(k'_x - k_x)L}{2}} \sum_j \alpha_j \exp[-i(k'_x - k_x)x_j], \quad (8)$$

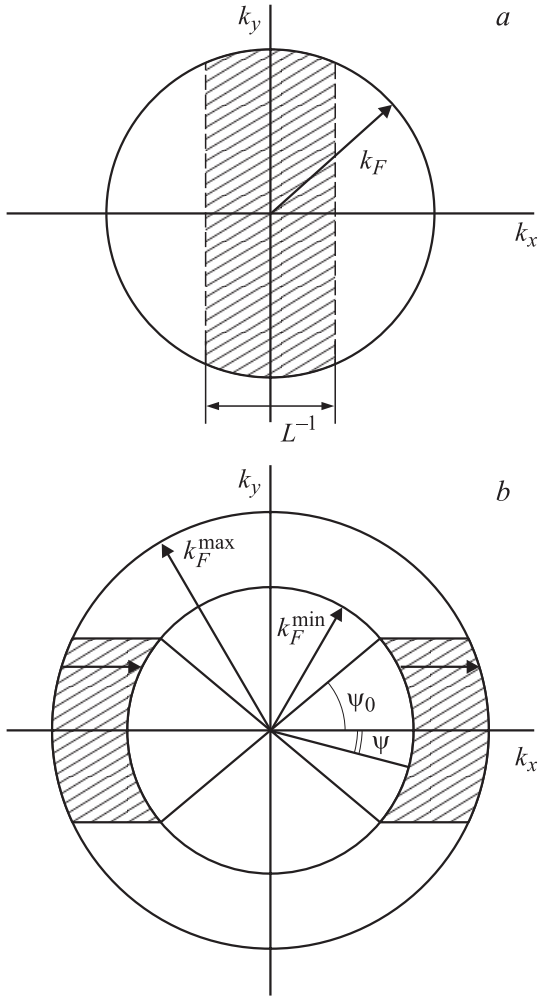
где  $x_j$  — координата центра  $j$ -ой доменной стенки, а  $\alpha_j = \pm 1$  в зависимости от направления вращения вектора намагниченности. Другие две компоненты вектора  $\mathbf{k}$  в начальном и конечном состоянии совпадают. Величина  $B_{k'_x, k_x}$  имеет вид

$$B_{k'_x, k_x} = \frac{\pi\hbar^2(k'_x - k_x)}{8mD_x \text{sh} \frac{\pi(k'_x - k_x)L}{2}} \sum_j \exp[-i(k'_x - k_x)x_j]. \quad (9)$$

Ею обычно пренебрегают при рассмотрении вклада доменных стенок в сопротивление. Но если расщепление подзон обменным полем достаточно велико, т.е.

$$\frac{JL}{\hbar v_F} \gg 1, \quad (10)$$

где  $v_F$  — фермиевская скорость носителей заряда, то переходы электронов между подзонами с противополож-



**Рис. 1.** Области поверхности Ферми (заштрихованы), на которых расположены носители заряда, сильнее всего рассеиваемые доменными стенками: без изменения спина (а) и с переворотом спина (b).

ным локальным значением проекции спина, обусловленные  $A_{k'_x, k_x}$ , экспоненциально редки, и основную роль играет рассеяние без изменения направления спина, обусловленное  $B_{k'_x, k_x}$ .

**3.1. Рассеяние без переворота спина.** В силу закона сохранения энергии переходы возможны только между состояниями, отличающимися знаком  $k_x$ , т.е. имеет место упругое отражение от доменной стенки. Как видно из выражения (9), существенное рассеяние на доменных стенках претерпевают носители заряда с  $|k_x| \leq (\pi L)^{-1}$  (рис. 1, а). Вероятность рассеяния равна

$$w_1 = \frac{2\pi D_x}{\hbar} \int dk_x |B_{k'_x, k_x}|^2 \delta \left[ \frac{\hbar^2 (k'_x)^2}{2m} - \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} \right] \approx \frac{\pi^3 \hbar |k_x|}{8mb \operatorname{sh}^2(\pi k_x L)}. \quad (11)$$

Следует отметить, что рассеяние на доменных стенках изменяет только компоненту  $\sigma_{xx}$  тензора электропроводности ферромагнетика, оставляя две другие диагональные компоненты  $\sigma_{yy} = \sigma_{zz} = \sigma_0$  неизменными.

Указанная выше группа носителей заряда с  $|k_x| \leq (\pi L)^{-1}$  составляет долю порядка  $|k_x|/k_F$  и обладает малой скоростью  $v_x$  ( $v_x = \hbar k_x/m \ll v_F$ ). Поэтому малую поправку к электропроводности  $\Delta\sigma_{xx}/\sigma_0$ , обусловленную рассеянием на доменных стенках без переворота спина, можно оценить как

$$\left( \frac{\Delta\sigma_{xx}}{\sigma_0} \right)_B \sim -\frac{\tau \hbar}{8\pi m b L^4 k_F^3} \sim -\frac{\tau \varepsilon_F}{4\pi \hbar (k_F b) (k_F L)^4}, \quad (12)$$

где  $\tau$  — характерное время свободного пробега в отсутствие доменных стенок.

**3.2. Рассеяние с переворотом спина.** В случае  $J \ll \varepsilon_F$  основной вклад в рассеяние с переворотом спина вносят не процессы отражения от доменной стенки ( $k'_x \approx -k_x$ ), а процессы, изображенные на рис. 1, b.

Величина переданного волнового вектора зависит от исходного значения  $k_x$  следующим образом:

$$|k'_x - k_x| = \sqrt{(k_x)^2 + (k_F^{\max})^2 - (k_F^{\min})^2} - k_x, \quad (13)$$

где  $k_F^{\max}$  и  $k_F^{\min}$  — волновые векторы Ферми двух подзон. Отметим, что

$$\frac{\hbar^2}{2m} [(k_F^{\max})^2 - (k_F^{\min})^2] = 2J.$$

Минимальное значение  $|k'_x - k_x|$  равно  $q_0 = k_F^{\max} - k_F^{\min}$  и соответствует значению  $\sin \psi = 0$  (см. рис. 1, b). С ростом  $\psi$  величина  $|k'_x - k_x|$  растет, достигая величины  $\sqrt{(k_F^{\max})^2 - (k_F^{\min})^2}$  при  $\psi = \pi/2$ .

Поскольку величина матричного элемента  $A_{k'_x, k_x}$  экспоненциально падает с ростом  $|k'_x - k_x|$ , существенное рассеяние претерпевают носители заряда, для которых выполняется условие

$$|\sin \psi| \leq \sin \psi_0 = (q_0 L)^{-1/2}. \quad (14)$$

Для таких носителей вероятность рассеяния равна

$$w_2 = \frac{2\pi D_x}{\hbar} \int dk'_x |A_{k'_x, k_x}|^2 \delta \left[ \frac{\hbar^2 (k'_x)^2}{2m} - \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} + 2J \right] \approx \frac{4\pi^3 \varepsilon_F}{\hbar (k_F b)} \exp(-\pi q_0 L). \quad (15)$$

В отличие от случая рассеяния без переворота спина в нашем случае эффективно рассеивающиеся носители имеют максимально возможные значения  $v_x$ . Заметим, что в рассматриваемом процессе  $k_x$  изменяется на относительно малую величину  $q_0/k_F$ .

Окончательно для поправки  $(\Delta\sigma_{xx}/\sigma_0)_A$  к электропроводности получаем выражение

$$\left(\frac{\Delta\sigma_{xx}}{\sigma_0}\right)_A \sim -\frac{4\pi^2\varepsilon_F\tau}{\hbar(k_F b)(k_F L)} \exp(-\pi q_0 L). \quad (16)$$

Наряду с рассмотренными выше поправками к электропроводности, обусловленными рассеянием, другими словами, вкладом оператора  $\widehat{W}$  в мнимую часть собственно-энергетической части функции Грина носителей заряда, существуют поправки, связанные с порождаемыми этим оператором вкладами в действительную часть собственно-энергетической части, а также поправки, обусловленные изменением оператора плотности тока в результате калибровочного преобразования [4,6].

Отличие этих поправок от выражений (12), (16) состоит в том, что они не содержат величину  $\tau$ . Интеграл по области, далекой от поверхности Ферми, приводит во втором порядке теории возмущений по оператору  $\widehat{W}$  к поправке к закону дисперсии носителей заряда. В изотропном немагнитном металле рассеяние на точечных дефектах дает поправку к закону дисперсии, не зависящую от волнового вектора и спина, которая является перенормировкой химического потенциала [10]. В случае ферромагнитного металла с двумя подзонами такая поправка оказывается различной для разных подзон в силу различия их плотностей состояний и приводит к их относительному смещению, т.е. к изменению величины  $J$ . Наличие доменных стенок приводит к аналогичному эффекту. Кроме того, в силу анизотропии взаимодействия носителей заряда с доменными стенками указанная поправка к энергии зависит от  $k_x$ , что вызывает не только сдвиг, но и искажение закона дисперсии. Поскольку все эти эффекты не приводят к рассеянию, их вклад в сопротивление связан с изменением плотности состояний и матричных элементов взаимодействия носителей заряда с примесями и фононами. В результате относительная поправка к электропроводности не зависит от величины  $\tau$ .

Указанные выше поправки проанализированы в работах [4,6]. При реальных соотношениях между временами релаксации носителей заряда, принадлежащих разным подзонам, величина  $\Delta\sigma/\sigma$  равнялась

$$\left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)_C = -\frac{\Delta\rho}{\rho} \sim -\gamma \frac{\pi}{2(bk_F)(Lk_F)}, \quad (17)$$

где  $\rho$  — удельное электросопротивление, а  $\gamma \sim 2-3$ .

При характерных для металла значениях  $k_F \sim 1 \text{ \AA}^{-1}$ ,  $L \sim 300 \text{ \AA}$ ,  $b \sim 3000 \text{ \AA}$ ,  $\tau \sim 10^{-13} \text{ s}$ ,  $\varepsilon_F \sim 3 \text{ eV}$ ,  $q_0 \sim 0.1 \text{ \AA}^{-1}$  находим:  $(\Delta\sigma_{xx}/\sigma_0)_B \sim 10^{-12}$ ,  $(\Delta\sigma_{xx}/\sigma_0)_C \sim 3 \cdot 10^{-6}$ , а значение  $(\Delta\sigma_{xx}/\sigma_0)_A$  исчезающе мало. Таким образом, обычные широкие доменные стенки практически не вносят вклада в сопротивление, а следовательно, и в магнетосопротивление, связанное с исчезновением доменных стенок в магнитном поле насыщения.

## 4. Многослойные магнитные структуры ферромагнетик–антиферромагнетик

Многослойные магнитные структуры привлекли к себе пристальное внимание после открытия в них явления гигантского магнетосопротивления [11]. Последнее время внимание исследователей обратилось к многослойным структурам ферромагнетик–слоистый антиферромагнетик. Примером таких структур, согласно данным экспериментов по дифракции нейтронов, являются многослойные структуры Fe/Cr [12,13], в которых слой хрома толщиной  $d < 45 \text{ \AA}$  представляет собой набор ферромагнитных плоскостей с антипараллельной ориентацией спинов в соседних плоскостях. Спины атомов хрома лежат в данных плоскостях, которые в свою очередь параллельны (в среднем) границам раздела слоев. Аналогичная структура наблюдалась и в слоях марганца в многослойных структурах Fe/Mn [14,15].

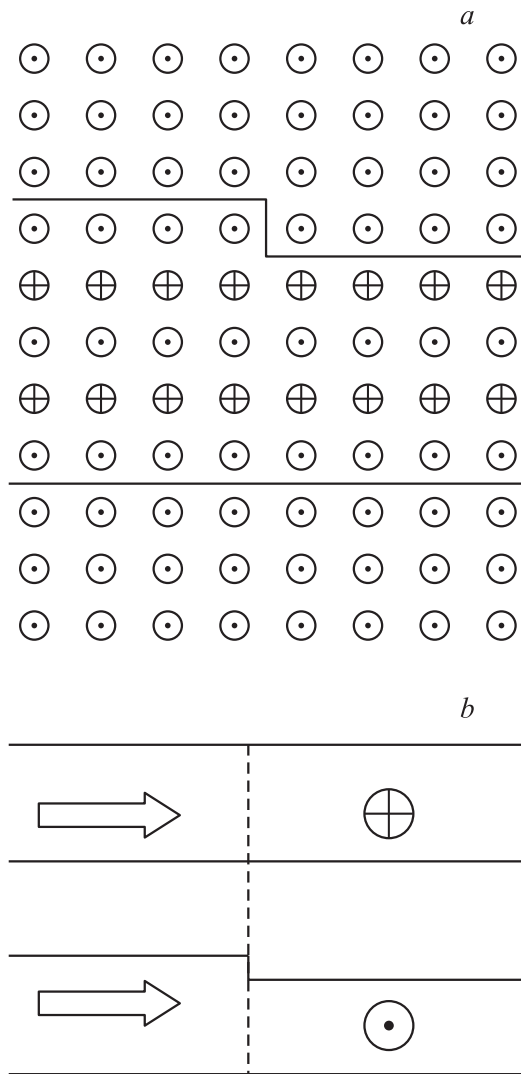
Наличие на границах раздела слоев атомных ступеней, изменяющих толщину антиферромагнетика на один моноатомный слой, приводит к фрустрациям в системе ферромагнетик–антиферромагнетик (рис. 2, а). Однородное распределение параметров порядка в слоях уже не соответствует минимуму энергии.

Фазовая диаграмма „толщина слоев–шероховатость“ многослойных магнитных структур изучена в [16] на примере трехслойной системы „ферромагнетик–антиферромагнетик–ферромагнетик“. Если расстояние между атомными ступенями на поверхности слоя (ширина ступеней  $R$ ) превосходит критическую величину (толщину доменной стенки), то энергетически выгодным становится разбиение ферромагнитных слоев на домены с параллельной и антипараллельной ориентацией намагниченностей ферромагнитных слоев. Доменные стенки пронизывают все три слоя, их координаты в плоскости слоя совпадают с границами атомных ступеней на любой из двух поверхностей раздела. Разворот намагниченностей ферромагнитных слоев в доменной стенке происходит в противоположные стороны. Антиферромагнитный параметр порядка разворачивается вместе с намагниченностью того ферромагнитного слоя, граница с которым в данном месте не содержит ступени (рис. 2, б).

Исследование структуры порождаемых фрустрациями доменных стенок показало [16], что характерная толщина доменной стенки составляет десятки ангстрем, т.е. эти „необычные“ доменные стенки намного уже обычных доменных стенок в ферромагнетике, толщина которых обусловлена конкуренцией обменной энергии и энергии анизотропии. Для толщины порождаемой фрустрацией доменной стенки в ферромагнитном слое  $\delta_f$  получена оценка

$$\delta_f \approx a\sqrt{\eta}, \quad (18)$$

где  $a$  — толщина слоя, а  $\eta$  — отношение энергий обменного взаимодействия соседних спинов в ферромаг-



**Рис. 2.** Фрустрация в системе ферромагнетик–антиферромагнетик–ферромагнетик, вызванная наличием ступени на границе раздела слоев (а), и индуцированная ею доменная стенка (b).

нитном и антиферромагнитном слоях. При  $a = 10 \text{ \AA}$  и  $\eta = 3$  получаем  $\delta_f \approx 20 \text{ \AA}$ . Размер  $R$  доменов, порождаемых фрустрациями, может составлять величину порядка  $100 \text{ \AA}$ . Подставляя эти величины в качестве  $L$  и  $b$  в формулы (12), (16) и (17), находим:

$$(\Delta\sigma_{xx}/\sigma_0)_B \sim 10^{-6}, \quad (\Delta\sigma_{xx}/\sigma_0)_C \sim 2 \cdot 10^{-3},$$

$$(\Delta\sigma_{xx}/\sigma_0)_A \sim 0.02.$$

Таким образом, в случае «необычных» доменных стенок наибольший вклад в сопротивление вносит именно рассеяние носителей заряда на доменных стенках, а именно вклад  $A$ . Причем в силу экспоненциальной зависимости данного вклада от  $L$  его величина может

быть существенно выше в случае более тонких слоев. Он возрастает также в области низких температур вследствие увеличения времени свободного пробега носителей заряда.

Доменные стенки возникают также и в антиферромагнитных слоях. Рассмотрение процессов рассеяния носителей заряда на них полностью аналогично изложенному выше. В коллинеарном антиферромагнетике сохраняется вырождение закона дисперсии носителей заряда по спине, поэтому при отражении от доменной стенки  $A_{-k_x, k_x} = 0$ , и соответствующий вклад в сопротивление исчезает. Вклад процессов без переворота спина и  $(\Delta\sigma_{xx}/\sigma_0)_C$  по порядку величины такие же, как в ферромагнетике. Таким образом, вклад в сопротивление, обусловленный рассеянием носителей заряда на доменных стенках, в антиферромагнитных слоях меньше, чем в ферромагнитных.

Устраняя доменные стенки внешним магнитным полем, мы одновременно устраняем их вклад в сопротивление, что приводит к отрицательному магнетосопротивлению. Поскольку рассматриваемый вклад пропорционален концентрации доменных стенок, он достигает максимума при  $R \sim \delta_f$ . При меньших значениях  $R$  вследствие перекрытия доменных стенок происходит переход в состояние, в котором ферромагнитные слои практически однородны [16].

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

- 1) В случае обычных доменных стенок их вклад в рассеяние носителей заряда несуществен, а основную роль играет вызываемая ими перенормировка закона дисперсии и волновых функций носителей заряда.
- 2) В случае «необычных» доменных стенок, порождаемых фрустрациями, в многослойных магнитных структурах «ферромагнетик–антиферромагнетик» основной вклад доменных стенок в сопротивление обусловлен рассеянием на них носителей заряда.
- 3) Величина магнетосопротивления, обусловленная этим эффектом, может достигать 1–10%.

## Список литературы

- [1] G.G. Cabrera, L.M. Falicov. Phys. Stat. Solid (b) **61**, 2, 539 (1974); **62**, 1, 217 (1974).
- [2] J.F. Gregg, W. Allen, K. Ounadjela, M. Viret, M. Hehn, S.M. Thompson, J.M.D. Coey. Phys. Rev. Lett. **77**, 8, 1580 (1996).
- [3] P.M. Levy, S. Zhang. Phys. Rev. Lett. **79**, 25, 5110 (1997).
- [4] G. Tatara, H. Fukuyama. Phys. Rev. Lett. **78**, 19, 3773 (1997).
- [5] R.P. van Gorkom, A. Brataas, G.E.W. Bauer. Phys. Rev. Lett. **83**, 21, 4401 (1999).
- [6] A. Brataas, G. Tatara, G.E.W. Bauer. Phys. Rev. B **60**, 5, 3406 (1999).
- [7] E. Simanek. Phys. Rev. B **63**, 224412 (2001).
- [8] R. Danneau, P. Warin, J.P. Attane, I. Petej, C. Beigne, C. Fermon, O. Klein, A. Marty, F. Ott, Y. Samson, M. Viret. Phys. Rev. Lett. **88**, 157201 (2002).
- [9] V.K. Dudaev, J. Barnas, A. Lusakowski, L.A. Turski. Phys. Rev. B **65**, 224419 (2002).

- [10] А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков, И.Е. Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике. Физматгиз, М. (1962). §39.
- [11] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, Nguen van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 21, 2472 (1988).
- [12] A. Schreyer, C.F. Majkrzak, Th. Zeidler, T. Schmitte, P. Bodeker, K. Theis-Brohl, A. Abromeit, J.A. Dura, T. Watanabe. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 24, 4914 (1997).
- [13] P. Bodeker, A. Schreyer, H. Zabel. *Phys. Rev. B* **59**, 14, 9408 (1999).
- [14] M. Chirita, G. Robins, R.L. Stamp, R. Sooryakumar, M.E. Filipkowski, C.J. Gutierrez, G.A. Prinz. *Phys. Rev. B* **58**, 2, 869 (1998).
- [15] S. Yan, R. Schreiber, F. Voges, C. Osthover, P. Grunberg. *Phys. Rev. B* **59**, 18, R11 641 (1999).
- [16] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов. *ЖЭТФ* **121**, 5, 1149 (2002).