

НОВЫЙ ИНТЕНСИВНОСТНЫЙ МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МАТЕРИАЛАХ, ОБЛАДАЮЩИХ ГИГАНТСКИМ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕМ

*Н. Ф. Кубраков**, *А. К. Звездин*, *К. А. Звездин*, *В. А. Котов*

*Институт общей физики Российской академии наук
117942, Москва, Россия*

Р. Аткинсон[†]

Королевский университет Белфаста, Северная Ирландия

Поступила в редакцию 16 января 1998 г.

Для магнитного металлического мультислоя, обладающего гигантским магнитосопротивлением, исследовано изменение коэффициента отражения плоской монохроматической s -волны света с поляризацией вдоль намагниченности, когда магнитная конфигурация мультислоя изменяется от антиферромагнитной к ферромагнитной. Рассмотрение данного магнитооптического эффекта проведено в приближении эффективной среды, необходимая диэлектрическая проницаемость которой найдена аналитически с учетом рассеяния электронов на шероховатостях интерфейсов. На примере мультислоя Fe/Cu показано, что эффект может составлять $\sim 0.7\%$. Найденное представление комплексной проводимости удобно в частном случае для исследования магниторезистивного эффекта.

1. ВВЕДЕНИЕ

После открытия гигантского магнитосопротивления в металлических магнитных многослойных пленках (мультислоях) значительные успехи были достигнуты в объяснении его природы [1–13]. Наиболее часто используемая модель при этом связана с шероховатостью границ (интерфейсов) между слоями, на которых электроны, составляющие макроскопический ток, рассеиваются по-разному в зависимости от того, какое из двух возможных направлений спина вдоль фиксированного направления намагниченности в плоскости мультислоя они имеют. Внешнее магнитное поле H может менять конфигурацию намагниченности между соседними магнитными слоями, разделенными слоем немагнитного металла, от антипараллельной, или как ее можно назвать, антиферромагнитной (при $H = 0$) к параллельной — ферромагнитной. При этом симметрия в рассеянии электронов с разными ориентациями спинов изменится, что и приводит к ярко выраженному магниторезистивному эффекту. Он может превышать 50%, например, для мультислоев Co/Cu и Fe/Cr при определенном сочетании параметров, характеризующих транспортные свойства электронов в мультислоях [7]. Разработанная не так давно теория [7, 8], основанная на данной идее, является значительным обобщением теории Фукса–Зондгеймера для описания размерного эффекта одного металлического

*E-mail: kubraikov@orc.ru

[†]R. Atkinson, The Queen's University of Belfast, Belfast BT 7 1NN, Northern Ireland, UK. E-mail: Ronald.Atkinson@qub.ac.uk

слоя [14] и дает результаты близкие к экспериментам. Другие подходы к проблеме, основанные на формуле Кубо–Гринвуда, методе Чемберса и Пиппарда рассмотрены, например, в [12, 13] и цитированной там литературе. Помимо гигантского магнито-сопротивления мультислоев значительный интерес могут представлять их оптические свойства, меняющиеся при изменении их магнитной конфигурации, т. е. магнитооптические эффекты. Их исследованию ранее не уделялось достаточно внимания.

В данной работе будет рассмотрен эффект, состоящий в том, что коэффициент отражения для поляризованной вдоль намагниченности s -волны изменяется. Это, действительно, новый магнитооптический эффект, обусловленный зависимостью рассеяния электронов проводимости от ориентации их спинов [15]¹⁾. Будет показан способ микроскопического описания оптических свойств магнитного металлического мультислоя в приближении эффективной однородной анизотропной среды на примере определения диагонального элемента ϵ_{xx} тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$, который необходим для нахождения зависимости нового интенсивностного магнитооптического эффекта от параметров мультислоя.

2. ЭФФЕКТИВНАЯ СРЕДА И КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ СВЕТА

При рассмотрении магнитооптических эффектов в слоистых структурах обычно считается, что каждый слой характеризуется своим тензором диэлектрической проницаемости — таким же, какой имеет объемная среда. Затем из уравнений Максвелла и граничных условий находится характеристическая матрица каждого слоя и те параметры отраженной или прошедшей волны, которые представляют интерес [19, 20]. В металлических мультислоях, обладающих гигантским магнито-сопротивлением, длины свободных пробегов электронов должны превосходить толщины отдельных слоев. По этой причине использование тензора для каждого слоя, как для объемной среды, становится неприемлемым.

Однако мультислой можно рассматривать как однородную анизотропную среду²⁾, для которой должен быть определен тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$. Далее, такую эффективную среду можно считать полубесконечной, заполняющей полупространство $z > 0$, чтобы показать наличие магнитооптического эффекта, состоящего в изменении коэффициента отражения R для s -волны при изменении магнитной конфигурации мультислоя.

¹⁾ Он отличается от известных магнитооптических эффектов Керра, в том числе интенсивностных [16], тем, что традиционные эффекты (см., например, [16–18]) определяются магнитооптическим параметром Q (для оптически изотропной среды $Q = \epsilon_{xy}/\epsilon_{xx}$, где ϵ_{xx} и ϵ_{xy} — соответственно диагональный и недиагональный элементы тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$), в то время как обсуждаемый в нашей работе эффект не зависит от Q (проявляется в нулевом порядке по Q). Можно сказать также, что традиционные магнитооптические эффекты Керра являются следствием магнитной гиротропии среды, а рассматриваемый в данной работе эффект не является гиротропным, т. е. определяется диагональными элементами тензора $\hat{\epsilon}$. Очевидно, что он отличается и от квадратичных (анизотропных) магнитооптических эффектов, проявляющихся во втором порядке по Q .

²⁾ Пространственная дисперсия не будет учитываться, что оправдано, поскольку длина электромагнитных волн значительно превосходит толщины отдельных слоев.

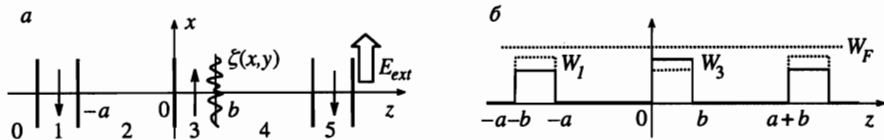


Рис. 1. а) Антиферромагнитная конфигурация сверхрешетки; б) потенциальная энергия электронов со спинами вверх (сплошная линия) и вниз (пунктирная линия), $W_2 = 0$; W_F — энергия Ферми

Из волнового уравнения

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k_0^2 (1 + i\mu_0 c^2 \omega^{-1} \hat{\sigma}) \mathbf{E} = 0 \quad (2.1)$$

следует, что необходимый для определения R элемент тензора диэлектрической проницаемости есть

$$\varepsilon_{xx} = 1 + i\mu_0 c^2 \omega^{-1} \sigma_{xx}, \quad (2.2)$$

где c — скорость света, ω — частота волны, μ_0 — магнитная постоянная и σ_{xx} — проводимость (диагональный элемент тензора $\hat{\sigma}$), связывающая продольный ток J_x , усредненный по периоду структуры, с индуцирующим его внешним полем волны. Если величина $\varepsilon_{xx} = \text{Re} \varepsilon_{xx} + i \text{Im} \varepsilon_{xx}$ известна, то решение соответствующей краевой задачи для уравнения (2.1) дает [20]

$$R = \frac{\left| n_0 \cos \varphi - \sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \varphi} \right|^2}{\left| n_0 \cos \varphi + \sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \varphi} \right|^2}, \quad (2.3)$$

где

$$\text{Re } n, \text{Im } n = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{(\text{Re } \varepsilon_{xx})^2 + (\text{Im } \varepsilon_{xx})^2} \pm \text{Re } \varepsilon_{xx}}$$

— действительная и мнимая части показателя преломления эффективной среды, φ — угол падения, n_0 — коэффициент преломления в области $z < 0$. Далее считается, что $n_0 = 1$. Таким образом, проблема сводится к определению σ_{xx} в (2.2) с учетом особенностей поведения электронов проводимости в мультислое.

3. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ

В приближении эффективной среды величина ε_{xx} должна быть найдена при очевидном условии: мультислой (рис. 1а) — бесконечная периодичная (вдоль оси z) структура (одномерная магнитная сверхрешетка). Периоды ее антиферромагнитной и ферромагнитной конфигураций составляют соответственно четыре и два слоя и определяются средними координатами шероховатых интерфейсов³⁾. Волна

³⁾ Мы не рассматриваем здесь эффекты, связанные с существованием поверхностных магнитных структур веерного типа [9, 21, 22].

$$E_{ext} = E_0 \exp[-i\omega t + ik_0(x \sin \varphi + z \cos \varphi)],$$

поляризованная вдоль намагниченности в слоях (s -поляризация), приводит к существованию в каждом j -ом слое сверхрешетки продольного тока $J_{xj}(z)$, причем величина σ_{xx} в (2.2) находится из условия

$$J_x = \sigma_{xx} E_0. \tag{3.1}$$

Проводимость σ_{xx} можно определить с помощью кинетической теории, которая обычно применяется для исследования магниторезистивного эффекта в мультислоях [7, 8, 23–25]. Электроны в этой теории считаются классическими частицами, имеющими координату \mathbf{r} и квазиимпульс \mathbf{p} . Неравновесная функция распределения f_j электронов в каждом j -ом слое должна удовлетворять уравнению Больцмана, которое в приближении времени релаксации имеет вид

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + (\mathbf{v}_j, \nabla_{\mathbf{r}} f_j) + e(E_{ext}, \nabla_{\mathbf{p}} f_j) = -\frac{f_j - f_0}{\tau_{0j}}, \tag{3.2}$$

где \mathbf{v}_j — средняя скорость электронов, характеризующихся временем релаксации τ_{0j} , $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл — заряд электрона, f_0 — функция распределения Ферми–Дирака. Если использовать обычное представление $f_j = f_0 + \psi(\mathbf{v}, t)$, пренебречь отклонением от закона Ома, учесть, что f_0 зависит только от энергии электронов W , и $\nabla_{\mathbf{p}} f_0 = \mathbf{v}_j \partial f_0 / \partial W$, предположить, что $\psi_j \propto \exp(-i\omega t + ik_0 x \sin \varphi)$, и учесть соотношение $|\mathbf{v}| \tau_j k_0 \ll 1$ (длина свободного пробега электронов много меньше длины волны света), то уравнение (3.2) упрощается:

$$\frac{\partial \psi_j}{\partial z} + \frac{1}{\tau_j v_{zj}} \psi_j = -e E_0 \frac{v_{xj} \exp(ik_0 z)}{v_{zj}} \frac{\partial f_0}{\partial W}. \tag{3.3}$$

Здесь v_{xj} и v_{zj} — проекции скорости \mathbf{v}_j на оси x и z , а параметр $\tau_j = \tau_{0j}(1 - i\omega\tau_{0j})^{-1}$ можно назвать зависящим от частоты временем релаксации. Функция

$$\psi_j(z) = e E_0 \frac{\partial f_0}{\partial W} \left[C_j \exp\left(-\frac{z}{\tau_j |v_{zj}|}\right) - \frac{\tau_j v_{xj} \exp(ik_0 z)}{1 + ik_0 \tau_j v_{zj}} \right],$$

являющаяся общим решением уравнения (3.3), разделяется на две:

$$\begin{aligned} \psi_j^+(z) &= e E_0 \frac{\partial f_0}{\partial W} \left[C_j^+ \exp\left(-\frac{z}{\tau_j |v_{zj}|}\right) - \tau_j v_{xj} \right], \quad v_{zj} > 0, \\ \psi_j^-(z) &= e E_0 \frac{\partial f_0}{\partial W} \left[C_j^- \exp\left(\frac{z}{\tau_j |v_{zj}|}\right) - \tau_j v_{xj} \right], \quad v_{zj} < 0, \end{aligned} \tag{3.4}$$

с учетом приближения $\tau_j^{-1} + ik_0 v_{zj} = \tau_{0j}^{-1} - i\omega(1 - 2\pi v_{zj} c^{-1}) \approx \tau_j^{-1}$, которое можно сделать ввиду условия $|v_{zj}| < v_{Fj} \ll c$, где v_{Fj} — скорость Ферми. Функции ψ_j^+ и ψ_j^- имеют такой же вид, какой они бы имели, если вместо плоской волны в сверхрешетке существовало бы однородное электрическое поле вдоль оси x (рис. 1а). Следовательно, для подобной симметрии должна существовать периодичность в распределении

электронов, т. е. для антиферромагнитной конфигурации достаточно определить только функции $\psi_1^\pm, \dots, \psi_4^\pm$.

Произвольные постоянные C_j^+ и C_j^- в (3.4) находятся из граничных условий [7]:

$$\begin{aligned}
 \psi_1^+(-a-b) &= P_{10}\psi_1^-(-a-b) + Q_{01}\psi_0^+(-a-b), \\
 \psi_1^-(-a) &= P_{12}\psi_1^+(-a) + Q_{21}\psi_2^-(-a), \\
 \psi_2^+(-a) &= P_{21}\psi_2^-(-a) + Q_{12}\psi_1^+(-a), \\
 \psi_2^-(0) &= P_{23}\psi_2^+(0) + Q_{32}\psi_3^-(0), \\
 \psi_3^+(0) &= P_{32}\psi_3^-(0) + Q_{23}\psi_2^+(0), \\
 \psi_3^-(b) &= P_{34}\psi_3^+(b) + Q_{43}\psi_4^-(b), \\
 \psi_4^+(b) &= P_{43}\psi_4^-(b) + Q_{34}\psi_3^+(b), \\
 \psi_4^-(a+b) &= P_{45}\psi_4^+(a+b) + Q_{54}\psi_5^-(a+b),
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

где P_{jk} — коэффициент прозрачности, представляющий собой вероятность зеркального отражения электрона от интерфейса между слоями j и k (рис. 1а); Q_{jk} — коэффициент пропускания, характеризующий прохождение электронов через этот интерфейс. Шероховатость каждого интерфейса считается случайной функцией $\zeta_{jk}(x, y)$, однако такой, что ее среднее по плоскости равно нулю, $\langle \zeta_{jk}(x, y) \rangle = 0$. Характеристикой шероховатости является параметр $\eta = \sqrt{\langle \zeta_{jk}^2(x, y) \rangle}$, который далее будет предполагаться одинаковым для всех интерфейсов. Явное представление P_{jk} и Q_{jk} через η и параметры электронов известны как обобщенные формулы Займана–Соффера [23]:

$$\begin{aligned}
 P_{jk} &= R_{jk} \exp \left[- \left(\frac{2\eta}{\hbar} m_j v_j \cos \theta_j \right)^2 \right], \\
 Q_{jk} &= (1 - R_{jk}) \exp \left[- \frac{\eta^2}{\hbar^2} (m_j v_j \cos \theta_j - m_k v_k \cos \theta_k)^2 \right], \\
 R_{jk} &= \left(\frac{v_j \cos \theta_j - v_k \cos \theta_k}{v_j \cos \theta_j + v_k \cos \theta_k} \right)^2,
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

где m_j — эффективная масса, v_j — абсолютное значение скорости.

При прохождении электронов через интерфейс как через потенциальный барьер, углы θ_j и θ_k должны удовлетворять закону преломления

$$\frac{\sin \theta_j}{\sin \theta_k} = \frac{m_k v_k}{m_j v_j}. \tag{3.7}$$

Для возможного полного внутреннего отражения электронов, когда их угол падения θ_j превосходит некоторое критическое значение, коэффициент отражения $R_{jk} = 1$, а коэффициент пропускания $Q_{jk} = 0$.

Граничные условия (3.5) становятся периодическими, если

$$P_{10} = P_{54}, \quad Q_{01} = Q_{45}, \quad \psi_0^+(-a-b) = \psi_4^+(a+b), \quad \psi_5^-(a+b) = \psi_1^-(-a-b).$$

Это дает (в случае антиферромагнитной конфигурации) матричное уравнение для C_1^\pm, \dots, C_4^\pm . Размерность матрицы (8×8), однако, уменьшается вдвое, если использовать следующие очевидные ввиду симметрии соотношения для P_{jk}, Q_{jk} и предельных значений функций ψ_j в области периода сверхрешетки:

$$\psi_1^+(-a-b) = \psi_1^-(-a), \quad P_{10} = P_{12}, \quad Q_{01} = Q_{21}, \quad \psi_0^+(-a-b) = \psi_2^+(-a),$$

$$\psi_1^+(-a) = \psi_1^-(-a-b), \quad \psi_1^+(-a) = \psi_1^-(-a-b), \quad \psi_3^-(0) = \psi_3^+(b).$$

Таким образом, достаточно иметь только четыре граничных условия:

$$\begin{aligned} \psi_1^-(-a) &= P_{12}\psi_1^-(-a-b) + Q_{21}\psi_2^-(-a), \\ \psi_2^+(-a) &= P_{21}\psi_2^-(-a) + Q_{12}\psi_1^-(-a-b), \\ \psi_2^-(0) &= P_{23}\psi_2^+(0) + Q_{32}\psi_3^+(b), \\ \psi_3^+(0) &= P_{32}\psi_3^+(b) + Q_{23}\psi_2^+(0), \end{aligned} \tag{3.8}$$

чтобы определить необходимые функции распределения. Подстановка (3.4) в (3.8) приводит к уравнению

$$\begin{bmatrix} \exp\left(-\frac{a}{\xi_1}\right) \left[1 - P_{12} \exp\left(-\frac{b}{\xi_1}\right)\right] & 0 & -Q_{21} \exp\left(-\frac{a}{\xi_2}\right) & 0 \\ -Q_{12} \exp\left(-\frac{a+b}{\xi_1}\right) & \exp\left(\frac{a}{\xi_2}\right) & -P_{21} \exp\left(-\frac{a}{\xi_2}\right) & 0 \\ 0 & -P_{23} & 1 & -Q_{32} \exp\left(-\frac{b}{\xi_3}\right) \\ 0 & -Q_{23} & 0 & 1 - P_{32} \exp\left(-\frac{b}{\xi_3}\right) \end{bmatrix} \times$$

$$\times \begin{bmatrix} C_1^- \\ C_2^+ \\ C_2^- \\ C_3^+ \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tau_1 v_{x1}(1 - P_{12}) - \tau_2 v_{x2} Q_{21} \\ \tau_2 v_{x2}(1 - P_{21}) - \tau_1 v_{x1} Q_{12} \\ \tau_2 v_{x2}(1 - P_{23}) - \tau_3 v_{x3} Q_{32} \\ \tau_3 v_{x3}(1 - P_{32}) - \tau_2 v_{x2} Q_{23} \end{bmatrix}, \tag{3.9}$$

где $\xi_j = \tau_j |v_{xj}|$. Непосредственное вычисление обратной матрицы для (3.9) дает

$$\begin{aligned} C_1^- &= D^{-1} \exp\left(\frac{a}{\xi_1}\right) \left\{ \tau_1 v_{x1} \left[(1 - P_{12}) \left(1 - P_{32} \exp\left(-\frac{b}{\xi_3}\right) \right) - \exp\left(-\frac{2a}{\xi_2}\right) \times \right. \right. \\ &\quad \times \left. \left. \left((1 - P_{12})P_{21} + Q_{12}Q_{21} \right) \left(P_{23} - (P_{23}P_{32} - Q_{23}Q_{32}) \exp\left(-\frac{b}{\xi_3}\right) \right) \right] - \right. \\ &\quad - \tau_2 v_{x2} Q_{21} \left(1 - \exp\left(-\frac{a}{\xi_2}\right) \left[\left(1 - P_{32} \exp\left(-\frac{b}{\xi_3}\right) \right) \left(1 + P_{23} \exp\left(-\frac{a}{\xi_2}\right) \right) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + Q_{23}Q_{32} \exp\left(-\frac{b}{\xi_3} - \frac{a}{\xi_2}\right) \right] - \tau_3 v_{x3} Q_{21} Q_{32} \exp\left(-\frac{a}{\xi_2}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{b}{\xi_3}\right) \right) \right\}, \\ C_2^- &= D^{-1} \left\{ -\tau_1 v_{x1} Q_{12} \exp\left(-\frac{a}{\xi_2}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{b}{\xi_1}\right) \right) \times \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \left(P_{23} - (P_{23}P_{32} - Q_{23}Q_{32}) \exp\left(-\frac{b}{\xi_3}\right) \right) + \tau_2 v_{x2} \times \\
& \times \left[\left(1 - P_{12} \exp\left(-\frac{b}{\xi_1}\right)\right) \left((1 - P_{23}) \left(1 - P_{32} \exp\left(-\frac{b}{\xi_3}\right)\right) - Q_{23}Q_{32} \exp\left(-\frac{b}{\xi_3}\right) \right) + \right. \\
& + \left(P_{23} - (P_{23}P_{32} - Q_{23}Q_{32}) \exp\left(-\frac{b}{\xi_3}\right) \right) \left((1 - P_{21}) \left(1 - P_{12} \exp\left(-\frac{b}{\xi_1}\right)\right) - \right. \\
& - \left. Q_{12}Q_{21} \exp\left(-\frac{b}{\xi_1}\right) \right) \exp\left(-\frac{a}{\xi_2}\right) \left. \right] - \tau_3 v_{x3} Q_{32} \left(1 - \exp\left(-\frac{b}{\xi_3}\right)\right) \times \\
& \times \left(1 - P_{12} \exp\left(-\frac{b}{\xi_1}\right)\right) \left. \right\}, \\
C_2^+ &= D^{-1} \exp\left(-\frac{a}{\xi_2}\right) \left\{ -\tau_1 v_{x1} Q_{12} \left(1 - \exp\left(-\frac{b}{\xi_1}\right)\right) \left(1 - P_{32} \exp\left(-\frac{b}{\xi_3}\right)\right) + \tau_2 v_{x2} \times \right. \\
& \times \left[\left(1 - P_{32} \exp\left(-\frac{b}{\xi_3}\right)\right) \left((1 - P_{21}) \left(1 - P_{12} \exp\left(-\frac{b}{\xi_1}\right)\right) - Q_{12}Q_{21} \exp\left(-\frac{b}{\xi_1}\right) \right) + \right. \\
& + \left(P_{21} - (P_{12}P_{21} - Q_{12}Q_{21}) \exp\left(-\frac{b}{\xi_1}\right) \right) \left((1 - P_{23}) \left(1 - P_{32} \exp\left(-\frac{b}{\xi_3}\right)\right) - \right. \\
& - \left. Q_{23}Q_{32} \exp\left(-\frac{b}{\xi_3}\right) \right) \exp\left(-\frac{a}{\xi_2}\right) \left. \right] - \tau_3 v_{x3} Q_{32} \times \\
& \times \exp\left(-\frac{a}{\xi_2}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{b}{\xi_3}\right)\right) \left(P_{21} - (P_{12}P_{21} - Q_{12}Q_{21}) \exp\left(-\frac{b}{\xi_1}\right) \right) \left. \right\}, \quad (3.10) \\
C_3^+ &= D^{-1} \left\{ -\tau_1 v_{x1} Q_{12} Q_{23} \exp\left(-\frac{a}{\xi_2}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{b}{\xi_1}\right)\right) - \tau_2 v_{x2} Q_{23} \left(1 - \exp\left(-\frac{a}{\xi_2}\right)\right) \times \right. \\
& \times \left[\left(1 - P_{12} \exp\left(-\frac{b}{\xi_1}\right)\right) \left(1 + P_{21} \exp\left(-\frac{a}{\xi_2}\right)\right) + Q_{12}Q_{21} \exp\left(-\frac{b}{\xi_1} - \frac{a}{\xi_2}\right) \right] + \\
& + \tau_3 v_{x3} \left[\left(1 - P_{32}\right) \left(1 - P_{12} \exp\left(-\frac{b}{\xi_1}\right)\right) - \exp\left(-\frac{2a}{\xi_2}\right) \times \right. \\
& \times \left. \left. \left((1 - P_{32})P_{23} + Q_{23}Q_{32} \right) \left(P_{21} - (P_{12}P_{21} - Q_{12}Q_{21}) \exp\left(-\frac{b}{\xi_1}\right) \right) \right] \right\}, \\
D &= \left(1 - P_{12} \exp\left(-\frac{b}{\xi_1}\right)\right) \left(1 - P_{32} \exp\left(-\frac{b}{\xi_3}\right)\right) - \exp\left(-\frac{2a}{\xi_2}\right) \times \\
& \times \left(P_{21} - (P_{12}P_{21} - Q_{12}Q_{21}) \exp\left(-\frac{b}{\xi_1}\right) \right) \left(P_{23} - (P_{23}P_{32} - Q_{23}Q_{32}) \exp\left(-\frac{b}{\xi_3}\right) \right).
\end{aligned}$$

Остальные постоянные связаны с уже найденными следующим образом:

$$C_1^+ = C_1^- \exp\left(-\frac{2a+b}{\xi_1}\right), \quad C_3^- = C_3^+ \exp\left(-\frac{b}{\xi_3}\right),$$

$$C_4^+ = C_2^- \exp\left(-\frac{b}{\xi_2}\right), \quad C_4^- = C_2^+ \exp\left(-\frac{b}{\xi_2}\right).$$

Подставив (3.10) в (3.4), получим функции распределения.

Если предположить, что поверхность Ферми сферическая, то скорость

$$v_j = \sqrt{\frac{2(W - W_j)}{m_j}}, \tag{3.11}$$

где W_j — потенциальная энергия электронов в слое j . Потенциальная энергия электронов (рис. 16) зависит от направления их спина [7]. Следовательно, функции распределения также зависят от спина. Тогда индуцированный волной ток J_x можно считать суммой двух токов, обусловленных электронами со спинами, направления которых вдоль намагнитченности можно условно выбрать соответственно вверх (\uparrow) и вниз (\downarrow), как показано на рис. 16. Найденные функции распределения, очевидно, можно использовать для вычисления каждого из этих двух токов во всех слоях сверхрешетки в пределах ее периода, для чего в выражение (3.11) необходимо подставить известные значения потенциальной энергии электронов с заданным направлением спина. В сферических координатах скорость $v_j = v_j(W)(\cos \varphi \sin \theta_j, \sin \varphi \sin \theta_j, \cos \theta_j)$. Тогда определение тока в слое j имеет вид [24, 25]

$$J_{xj}(z) = \frac{e}{4\pi} \int_0^\infty \rho_j v_j dW \int_0^{2\pi} \cos \varphi d\varphi \left[\int_0^{\pi/2} \psi_j^+ \sin^2 \theta_j d\theta_j + \int_{\pi/2}^\pi \psi_j^- \sin^2 \theta_j d\theta_j \right], \tag{3.12}$$

где ρ_j — плотность состояний. Из (3.12) с учетом приближения $\partial f_0 / \partial W = -\delta(W - W_F)$, где W_F — энергия Ферми, находятся токи J_{x1}, J_{x2}, J_{x3} и $J_{x4} = J_{x2}$. После усреднения тока в пределах периода получается следующий необходимый результат:

$$\sigma_{xx} = \frac{1}{2(a+b)} [b\sigma_1\gamma_1 + 2a\sigma_2\gamma_2 + b\sigma_3\gamma_3], \tag{3.13}$$

где

$$\sigma_j = \frac{1}{3} e^2 \rho_{Fj} \tau_j v_{Fj}^2 = \frac{e^2 m_j^2 \tau_j v_{Fj}^3}{6\pi^2 \hbar^3}$$

— объемная проводимость слоя j [7]. Скорость Ферми $v_{Fj} = \sqrt{2(W_F - W_j)/m_j}$ должна быть подставлена вместо v_j в выражения (3.6), (3.7) и (3.10), необходимые для вычисления параметров

$$\begin{aligned} \gamma_1 = & 1 - \frac{3}{2b} \int_0^{\pi/2} \left(1 - \exp\left(-\frac{b}{l_1 \cos \theta_1}\right) \right) \left\{ l_1 \sin \theta_1 \left[(1 - P_{12}) \left(1 - P_{32} \exp\left(-\frac{b}{l_3 \cos \theta_3}\right) \right) - \right. \right. \\ & - \exp\left(-\frac{2a}{l_2 \cos \theta_2}\right) \left(P_{23} \left(1 - P_{32} \exp\left(-\frac{b}{l_3 \cos \theta_3}\right) \right) + Q_{23} Q_{32} \exp\left(-\frac{b}{l_3 \cos \theta_3}\right) \right) \times \\ & \times \left. \left. \left((1 - P_{12}) P_{21} + Q_{12} Q_{21} \right) - l_2 \sin \theta_2 Q_{21} \left(1 - \exp\left(-\frac{a}{l_2 \cos \theta_2}\right) \right) \right) \times \right. \\ & \times \left[\left(1 - P_{32} \exp\left(-\frac{b}{l_3 \cos \theta_3}\right) \right) \left(1 + P_{23} \exp\left(-\frac{a}{l_2 \cos \theta_2}\right) \right) + Q_{23} Q_{32} \times \right. \\ & \left. \left. \times \exp\left(-\frac{b}{l_3 \cos \theta_3} - \frac{a}{l_2 \cos \theta_2}\right) \right] - l_3 \sin \theta_3 Q_{21} Q_{32} \times \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \exp\left(-\frac{a}{l_2 \cos \theta_2}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{b}{l_3 \cos \theta_3}\right)\right) \left. \right\} D^{-1} \sin^2 \theta_1 \cos \theta_1 d\theta_1, \\
\gamma_2 = & 1 - \frac{3}{4a} \int_0^{\pi/2} \left(1 - \exp\left(-\frac{a}{l_2 \cos \theta_2}\right)\right) \left\{ \left[l_2 \sin \theta_2 \left((1 - P_{21}) \left(1 - P_{12} \exp\left(-\frac{b}{l_1 \cos \theta_1}\right)\right) - \right. \right. \right. \\
& - Q_{12} Q_{21} \exp\left(-\frac{b}{l_1 \cos \theta_1}\right) - l_1 \sin \theta_1 Q_{12} \left(1 - \exp\left(-\frac{b}{l_1 \cos \theta_1}\right)\right) \right] \times \\
& \times \left[\left(1 - P_{32} \exp\left(-\frac{b}{l_3 \cos \theta_3}\right)\right) \left(1 + P_{23} \exp\left(-\frac{a}{l_2 \cos \theta_2}\right)\right) + \right. \\
& + Q_{23} Q_{32} \exp\left(-\frac{a}{l_2 \cos \theta_2} - \frac{b}{l_3 \cos \theta_3}\right) \right] + \left[l_2 \sin \theta_2 \left((1 - P_{23}) \times \right. \right. \\
& \times \left. \left. \left(1 - P_{32} \exp\left(-\frac{b}{l_3 \cos \theta_3}\right)\right) - Q_{23} Q_{32} \exp\left(-\frac{b}{l_3 \cos \theta_3}\right) \right) - l_3 \sin \theta_3 Q_{32} \times \right. \\
& \times \left. \left. \left(1 - \exp\left(-\frac{b}{l_3 \cos \theta_3}\right)\right) \right] \left[\left(1 - P_{12} \exp\left(-\frac{b}{l_1 \cos \theta_1}\right)\right) \left(1 + P_{21} \exp\left(-\frac{a}{l_2 \cos \theta_2}\right)\right) + \right. \right. \\
& + \left. \left. Q_{12} Q_{21} \exp\left(-\frac{a}{l_2 \cos \theta_2} - \frac{b}{l_1 \cos \theta_1}\right) \right] \right\} D^{-1} \sin^2 \theta_2 \cos \theta_2 d\theta_2, \\
\gamma_3 = & 1 - \frac{3}{4a} \int_0^{\pi/2} \left(1 - \exp\left(-\frac{b}{l_3 \cos \theta_3}\right)\right) \left\{ -l_1 \sin \theta_1 Q_{12} Q_{23} \exp\left(-\frac{a}{l_2 \cos \theta_2}\right) \times \right. \\
& \times \left. \left(1 - \exp\left(-\frac{b}{l_1 \cos \theta_1}\right)\right) - l_2 \sin \theta_2 Q_{23} \left(1 - \exp\left(-\frac{a}{l_2 \cos \theta_2}\right)\right) \times \right. \\
& \times \left[\left(1 - P_{12} \exp\left(-\frac{b}{l_1 \cos \theta_1}\right)\right) \left(1 + P_{21} \exp\left(-\frac{a}{l_2 \cos \theta_2}\right)\right) + Q_{21} Q_{12} \times \right. \\
& \times \left. \exp\left(-\frac{a}{l_2 \cos \theta_2} - \frac{b}{l_1 \cos \theta_1}\right) \right] + l_3 \sin \theta_3 \left[(1 - P_{32}) \left(1 - P_{12} \exp\left(-\frac{b}{l_1 \cos \theta_1}\right)\right) - \right. \\
& - \exp\left(-\frac{2a}{l_2 \cos \theta_2}\right) \left(P_{21} \left(1 - P_{12} \exp\left(-\frac{b}{l_1 \cos \theta_1}\right)\right) + Q_{12} Q_{21} \exp\left(-\frac{b}{l_1 \cos \theta_1}\right) \right) \times \\
& \times \left. \left. \left((1 - P_{32}) P_{23} + Q_{32} Q_{23} \right) \right] \right\} D^{-1} \sin^2 \theta_3 \cos \theta_3 d\theta_3, \tag{3.14}
\end{aligned}$$

которые учитывают шероховатость интерфейсов и размерный эффект, а именно то, что толщина слоев может быть много меньше длины свободного пробега электронов $l_j = \tau_j v_F$. Углы θ_k в (3.6) связаны с углом, по которому происходит интегрирование в (3.14), соотношением (3.7), из которого следует, что угол полного внутреннего отражения электронов

$$\theta_{j \max} = \arcsin \sqrt{\frac{m_k(W_F - W_k)}{m_j(W_F - W_j)}}, \quad \text{если } W_k > W_j.$$

Важно отметить, что поскольку эффектом пространственной дисперсии можно было пренебречь, отличие $\sigma_{xx} = \sigma_{xx}^\uparrow + \sigma_{xx}^\downarrow$ в (3.1) от проводимости в статическом случае

связано только с зависимостью $\tau_j(\omega)$. Следовательно, магниторезистивный эффект магнитной сверхрешетки может быть исследован с помощью (3.13) при $\omega \rightarrow 0$.

Для антиферромагнитной конфигурации, очевидно, $\sigma_{xx}^\uparrow = \sigma_{xx}^\downarrow$ и проводимость σ_{xx} , обозначенная через σ_{AF} , есть

$$\sigma_{AF} = \frac{1}{a+b} [b\sigma_1\gamma_1 + 2a\sigma_2\gamma_2 + b\sigma_3\gamma_3], \quad (3.15)$$

где параметры σ и γ вычисляются с помощью (3.14) для электронов со спином или вверх, или вниз.

Если направление намагниченности в третьем слое периода сверхрешетки (рис. 1а) изменить на противоположное, то получится ферромагнитная конфигурация, для которой выражение (3.13) останется справедливым, поскольку потенциальная энергия W_3 при его выводе предполагалась произвольным параметром. В этом случае $W_3 = W_1$ для электронов с некоторым направлением спина. Тогда в (3.14) $v_{F3} = v_{F1}$, $m_3 = m_1$ и, согласно (3.7), $\theta_3 = \theta_1$. Из (3.6) следует, что $P_{32} = P_{12}$, $P_{23} = P_{21}$, $Q_{32} = Q_{12}$, а в (3.13) $\sigma_3 = \sigma_1$ и $\gamma_3 = \gamma_1$. Однако $\sigma_{xx}^\uparrow \neq \sigma_{xx}^\downarrow$. С учетом этих соотношений проводимость для ферромагнитной конфигурации имеет вид

$$\sigma_F = \frac{1}{a+b} \sum_{\uparrow\downarrow} (b\sigma_1\gamma_1 + a\sigma_2\gamma_2). \quad (3.16)$$

Если проводимости второго и четвертого слоев (рис. 1а) в пределах периода предположить равными нулю, то из (3.14)–(3.16) следует, что

$$\sigma_{AF} = \sigma_F = \frac{b}{a+b} (\sigma_1\gamma_1 + \sigma_3\gamma_3).$$

Выражения для γ_1 и γ_3 аналогичны выражению для параметра

$$\gamma = 1 - \frac{3l}{2b} \int_0^{\pi/2} \frac{(1-P) [1 - \exp(-b/l \cos \theta)]}{1 - P \exp(-b/l \cos \theta)} \sin^3 \theta \cos \theta d\theta,$$

учитывающего размерный эффект (для слоя толщиной b) в теории Фукса–Зондгеймера [14]. Если все слои одинаковы ($W_j = 0$, $\sigma_j = \sigma$) и нет шероховатости ($\eta = 0$), то из (3.14)–(3.16) следует, что $\sigma_{AF} = \sigma_F = \sigma$.

4. МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ

Полученные выражения для проводимостей σ_{AF} и σ_F в частном случае, когда $\omega = 0$, позволяют, очевидно, посмотреть, как магниторезистивный эффект, характеризующийся величиной $(\sigma_F - \sigma_{AF})/\sigma_F$, зависит от толщины слоев (a и b), параметра шероховатости интерфейсов η и времен релаксации.

В качестве примера будет рассмотрена сверхрешетка Fe/Cu, для которой известно распределение потенциальной энергии электронов (рис. 1б) [7]: $W_F - W_j = 8.23, 8.54, 5.73$ эВ ($j = 1, 2, 3$). Эффективные массы приняты одинаковыми: $m_j = 4m_0$, где m_0 — масса покоя электрона. Если $\tau = 10^{-13}$ с, то для электронов со спинами вверх (рис. 1б)

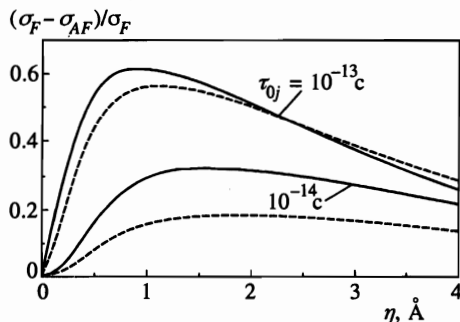


Рис. 2. Зависимость магниторезистивного эффекта от η ; $a = b = 10 \text{ \AA}$ (сплошные линии) и $a = b = 20 \text{ \AA}$ (штриховые линии)

скорости Ферми $v_{Fj} = 8.51 \cdot 10^5, 8.67 \cdot 10^5, 7.1 \cdot 10^5 \text{ м/с}$ и соответствующие длины свободного пробега много больше толщины слоев.

Из (3.14)–(3.16) следует, что с увеличением η проводимости σ_{AF} и σ_F уменьшаются, а магниторезистивный эффект увеличивается до некоторого максимального значения и затем уменьшается (рис. 2). Если все времена релаксации τ_{0j} одинаковы, то для идеальных интерфейсов сверхрешетки ($\eta = 0$) эффекта нет. Различие времен релаксации в слоях дает при $\eta = 0$ относительно небольшой эффект. В частности, если $\tau_1 = 3 \cdot 10^{-14} \text{ с}$, $\tau_2 = 10^{-14} \text{ с}$, $\tau_3 = 5 \cdot 10^{-14} \text{ с}$, то для $a = b = 10 \text{ \AA}$ эффект составляет 3.2% при $\eta = 0$, тогда как 37% в случае $\eta = 1 \text{ \AA}$. Чем больше времена релаксации τ_{0j} , тем в большей мере эффект проявляется, но он уменьшается с увеличением толщин слоев (рис. 2). Аналогичный численный анализ для мультислой Fe/Cr дает зависимость эффекта от η , точно совпадающую с одним из результатов работы [7].

5. НОВЫЙ ИНТЕНСИВНОСТНЫЙ МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

Диэлектрическая проницаемость эффективной среды (2.2) для антиферромагнитной конфигурации сверхрешетки, как следует из (3.14), (3.15), имеет вид

$$\epsilon_{AF} = 1 - \frac{1}{a+b} \left[\frac{b\omega_{p1}^2\gamma_1}{\omega(\omega + i\omega_{\tau_1})} + \frac{2a\omega_{p2}^2\gamma_2}{\omega(\omega + i\omega_{\tau_2})} + \frac{b\omega_{p3}^2\gamma_3}{\omega(\omega + i\omega_{\tau_3})} \right], \quad (5.1)$$

где

$$\omega_{pj} = \frac{e\pi m_j}{\pi} \sqrt{\frac{\mu_0 v_{Fj}^3}{6\hbar^3}}$$

— плазменная частота слоя j , $\omega_{\tau_j} = \tau_{0j}^{-1}$. Параметры γ_j в (5.1), как и в (3.15), определяются для электронов с каким-либо одним направлением спина. Диэлектрическая проницаемость в случае ферромагнитной конфигурации задается выражением

$$\epsilon_F = 1 - \frac{1}{a+b} \sum_{\uparrow\downarrow} \left[\frac{b\omega_{p1}^2\gamma_1}{\omega(\omega + i\omega_{\tau_1})} + \frac{a\omega_{p2}^2\gamma_2}{\omega(\omega + i\omega_{\tau_2})} \right]. \quad (5.2)$$

Для однородного немагнитного металла ($\xi_j = 0$, $\eta = 0$, $\gamma_j = 1$, $2\omega_{p1}^2 = 2\omega_{p2}^2 = \omega_p^2$) обе формулы превращаются в известное выражение

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\omega_{\tau})}$$

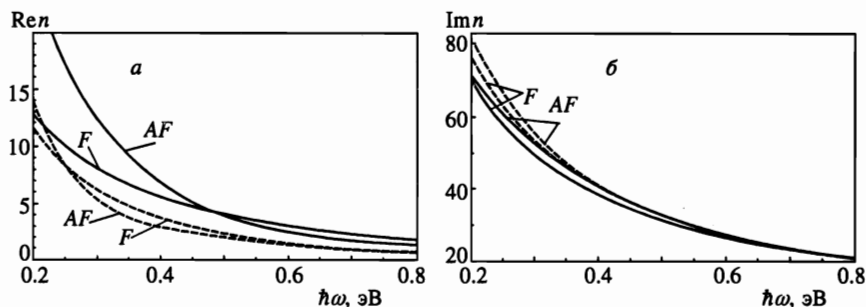


Рис. 3. Действительные (а) и мнимые (б) части коэффициентов преломления (для антиферромагнитной и ферромагнитной конфигураций сверхрешетки) как функции $\hbar\omega$; $\tau_{0j} = 10^{-13}$ с, $\eta = 2$ Å, $a = b = 10$ Å (сплошные линии) и $a = b = 20$ Å (штриховые линии)

Параметры γ_j в (5.1) и (5.2) — интегралы, зависящие от всех параметров сверхрешетки и включающие в себя частоту волн ω , толщины магнитного (b) и немагнитного (a) слоев, шероховатость интерфейсов η , эффективные массы электронов (m_1, m_2, m_3), длины их свободного пробега (l_1, l_2, l_3), времена релаксации (τ_1, τ_2, τ_3), распределение потенциальной энергии электронов с какой-либо одной ориентацией спина (рис. 1б).

Отличие γ_j для антиферромагнитной конфигурации сверхрешетки от γ_j для ферромагнитной является единственной причиной того, что $\epsilon_{AF} \neq \epsilon_F$. Таким образом, согласно (2.3), коэффициенты отражения плоской волны с поляризацией вдоль намагниченности мультислоя (интенсивности отраженной волны) будут также различаться. Это можно назвать магнитооптическим эффектом, который, по-видимому, ранее не рассматривался. Характеристикой нового эффекта удобно считать изменение коэффициента отражения $(R_F - R_{AF})/R_F$. Эффект обусловлен, главным образом, шероховатостью интерфейсов мультислоя. Если нет шероховатости, имеет место чисто зеркальное отражение электронов и все времена релаксации одинаковы, то нет и эффекта.

Зависимости действительных и мнимых частей коэффициентов преломления сверхрешетки Fe/Cu (для антиферромагнитной и ферромагнитной конфигураций) от энергии $\hbar\omega$ показаны на рис. 3. Зависимости магнитооптического эффекта от $\hbar\omega$ и параметра шероховатости η приведены на рис. 4.

Для различных значений параметров, характеризующих мультислой, максимум магнитооптического эффекта имеет место при нормальном падении. Магнитооптический эффект рассмотрен здесь применительно к той конфигурации, при которой известен магнитооптический эффект Керра, состоящий в изменении интенсивности отраженной волны при намагничивании среды и обусловленный недиагональными элементами тензора магнитной проницаемости. Недиагональные элементы тензора диэлектрической проницаемости вклада не дают. Магнитооптический эффект Керра, как показано экспериментально [16, 18], имеет значение $\sim 10^{-5}$, что по крайней мере на два порядка меньше, чем новый магнитооптический эффект в магнитных мультислоях, обладающих гигантским магнитосопротивлением. С уменьшением угла падения эффект Керра уменьшается и исчезает при нормальном падении, в то время, как угловая зависимость нового магнитооптического эффекта имеет противоположный характер.

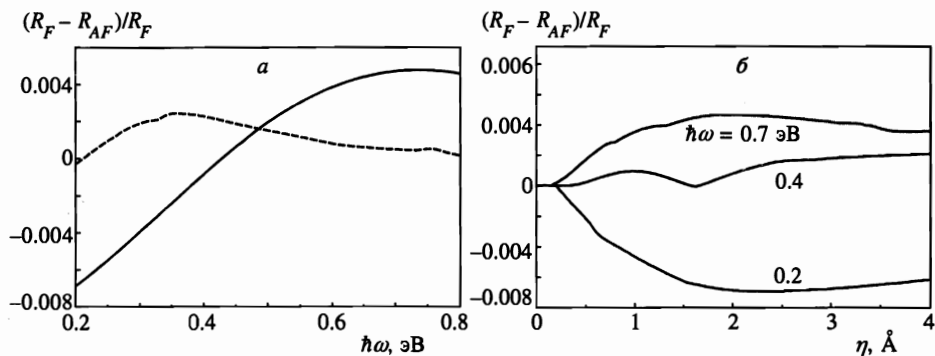


Рис. 4. Зависимости магнитооптического эффекта от $\hbar\omega$ (а) при $\tau_{0j} = 10^{-13}$ с, $\eta = 2$ Å, $a = b = 10$ Å (сплошная линия), $a = b = 20$ Å (штриховая линия) и от η (б) при $a = b = 10$ Å, $\tau_{0j} = 10^{-13}$ с

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для металлического мультислоя, обладающего гигантским магнитосопротивлением, исследовано изменение коэффициента отражения плоской монохроматической волны света при нормальном падении и с поляризацией вдоль намагниченности в плоскости, когда магнитная конфигурация мультислоя под воздействием внешнего поля изменяется от антиферромагнитной к ферромагнитной. Данное изменение коэффициента отражения является новым магнитооптическим эффектом, ибо определение «магнитооптический эффект» предполагает любое изменение какой-либо характеристики волны при изменении намагниченности среды, от которой эта волна отражается. На примере мультислоя Fe/Cu показано, что эффект (определенный как относительное изменение коэффициента отражения от полубесконечной среды) составляет $\sim 0.7\%$.

Из-за того что длина свободного пробега значительно превосходит толщины отдельных слоев, к изучению эффекта не может быть применен традиционный подход, в котором предполагается известным тензор диэлектрической проницаемости каждого металла, составляющего мультислой. Возможный более корректный анализ, проведенный в данной работе, состоит в использовании приближения эффективной среды, тензор диэлектрической проницаемости которой определяется с учетом транспортных свойств электронов проводимости уже в магнитной сверхрешетке, т. е. в бесконечной периодической среде, представляющей собой чередующиеся магнитные и немагнитные металлические слои. Затем для изучения рассматриваемого магнитооптического эффекта достаточно предположить, что среда полубесконечна.

Поскольку скорость Ферми много меньше скорости света, в настоящей работе стало возможным определение комплексной проводимости эффективной среды (соответствующей заданной поляризации волны) почти по той же самой схеме, которая ранее использовалась в теории эффекта гигантского магнитосопротивления. Важными факторами здесь являются: 1) закон преломления для электронов, проходящих через интерфейс как через потенциальный барьер, и существование углов полного внутреннего отражения; 2) способ учета шероховатости интерфейсов (модифицированные формулы Займана–Соффера) в граничных условиях для неравновесных функций распределения электронов в слоях; 3) зависимость потенциальной энергии электронов от ориентации

их спинов относительно намагниченности слоев.

Использование свойств симметрии функций распределения в пределах периода сверхрешетки позволило найти удобные для численных экспериментов аналитические выражения для этих функций, а также для токов, индуцированных полем волны. Аналитические представления комплексной проводимости для антиферромагнитной и ферромагнитной конфигураций сверхрешетки (помимо того что они необходимы для вычисления соответствующих диэлектрических проницаемостей) в частном случае могут быть использованы для изучения гигантского магнитосопротивления. В частности, проверка разработанной компьютерной программы показала полное согласие с известными теоретическими результатами для мультислоя Fe/Cr [7].

В рамках использованной теоретической модели было показано, что главным образом шероховатость интерфейсов обуславливает как интенсивностный магнитооптический эффект, так и эффект гигантского магнитосопротивления. Если интерфейсы идеальные (чисто зеркальное отражение электронов) и времена релаксации во всех слоях одинаковы, то эффектов нет.

Настоящая работа поддержана МНТП России программой «Физика твердотельных наноструктур» (проект № 97-1071) и Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 96-02-16520, 96-02-18253).

Литература

1. M. N. Babich, J. M. Bruno, A. Fert, et al., *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
2. G. Binasch, P. Grunberg, Fsaurenbach, and W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
3. S. S. P. Parkin, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 1358 (1992).
4. S. Zhang and P. M. Levy, *Phys. Rev. B* **43**, 11048 (1991).
5. P. F. Garcia and A. Suna, *J. Appl. Phys.* **54**, 20000 (1983).
6. R. E. Camly and J. Barnas, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 664 (1989).
7. R. Q. Hood and L. M. Falikov, *Phys. Rev. B* **46**, 8287 (1992).
8. J. Barnas, A. Fuss, R. E. Camly et al., *Phys. Rev. B* **42**, 8110 (1990).
9. А. К. Звездин, С. Н. Уточкин, Письма в ЖЭТФ **57**, 418 (1993).
10. A. Vedyayev, C. Cowache, N. Ryzhanova, and B. Dieny, *J. Phys.: Condens. Matter* **5**, 8289 (1993).
11. V. V. Ustinov and E. A. Kravtsov, *J. Phys.: Condens. Matter* **7**, 3471 (1995).
12. X.-G. Zhang and W. H. Butler, *Phys. Rev. B* **51**, 10085 (1995).
13. P. M. Levy, in *Solid State Physics*, Vol. **47**, Academic Press, New York (1994).
14. E. H. Sondheimer, *Adv. Phys.* **1**, 1 (1952).
15. R. Atkinson, N. F. Kubraков, A. K. Zvezdin, and K. A. Zvezdin, *J. Magn. Magn. Mat.* **156**, 169 (1996).
16. Г. С. Кринчик, *Физика магнитных явлений*, Издательство МГУ, Москва (1985).
17. А. К. Звездин, В. А. Котов, *Магнитооптика тонких пленок*, Наука, Москва (1988).
18. A. Zvezdin, V. Kotov, *Modern Magneto-optic and magneto-optical materials*, IOP Publishing, Bristol and Philadelphia (1997).
19. R. Atkinson and N. F. Kubraков, *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **449**, 205 (1995).
20. R. M. A. Azzam and N. M. Bashara, *Ellipsometry and Polarized Light*, North-Holland, Amsterdam (1977).
21. A. K. Zvezdin and S. N. Utochkin, *J. Magn. Magn. Mat.* **140-144**, 787 (1995).
22. R. Atkinson, N. F. Kubraков, S. N. Utochkin, and A. K. Zvezdin, *J. Appl. Phys.* **75**, 6786 (1994).
23. *Физика металлов*, 1. *Электроны*, под ред. Дж. Займана, Мир, Москва (1972).
24. А. А. Абрикосов, *Введение в теорию нормальных металлов*, Наука, Москва (1972).
25. V. Bezak, M. Kedro, and A. Pevala, *Thin Solid Films* **23**, 305 (1974).