

Угловая зависимость гигантского магнетосопротивления для тока, перпендикулярного плоскости слоев магнитного сэндвича

© А.В. Ведяев, О.А. Котельникова, Н.Г. Пугач, М.Г. Чшиев

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия

E-mail: pugach@magn.phys.msu.su

(Поступила в Редакцию 18 февраля 1999 г.)

Предлагается квантово-статистическая модель, использующая формализм Кубо для описания магнетосопротивления многослойной структуры току, перпендикулярному плоскости слоев (CPP-MR). В частности, эта модель описывает случай, когда последовательные ферромагнитные слои структуры намагничены неколлинеарно. Исследуется интерференция между волновыми функциями электронов с различным направлением проекции спина на ось намагниченности, возникающая в неколлинеарной конфигурации, и рассматривается роль рассеяния электронов не только в объеме слоев, но и на поверхности их раздела.

С тех пор как начались исследования гигантского магнетосопротивления (GMR) в многослойных структурах типа Fe/Cr [1], были разработаны два основных теоретических подхода к описанию этого явления. В одном из них придавалось наибольшее значение зависящему от спина рассеянию электронов проводимости на поверхностях и(или) в объеме ферромагнитных слоев [2–4]. Электроны каждого слоя описывались моделью свободного электронного газа [5]. При этом в некоторых моделях принимались во внимание наиболее характерные особенности зонной структуры. В частности, учитывалось существование зависящих от спина потенциальных барьеров на границах ферромагнитных слоев, возникающих из-за различного заполнения валентной зоны в соседних слоях, однако детали зонной структуры при этом не принимались во внимание [6–9]. Явления переноса описывались простыми параметрами, такими как зависящая от спина средняя длина свободного пробега и волновой вектор Ферми.

При другом подходе основное внимание уделялось влиянию зонной структуры на явления переноса [10–12]. Электронная структура рассчитывалась "из первых принципов" как в параллельной, так и в антипараллельной конфигурациях намагниченностей соседних слоев. Намагниченность вычислялась с учетом полной электронной структуры сверхрешетки. Этот подход требовал сложных численных расчетов. Их результаты довольно трудно было сравнивать с экспериментами по измерению абсолютной проводимости и магнетосопротивления. В частности, плохо учитывалась природа рассеивающих центров в реальных многослойных структурах. В роли таких центров могут выступать поверхностные дефекты, магнитные включения в немагнитных слоях, примеси в ферромагнитных слоях, фононы при конечной температуре. Точное соотношение между электронной структурой и амплитудой рассеяния для каждого типа дефектов требует отдельного численного анализа, что сильно затрудняет вычисления "из первых принципов".

По этой причине мы предпочитаем первый из перечисленных подходов, и, не рассматривая полную зон-

ную структуру электронов, тем не менее учитываем межслойные потенциальные барьеры, которые являются одной из основных черт, вносимых расчетами зонной структуры.

Ранее было показано [9], что как для тока, перпендикулярного плоскости слоев (CPP геометрия), так и для тока, параллельного этой плоскости (CIP геометрия) [8], основной вклад в проводимость вносят s -подобные электроны, для которых справедливо соотношение

$$\frac{k_F^\uparrow - k_F^\downarrow}{k_F^\uparrow + k_F^\downarrow} \ll 1, \quad (1)$$

где k_F^\uparrow и k_F^\downarrow — квазиимпульсы Ферми для электронов с направлением магнитного момента вдоль и против намагниченности соответственно. В работах [8,9] исследовалась зависимость магнетосопротивления от угла γ между направлениями намагниченностей соседних слоев и учитывались вышеупомянутые потенциальные барьеры между соседними ферромагнитными слоями, а также объемное рассеяние электронов проводимости. Но в них не было учтено рассеяние на поверхностях (интерфейсах) между слоями, которое было включено в аналогичный расчет [13], проведенный только для строго параллельной и антипараллельной конфигураций намагниченностей соседних ферромагнитных слоев. В такой конфигурации спиновые каналы не смешиваются, и небольшой по сравнению с энергией Ферми потенциальный барьер (1) не играет существенной роли.

В данной работе приводится квантово-статистический расчет угловой зависимости магнетосопротивления в CPP геометрии с учетом всех вышеуказанных механизмов: зависящего от спина потенциального барьера, возникающего из-за гибридационного обмена между s и d зонами; зависящего от спина рассеяния электронов проводимости в объеме слоев; рассеяния на интерфейсах, отличного от объемного. Причина последнего — шероховатость поверхностей между слоями, "грязь" и разного рода поверхностные дефекты. Дело в том, что при угле γ между намагниченностями слоев, отличном

от 0 или π , возникает смешивание электронных состояний с направлениями спина \uparrow и \downarrow при прохождении электронов из одного слоя в другой, а поверхностное рассеяние наряду с объемным вносит вклад в член, зависящий от величины потенциального барьера, который оказывается пропорциональным $\sin^2 \gamma$, т.е. описывает отклонение угловой зависимости от линейной по $\cos \gamma$.

1. Модель

Рассмотрим сэндвич, состоящий из двух одинаковых ферромагнитных слоев толщиной a и c , разделенных парамагнитной прослойкой толщины b . Электронная система каждого из слоев описывается как газ свободных электронов, подверженных зависящему от спина рассеянию как в объеме слоев, так и на интерфейсах. В случае неколлинеарной конфигурации намагниченностей соседних ферромагнитных слоев невозможно диагонализировать гриновские функции электронов в спиновом пространстве в обоих слоях одновременно путем выбора удобной оси квантования. Поэтому выберем в качестве этой оси направление намагниченности в одном слое (c). Тогда при переходе из одного ферромагнитного слоя в другой чистое электронное состояние с волновым вектором $k^{\uparrow(\downarrow)}$ превращается в смешанное, и электроны испытывают переход через потенциальный барьер, так как $k_F^{\uparrow} \neq k_F^{\downarrow}$.

В качестве функций Грина нулевого приближения $G_0^{\alpha\beta}(z, z')$, описывающих систему только с рассеянием в объеме, возьмем решения матричного уравнения [9]

$$\left[\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_F^2 - k^2 \right) I - \frac{2m}{\hbar^2} \Sigma_{\text{vol}}^{\alpha\beta} \right] G_0^{\alpha\beta}(z, z') = \frac{2m}{\hbar^2} \delta(z - z') I, \quad (2)$$

где m — эффективная масса электронов проводимости, $\delta(z)$ — дельта-функция Дирака, α и β — спиновые индексы ($\alpha, \beta = \uparrow, \downarrow$), I — единичная матрица. При расчете сэндвича, т.е. структуры с пространственной неоднородностью в одном из направлений, мы используем смешанное координатно-импульсное представление для всех величин. Координата z описывает положение точки на оси, перпендикулярной к плоскости слоев сэндвича, а вектор k есть проекция квазиимпульса на эту плоскость. Собственно-энергетическая часть, отвечающая объемному упругому рассеянию в слое c , где ось квантования совпадает с направлением намагниченности, имеет диагональный вид

$$\Sigma_{\text{vol}}^{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} \Sigma_{\text{vol}}^{\uparrow} & 0 \\ 0 & \Sigma_{\text{vol}}^{\downarrow} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

При повороте оси квантования на угол γ в слое a эта матрица преобразуется по закону

$$\Sigma_{\text{vol}}^{\alpha\beta} = \frac{\Sigma_{\text{vol}}^{\uparrow} + \Sigma_{\text{vol}}^{\downarrow}}{2} I^{\alpha\beta} + \frac{\Sigma_{\text{vol}}^{\uparrow} - \Sigma_{\text{vol}}^{\downarrow}}{2} \begin{pmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma \\ \sin \gamma & -\cos \gamma \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Зависящие от спина длины свободного пробега электронов в объеме ферромагнитных слоев будут равны соответственно

$$l^{\uparrow(\downarrow)} = \frac{\hbar^2 k_F^{\uparrow(\downarrow)}}{m \text{Im} \Sigma_{\text{vol}}^{\uparrow(\downarrow)}}. \quad (5)$$

Заметим, что $\text{Re}(\Sigma_{\text{vol}}^{\uparrow} - \Sigma_{\text{vol}}^{\downarrow})$ — энергия обменного взаимодействия между электронами подзон с различным направлением спина. Мы рассматриваем случай, когда для электронов, перетекающих из одного ферромагнитного слоя в другой, преодолеваемый ими потенциальный барьер в силу соотношения (1) достаточно мал, т.е. много меньше энергии Ферми. Поэтому можно пренебречь отражением электронов от потенциальных барьеров, а также связанными с этим отражением эффектами, и положить в формуле (2) $k_F = (k_F^{\uparrow} + k_F^{\downarrow})/2$. Однако наличие барьера между электронными состояниями со спином \uparrow и \downarrow необходимо учитывать в выражениях типа $(k_F^{\uparrow} - k_F^{\downarrow}) l^{\uparrow(\downarrow)}$, которые могут быть и много больше единицы.

Уравнение (2) должно быть дополнено условиями непрерывности гриновской функции и ее производной на интерфейсах, а также граничными условиями, соответствующими ослаблению корреляций электронных состояний на бесконечности.

Функции Грина нашей системы с учетом рассеяния на интерфейсах между слоями сэндвича мы находим как решения уравнения Дайсона

$$\begin{aligned} G^{\alpha\beta}(z, z') &= G_0^{\alpha\beta}(z, z') + G_0^{\alpha\beta}(z, a) \\ &\times \Sigma_{\text{int}}^{\alpha\beta}(a) G^{\alpha\beta}(a, z') + G_0^{\alpha\beta}(z, a+b) \\ &\times \Sigma_{\text{int}}^{\alpha\beta}(a+b) G^{\alpha\beta}(a+b, z') \end{aligned} \quad (6)$$

в первом приближении, т.е., полагая рассеяние на интерфейсах (с координатами a и $a+b$ по оси OZ), достаточно малым. При повороте оси квантования матрица $\Sigma_{\text{int}}^{\alpha\beta}$ преобразуется по такому же закону (3), (4), как и матрица объемного рассеяния. В (6) $G_0^{\alpha\beta}(z, z')$ — функция Грина нулевого приближения (2). Если аналогично (5) ввести параметр с размерностью длины, $\lambda^{\uparrow(\downarrow)} = \hbar^2 k_F / m \text{Im} \Sigma_{\text{int}}^{\uparrow(\downarrow)}$, отвечающий эффективной длине свободного пробега, соответствующей спин-зависящему рассеянию на интерфейсах, то эта длина по предположению будет много больше постоянной решетки a_0 .

Для вычисления двухточечной проводимости воспользуемся формулой Кубо в форме [14], которая в смешанном k - z представлении имеет вид [9]

$$\sigma^{\alpha\beta\eta\nu}(z, z') = -\frac{e^2\hbar^3}{4m^2\pi} \sum_k [G^{\beta\eta+}(z, z') - G^{\beta\eta-}(z, z')] \times \overleftrightarrow{\nabla}_z \overleftrightarrow{\nabla}_{z'} [G^{\nu\alpha+}(z', z) - G^{\nu\alpha-}(z', z)], \quad (7)$$

где $G^{\alpha\beta\pm}(z, z')$ — опережающая и запаздывающая функции Грина (6), спиновые индексы $\alpha, \beta, \eta, \nu = \uparrow, \downarrow$, $\overleftrightarrow{\nabla}_z = \frac{1}{2}(\overrightarrow{\nabla}_z - \overleftarrow{\nabla}_z)$ — антисимметричный оператор производной по координате z , e — заряд электрона. Тогда выражение для плотности тока в точке z , которое имеет вид спинора второго ранга, записывается как [14]

$$J^{\alpha\beta}(z) = \int \sigma^{\alpha\beta\eta\nu}(z, z') E^{\eta\nu}(z') dz', \quad (8)$$

где $E^{\eta\nu}(z')$ — эффективное электрическое поле, тоже спинор второго ранга. В работе [14] было показано, что введение этой величины эквивалентно вычислению вершинной поправки к выражению для проводимости (7).

Из закона сохранения заряда получим уравнения для нахождения полей $E^{\eta\nu}(z')$

$$\frac{\partial}{\partial z} J^{\alpha\beta}(z) = 0. \quad (9)$$

Уравнения (8), (9) решаются самосогласованным образом, исходя из предположения, что эффективные поля $E^{\eta\nu}(z')$ не зависят от координаты внутри каждого слоя, но на интерфейсах испытывают скачок, обусловленный поверхностным рассеянием электронов

$$E^{\eta\nu}(z) = E_i^{\eta\nu} + C_1^{\eta\nu} \delta(z - a) + C_2^{\eta\nu} \delta(z - a - b), \quad (10)$$

где $C_1^{\eta\nu}$ и $C_2^{\eta\nu}$ — величины падения напряжения на интерфейсах в результате зависящего от спина рассеяния, отличного от объемного рассеяния, $E_i^{\eta\nu}$ — не зависящие от координаты z величины, различные для разных слоев ($i = a, b, c$). Эти величины подбираются таким образом, чтобы удовлетворить условиям непрерывности выражений для токов в разных слоях $J_a^{\alpha\beta}(z)$, $J_b^{\alpha\beta}(z)$, $J_c^{\alpha\beta}(z)$

$$J_a^{\alpha\beta}(z)|_{z=a} = J_b^{\alpha\beta}(z)|_{z=a}, \\ J_b^{\alpha\beta}(z)|_{z=a+b} = J_c^{\alpha\beta}(z)|_{z=a+b}, \quad (11)$$

а константы $C_1^{\eta\nu}$ и $C_2^{\eta\nu}$ подбираются так, чтобы все члены, зависящие от координаты, в этих выражениях обратились в ноль. Это удастся сделать, несмотря на то что таких членов оказывается гораздо больше, чем искомым констант.

Чтобы получить полную систему, уравнение (9) необходимо дополнить выражениями для общего падения напряжения

$$aE_a^{\alpha\alpha} + bE_b^{\alpha\alpha} + cE_c^{\alpha\alpha} + C_1^{\alpha\alpha} + C_2^{\alpha\alpha} = U, \\ aE_a^{\alpha\beta} + bE_b^{\alpha\beta} + cE_c^{\alpha\beta} + C_1^{\alpha\beta} + C_2^{\alpha\beta} = 0, \quad \text{при } \alpha \neq \beta. \quad (12)$$

Таким образом, записана система уравнений для величин $E_i^{\alpha\beta}$, $C_1^{\alpha\beta}$, $C_2^{\alpha\beta}$, каждая из которых представляет собой спинор второго ранга. Решив эту систему, мы можем получить полное сопротивление сэндвича, равное $R = U/(J^{\uparrow\uparrow} + J^{\downarrow\downarrow})$.

Окончательное выражение для сопротивления сэндвича ($a/b/c$) имеет вид

$$R = \frac{6\pi^2\hbar}{e^2k_F^2} A^{-1} \left\{ \left[(a+c)^2 + (a+c)(l^\uparrow + l^\downarrow) \left(\frac{b}{l} + 2\Sigma_0 \right) \right. \right. \\ \left. \left. + l^\uparrow l^\downarrow \left(\frac{b}{l} + 2\Sigma_0 \right)^2 + (1 - \cos\gamma) ac \frac{(l^\uparrow - l^\downarrow)^2}{2l^\uparrow l^\downarrow} \right. \right. \\ \left. \left. + (1 + \cos\gamma) \left((a+c)(l^\uparrow - l^\downarrow)\Sigma_1 - 2l^\uparrow l^\downarrow \Sigma_1^2 \right) \right] \right. \\ \left. \times \left[a+c + \frac{2\xi l^\uparrow l^\downarrow}{l^\uparrow + l^\downarrow} \left(\frac{b}{l} + 2\Sigma_0 \right) \right] + \sin^2\gamma(1 - \xi) \right. \\ \left. \times \left[ac \frac{(l^\uparrow + l^\downarrow)^2(1 - \xi)}{4l^\uparrow l^\downarrow \xi} \left(a+c + \frac{2l^\uparrow l^\downarrow}{l^\uparrow + l^\downarrow} \right. \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\frac{b}{l} + 2\Sigma_0 \right) \right) + \frac{ac(a+c)(l^\uparrow - l^\downarrow)^2}{4l^\uparrow l^\downarrow} \right. \right. \\ \left. \left. + (a+c)l^\uparrow l^\downarrow \Sigma_1^2 - ac(l^\uparrow - l^\downarrow)\Sigma_1 \right] \right\}, \quad (13)$$

где $1/\xi = 1 + [(k^\uparrow - k^\downarrow)l^\uparrow l^\downarrow / (l^\uparrow + l^\downarrow)]^2$, l — длина свободного пробега электронов проводимости в немагнитной прослойке, и введены обозначения

$$A = (l^\uparrow + l^\downarrow) \left[\left(a+c + \frac{2\xi l^\uparrow l^\downarrow (b/l + 2\Sigma_0)}{l^\uparrow + l^\downarrow} \right) \right. \\ \left. \times \left(a+c + \frac{2l^\uparrow l^\downarrow (b/l + 2\Sigma_0)}{l^\uparrow + l^\downarrow} \right) + ac \sin^2\gamma \frac{(1 - \xi)^2}{\xi} \right], \\ \Sigma_0 = \frac{ma_0}{\hbar^2 k_F} \text{Im}(\Sigma_{\text{int}}^\uparrow + \Sigma_{\text{int}}^\downarrow), \\ \Sigma_1 = \frac{ma_0}{\hbar^2 k_F} \text{Im}(\Sigma_{\text{int}}^\uparrow - \Sigma_{\text{int}}^\downarrow). \quad (14)$$

2. Обсуждение результатов

Мы получили аналитическое выражение (13) для сопротивления магнитного сэндвича в случае неколлинеарного намагничивания магнитных слоев с учетом зависящего от спина рассеяния, разного в объеме и на поверхностях раздела слоев (интерфейсах). Это дает возможность исследовать роль интерфейсного рассеяния в эффекте гигантского магнетосопротивления многослойных магнитных структур такого рода.

В пределе, не учитывающем поверхностного рассеяния, т.е. если положить эффективные длины свободного пробега, соответствующие спин-зависящему рассеянию на интерфейсах, $\lambda^{\uparrow(\downarrow)} \rightarrow \infty$, получим, что выражение (13) совпадает с формулой для угловой зависимости магнетосопротивления, приведенной в работе [9]. Если же считать намагниченности слоев строго коллинеарными ($\gamma = 0, \pi$), то не возникает интерференции между когерентными электронными волнами, отличающимися направлением проекции спина: член, содержащий разность $k^{\uparrow} - k^{\downarrow}$ и пропорциональный $\sin^2 \gamma$, обращается в ноль. Тогда выражение для магнетосопротивления совпадает с приведенным в статье [13]. Таким образом, полученный результат можно считать обобщением сделанных ранее расчетов.

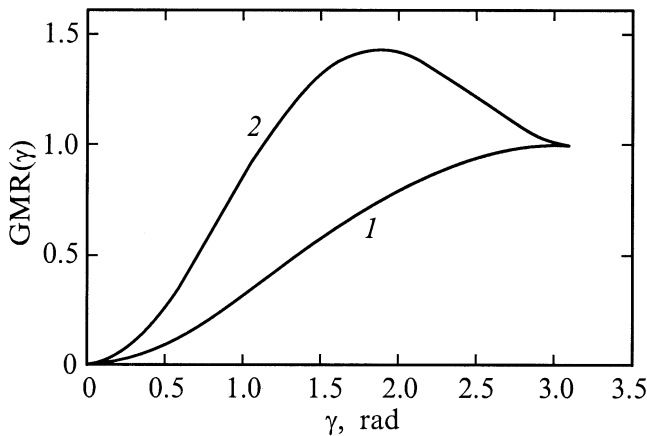


Рис. 1. Зависимость приведенного магнетосопротивления от угла между направлениями намагниченностей ферромагнитных слоев, толщины $a = c = 23$, $b = 11$, $l^{\uparrow} = 60$, $l^{\downarrow} = 20$, $l = 180$, $\lambda^{\uparrow} \rightarrow \infty$, $\lambda^{\downarrow} \rightarrow \infty$ (1), $\lambda^{\uparrow} = 200$, $\lambda^{\downarrow} = 10$ (2). Все длины заданы в ангстремах.

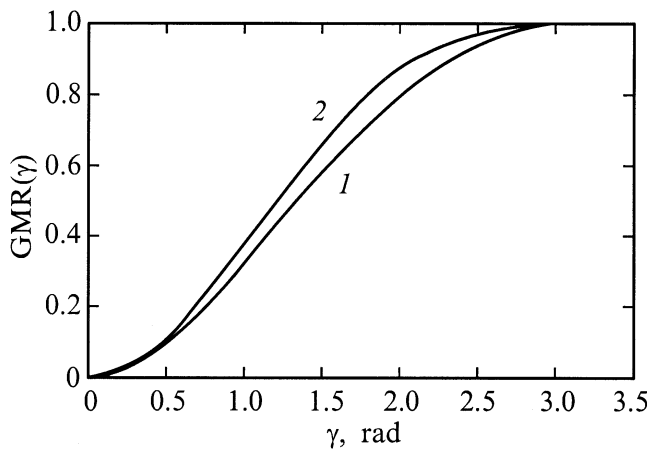


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для $a = c = 39$, $b = 11$, $l^{\uparrow} = 60$, $l^{\downarrow} = 20$, $l = 180$, $\lambda^{\uparrow} \rightarrow \infty$, $\lambda^{\downarrow} \rightarrow \infty$ (1), $\lambda^{\uparrow} = 200$, $\lambda^{\downarrow} = 10$ (2).

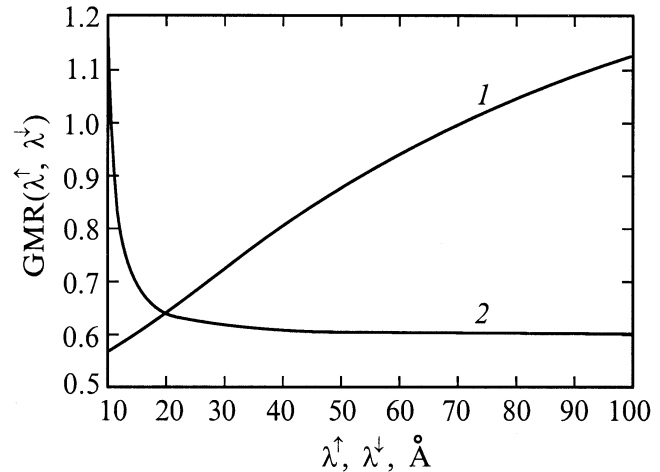


Рис. 3. Зависимость приведенного магнетосопротивления от длин свободного пробега, соответствующих рассеянию на интерфейсах: $\lambda^{\uparrow} = 100$, $\lambda^{\downarrow} = 10-100$ (1), $\lambda^{\uparrow} = 10$, $\lambda^{\downarrow} = 10-100$ (2). Угол между направлениями намагниченностей ферромагнитных слоев $\gamma = \pi/2$. Параметры $a = c = 23$, $b = 11$, $l^{\uparrow} = 60$, $l^{\downarrow} = 20$, $l = 180$. Все длины заданы в ангстремах.

Для построения графиков мы использовали приведенную величину магнетосопротивления

$$GMR = \frac{R(\gamma) - R(\gamma = 0)}{R(\gamma = \pi) - R(\gamma = 0)} \quad (15)$$

с реалистичными величинами для параметров рассеяния электронов и волнового вектора Ферми $k_F^{\uparrow(\downarrow)}$. В частности, мы считали $(k_F^{\uparrow} - k_F^{\downarrow}) / (k_F^{\uparrow} + k_F^{\downarrow}) = 0.1$, как в экспериментах [9]. Учет не только объемного рассеяния, но и рассеяния на интерфейсах вносит вклад в угловую зависимость магнетосопротивления многослойной структуры. В частности, поверхностное рассеяние может приводить к тому, что максимум сопротивления будет наблюдаться при конфигурации намагниченностей соседних ферромагнитных слоев, отличной от антипараллельной (рис. 1). Этот неожиданный результат не мог проявиться как следствие предшествующих расчетов и, по-видимому, характерен только для CPP геометрии, так как SIP сопротивление линейно зависит от $\cos \gamma$ из-за отсутствия интерференции электронных состояний. Естественно, при увеличении толщины магнитных слоев влияние рассеяния на интерфейсах уменьшается, все большую роль начинает играть объемное рассеяние и этот эффект уже не возникает (рис. 2). Изменение параметров поверхностного рассеяния для электронов со спином \uparrow и \downarrow , соотношение которых может отличаться от соотношения длин свободного пробега электронов в объеме, $(\lambda^{\uparrow} - \lambda^{\downarrow}) / (\lambda^{\uparrow} + \lambda^{\downarrow}) \neq (l^{\uparrow} - l^{\downarrow}) / (l^{\uparrow} + l^{\downarrow})$, тоже оказывает влияние на величину магнетосопротивления (рис. 3).

Список литературы

- [1] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 21, 2472 (1988).
- [2] R.E. Camley, J. Barnas. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 6, 664 (1989).
- [3] P.M. Levy, S. Zhang, A. Fert. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 13, 1643 (1990).
- [4] X.-G. Zhang, W.H. Butler. *Phys. Rev.* **B51**, 15, 10 085 (1995).
- [5] A. Barthelemy, J. Childress, V. Cros, O. Durant, O. Duvail, P. Etienne, A. Fert, J.M. George, R. Loloee, R. Morel, D.N. Mosca, L.G. Pereira, F. Petroff, A. Schuhl, P.A. Schroeder, L. Steren. *Phys. Low-Dim. Struct.* **3**, 17 (1994).
- [6] R.Q. Hood, L.M. Falicov. *Phys. Rev.* **B46**, 13, 8682 (1992).
- [7] J. Mathon, M. Villert, H. Itoh. *Phys. Rev.* **B52**, 10, R6983 (1995).
- [8] A. Vedyayev, B. Dieny, N. Ryzhanova, J.B. Genin, C. Cowache. *Europhys. Lett.* **25**, 6, 465 (1994).
- [9] A. Vedyayev, N. Ruzhanova, B. Dieny, P. Dauguet, P. Gandit, J. Chaussy. *Phys. Rev.* **B55**, 2, 1 (1997).
- [10] K.M. Schep, P.J. Kelly, G.E.W. Bauer. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4, 586 (1995).
- [11] P. Zahn, I. Mertig, M. Richter, H. Eschrig. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 16, 2996 (1995).
- [12] W.H. Butler, X.-G. Zhang, D.M.C. Nicholson, J.M. MacLaren. *Phys. Rev.* **B52**, 18, 13 399 (1995).
- [13] A. Vedyayev, M. Chshiev, N. Ryzhanova, B. Dieny, C. Cowache, F. Brouers. *JMMM* **172**, 53 (1997).
- [14] H.E. Camblong, P.M. Levy, S. Zhang. *Phys. Rev.* **B51**, 22, 16 052 (1995).