

Негиротропные магнитооптические эффекты в магнитных тонких многослойных пленках металл–диэлектрик

© В.И. Белотелов, А.К. Звездин, В.А. Котов, А.П. Пятаков

Институт общей физики Российской академии наук,
119942 Москва, Россия

E-mail: bvi@nm.ru

(Поступила в Редакцию 1 апреля 2003 г.)

Для магнитных тонких многослойных пленок металл–диэлектрик рассмотрены негиротропные магнитооптические эффекты, состоящие в изменении коэффициентов отражения и прохождения электромагнитного излучения от поверхности многослойной структуры при изменении его магнитной конфигурации от антиферромагнитной к ферромагнитной. Проведено теоретическое исследование негиротропного магнитооптического эффекта при наблюдении в отраженном свете. При этом предполагалось, что многослойную структуру облучают плоской монохроматической волной, которая поляризована вдоль намагниченности в пленке. Для описания магнитооптического эффекта найден зависящий только от частоты излучения тензор диэлектрической проницаемости многослойной среды. Рассмотрено кинетическое уравнение Больцмана с учетом спин-зависимого рассеяния электронов как внутри проводящих слоев, так и на шероховатых интерфейсах. На примере мультислоя Fe/C показано, что эффект по порядку величины такой же как и экваториальный эффект Керра или другие интенсивностные магнитооптические эффекты.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 01-02-16595, 02-02-17389), ФЦП „Физические свойства наноструктур“.

В настоящее время большой интерес вызывает исследование металлических магнитных многослойных пленок, в особенности таких, которые обладают эффектом гигантского магнитосопротивления (ГМС) [1–6].

Обычно многослойные структуры представляют собой чередующиеся слои магнитного и немагнитного металлов. В состоянии равновесия соседние магнитные слои такой структуры намагничены в противоположные стороны, образуя антипараллельную, или как ее можно назвать, антиферромагнитную конфигурацию. Внешнее магнитное поле может изменять состояние образца и переводить его в параллельную, или ферромагнитную конфигурацию, когда векторы намагниченности во всех магнитных слоях сонаправлены. Изменение магнитного состояния многослойной пленки приводит к тому, что меняются условия спин-зависимого рассеяния электронов в объеме проводящих слоев и на шероховатостях границ (интерфейсах) между слоями. Это в свою очередь выражается в изменении проводимости образца. Величина эффекта может быть достаточно большой. Так, для мультислоев Co/Cu и Fe/Cr при определенных параметрах относительное изменение сопротивления превышает 50% [2].

Помимо ГМС многослойных структур значительный интерес могут представлять их оптические свойства, меняющиеся при изменении магнитной конфигурации мультислоя, т.е. магнитооптические (МО) эффекты [7–9]. Такие эффекты отличаются от известных МО эффектов Керра и Фарадея, в том числе интенсивностных (см., например, [8,9]), тем, что традиционные МО эффекты являются следствием магнитной гиротропии среды, а рассматриваемые в настоящей работе

эффекты являются негиротропными. Это означает, что они определяются, так же как и ГМС, механизмом спин-зависимого рассеяния электронов, т.е. главным образом зависят от диагональных элементов тензора $\hat{\epsilon}$ диэлектрической проницаемости среды. Иначе говоря, традиционные эффекты зависят от магнитооптического параметра Q , определяемого спин-орбитальным взаимодействием электронов, в то время как обсуждаемые в настоящей работе эффекты не зависят от Q (проявляются в нулевом порядке по Q) и определяются в первую очередь обменным взаимодействием электронов.

Негиротропные МО эффекты (НГМОЭ) могут быть использованы, в частности, для бесконтактного зондирования материалов с ГМС [10].

Впервые НГМОЭ был теоретически изучен и экспериментально подтвержден для мультислоев Fe/Cr [11]. В [12] было продемонстрировано, что данный эффект уверенно наблюдается в ближней инфракрасной области спектра и для трехслойной структуры Fe/Cr/Fe составляет порядка 0.5%.

Теоретическое рассмотрение НГМОЭ для многослойных структур проведено в ряде работ [7,11,13,14]. В частности, в [14] теоретически рассмотрено существование МО эффекта при отражении от мультислоя света, поляризованного вдоль намагниченности. Показано, что НГМОЭ, выраженный в относительном изменении интенсивности отраженного излучения при переходе от антиферромагнитной к ферромагнитной конфигурации образца, может достигать нескольких процентов.

Можно ожидать, что аналогичный эффект будет иметь место и для многослойных пленок металл–диэлектрик, в которых слои немагнитного металла замене-

ны диэлектрическими. Действительно, в случае пленок металл–диэлектрик будет также иметь место спин-зависимое рассеяние электронов, и кроме того, при достаточно малой толщине диэлектрических слоев появится эффект спин-зависимого туннелирования. В настоящей работе используется теоретический подход для описания оптических свойств таких многослойных структур.

Данная проблема представляет интерес в более широком контексте, выходящем за рамки многослойных пленочных структур. В последние годы [15–19] активно исследуют оптические свойства нанокompозитных структур, представляющих собой немагнитные диэлектрические или металлические среды с вкрапленными в них магнитными нанокластерами. Эксперименты, проведенные на гранулированных пленках Cu/Al/O и CoFe/MgF [15–19], показали, что НГМОЭ достигает 0.8% и превышает аналогичный эффект для гранулированных металлических пленок почти в 2 раза. Отметим, что указанные значения НГМОЭ получены при высокой концентрации металлической компоненты в нанокompозите, которая соответствует порогу перколяции.

Как правило, для описания транспортных и оптических свойств нанокompозитных материалов используют приближение эффективной среды, в котором получают эффективные значения проводимости и диэлектрической проницаемости композита как функции соответствующих величин каждой из составляющих композита [20–22]. При этом компоненты нанокompозита характеризуют тензорами проводимости и диэлектрической проницаемости, такими же, что и для объемной среды. В случае гранулированных структур с ГМС, в которых размеры гранул не превышают нескольких нанометров, условия применимости такого рассмотрения нарушаются в силу того, что длины свободного пробега электронов в данном случае существенно превосходят размеры гранул, и становится существенным спин-зависимое рассеяние и туннелирование электронов. Последнее утверждение является необходимым условием для существования гигантского магниторезистивного эффекта.

Таким образом, приближение эффективной среды является, очевидно, в этом случае противоречивым и не позволяет в полной мере описать свойства нанокompозитных систем. С другой стороны, последовательная теория оптических свойств нанокompозитных материалов еще не разработана. Поэтому исследование оптических свойств пленочных ГМС материалов, для которых можно сформулировать содержательную и решаемую теоретическую модель, является необходимым и для понимания некоторых аспектов оптики упомянутых нанокompозитов, связанных с эффектом спин-зависимого транспорта.

Цель настоящей работы — развитие теоретического подхода к рассмотрению оптических свойств многослойных структур типа металл–диэлектрик и изучение указанного МО эффекта.

1. Метод описания оптических свойств многослойной среды

Как было отмечено выше, подход эффективной среды неприменим для рассматриваемых многослойных пленок. Поэтому в данном случае необходимо вычислять тензор диэлектрической проницаемости многослойной среды непосредственно из кинетического уравнения для электронов с учетом спин-зависимого рассеяния и туннелирования. При этом можно рассматривать эту многослойную структуру как однородную анизотропную среду, которую характеризуют тензором диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}$ [14]. Пусть такая среда является полубесконечной и занимает полупространство $z > 0$. Тогда коэффициент отражения s -волны (волна поляризована перпендикулярно плоскости падения) может быть найден по формуле Френеля

$$R = \left| \frac{\cos \varphi - \sqrt{\varepsilon_{xx} - \sin^2 \varphi}}{\cos \varphi + \sqrt{\varepsilon_{xx} - \sin^2 \varphi}} \right|^2, \quad (1)$$

где предполагается, что $\varepsilon = 1$ над мультислоем (т. е. при $z < 0$), φ — угол падения света [23].

Из волнового уравнения

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

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

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon + i\mu_0 c^2 \omega^{-1} \sigma_{xx}, \quad (3)$$

где ε — часть диэлектрической проницаемости многослойной структуры, обусловленная наличием диэлектрических слоев, 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.

Таким образом, проблема сводится к определению из кинетического уравнения σ_{xx} в (3) с учетом особенностей поведения электронов проводимости в многослойной структуре.

2. Расчет электропроводности многослойной структуры

Многослойная структура типа металл–диэлектрик представляет собой бесконечную периодическую (вдоль оси z) структуру, состоящую из магнитных проводников толщиной a , разделенных слоями диэлектрика толщиной b . Далее будут рассмотрены две основные конфигурации такой структуры: антиферромагнитная (период $L = 2(a + b)$) (рис. 1, a) и ферромагнитная (период $L = (a + b)$) (рис. 1, d).

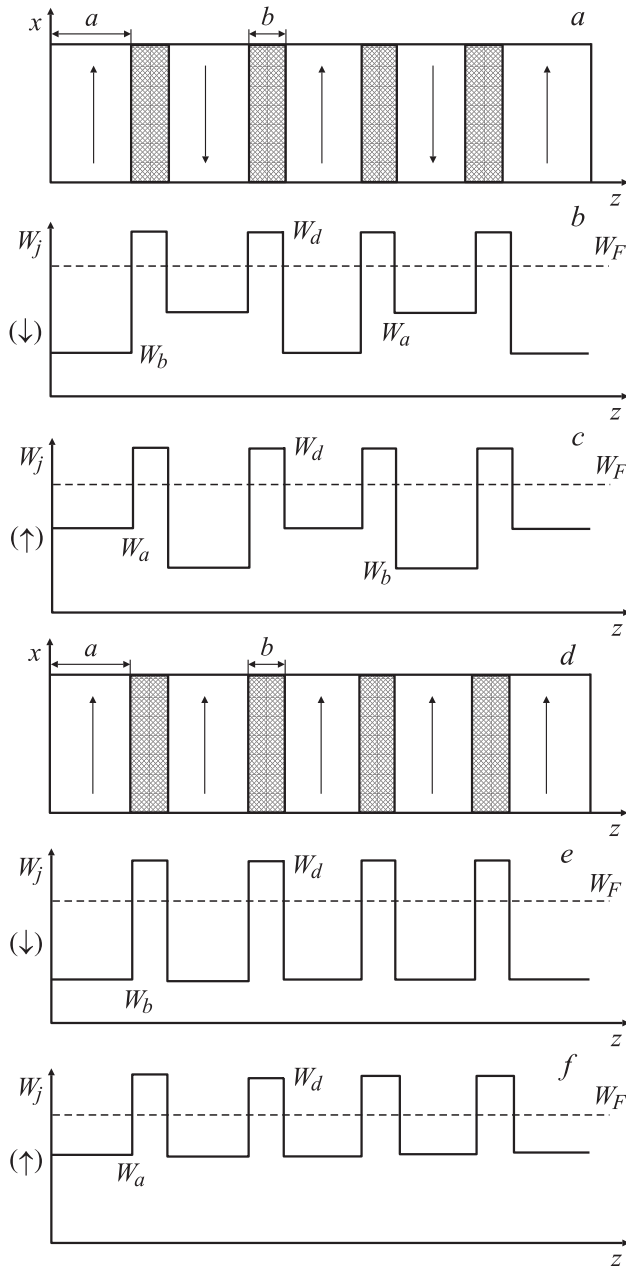


Рис. 1. Схематическая магнитная структура многослойных пленок с антиферромагнитной (а) и ферромагнитной (d) конфигурациями и функции потенциальной энергии, которыми обладают электроны со спинами „вниз“ и „вверх“ в обоих случаях (b-c, e-f).

Отметим, что токи в каждом j -м проводящем слое $J_{xj}(z)$ являются суммой двух токов, образованных электронами, со спинами, направленными по оси x (\uparrow) и против оси x (\downarrow). В то же время потенциальная энергия электронов в каждом j -м слое W_j зависит от направления спина электрона. Таким образом, электроны в зависимости от ориентации спина и магнитной конфигурации структуры движутся в четырех различных потенциалах (рис. 1, b-e). Когда спин электрона направлен по намаг-

нитченности слоя, величины, характеризующие состояние электрона в слое (потенциальная энергия W , время релаксации τ_0 , эффективная масса m), будем обозначать индексом a , когда спин электрона направлен в противоположную сторону, индексом b .

Пусть на многослойную структуру под углом φ падает плоская электромагнитная волна $\mathbf{E}^{(i)} = \mathbf{E}_0 \times \exp(-i\omega t + i\mathbf{k}_0\mathbf{r})$, где $\mathbf{k}_0 = k_0(0, \sin \varphi, \cos \varphi)$, $\mathbf{r} = (0, y, z)$, причем плоскость падения совпадает с плоскостью YZ . Волна поляризована вдоль оси x (s -поляризация). Выбор такого направления поляризации несколько упрощает теоретическое рассмотрение, поскольку при этом не возникают токи в направлении, перпендикулярном слоям и не возникают эффекты, связанные с аккумуляцией спина [24]. Под действием поля этой волны в каждом j -м проводящем слое структуры возникает продольный ток $J_{xj}(z)$. При этом усредненный по периоду структуры ток

$$J_x = \frac{\sum_j \int J_{xj}(z) dz}{L} \quad (4)$$

связан с полем E_0 по закону Ома в дифференциальной форме

$$J_x = \sigma_{xx} E_0. \quad (5)$$

Таким образом, величина σ_{xx} может быть найдена как коэффициент пропорциональности в (5).

Токи $J_{xj}(z)$ определим из кинетического уравнения Больцмана. При этом электроны будем считать классическими частицами, имеющими координату \mathbf{r} и квазиимпульс \mathbf{p} . Неравновесная функция распределения f_j электронов в каждом j -м слое должна удовлетворять уравнению Больцмана, которое в приближении времени релаксации имеет вид

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + (\mathbf{v}_j, \nabla_r f_j) + e(\mathbf{E}^{(i)}, \nabla_p f_j) = -\frac{f_j - f_0}{\tau_{0j}}, \quad (6)$$

где $\mathbf{v}_j = (v_{xj}, v_{yj}, v_{zj})$ — средняя скорость электронов, τ_{0j} — время релаксации электронов, $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ С — заряд электрона, f_0 — функция распределения Ферми-Дирака.

При решении кинетического уравнения используем представление $f_j = f_0 + \Psi_j(\mathbf{v}_j, t)$ и предположим, что $\Psi_j \sim \exp(-i\omega t + ik_0 y \sin \varphi)$. Тогда с учетом соотношения $|v_j| \tau_{0j} k_0 \ll 1$ (длина свободного пробега электронов много меньше длины волны света) от уравнения (6) перейдем к уравнению для $\Psi_j(\mathbf{v}_j, t)$

$$\frac{\partial \Psi_j}{\partial z} + \frac{1}{\tau_j v_{zj}} \Psi_j = -e E_0 \frac{v_{xj} \exp(ik_0 z)}{v_{zj}} \frac{\partial f_0}{\partial W_e}, \quad (7)$$

где $v_{xj} = v_j \cos \varphi_j \sin \theta_j$ и $v_{zj} = v_j \cos \theta_j$ — проекции скорости v_j на оси x и z ; φ_j, θ_j — сферические координаты скорости v_j ; $\tau_j = \tau_{0j}(1 - i\omega\tau_{0j})^{-1}$; W_e — энергия электронов.

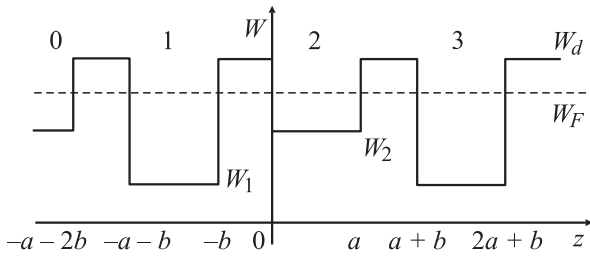


Рис. 2. График функции потенциальной энергии электрона, находящегося в многослойной структуре с антиферромагнитной конфигурацией.

Для упрощения дальнейших вычислений сделаем два вполне очевидных приближения. Во-первых, учтем, что ввиду условия $|v_{zj}| < v_{Fj} \ll c$, где

$$v_{Fj} = \sqrt{\frac{2(W_e - W_j)}{m_j}}$$

— скорость Ферми, W_j — потенциальная энергия, а m_j — эффективная масса электронов в слое j , справедливо приближение $\tau_j^{-1} + ik_0v_{zj} \approx \tau_j^{-1}$. Кроме того, будем считать, что $\partial f_0/\partial W_e \approx -\delta(W_e - W_F)$, где W_F — энергия Ферми, $\delta(W)$ — δ -функция Дирака. В итоге общее решение уравнения (7) может быть представлено в виде двух функций:

$$\begin{aligned} \Psi_j^+(z) &= eE_0 \left[C_j^+ \exp\left(-\frac{z}{\tau_j|v_{zj}|}\right) - \tau_j v_{xj} \right] \\ &\quad \times \delta(W_e - W_F), \quad v_{zj} > 0, \\ \Psi_j^-(z) &= eE_0 \left[C_j^- \exp\left(\frac{z}{\tau_j|v_{zj}|}\right) - \tau_j v_{xj} \right] \\ &\quad \times \delta(W_e - W_F), \quad v_{zj} < 0. \end{aligned} \quad (8)$$

В силу того что структура мультислоя обладает периодом, можно ожидать, что функция распределения электронов будет так же периодичной.

Далее без потери общности рассмотрим структуру потенциала, соответствующую антиферромагнитной конфигурации (рис. 2). Переход к ферромагнитному случаю будет возможен, если в конечных выражениях приравнять потенциальные энергии электронов в соседних слоях. Необходимые для вычисления $\Psi_j^+(z)$ и $\Psi_j^-(z)$, постоянные C_j^+ и C_j^- в (8) определим из граничных условий, которые запишем для четырех последовательных магнитных слоев 0, 1, 2 и 3 в толще многослойной структуры. Для удобства записи перейдем в систему координат, начало которой находится на границе между первым и вторым слоями (рис. 2). С учетом этого

граничные условия принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \Psi_1^+(-a-b) &= P_{10}\Psi_1^-(-a-b) + Q_{01}\Psi_0^+(-a-2b), \\ \Psi_1^-(-b) &= P_{12}\Psi_1^+(-b) + Q_{21}\Psi_2^-(0), \\ \Psi_2^+(0) &= Q_{12}\Psi_1^+(-b) + P_{21}\Psi_2^-(0), \\ \Psi_2^-(a) &= Q_{32}\Psi_3^-(a+b) + P_{23}\Psi_2^+(a), \end{aligned} \quad (9)$$

где P_{jk} — коэффициент зеркального отражения электрона от интерфейса между соседними проводящими слоями j и k ; Q_{jk} — коэффициент пропускания, определяющий прохождение электронов через данный интерфейс (рис. 2). Шероховатость каждого интерфейса предполагается случайной функцией $\xi_{jk}(r_{\parallel})$, такой, что ее среднее по плоскости значение равно нулю, $\langle \xi_{jk}(r_{\parallel}) \rangle = 0$. Параметр $\eta = \sqrt{\langle \xi_{jk}^2(r_{\parallel}) \rangle}$, характеризующий шероховатости, предполагается одинаковым для всех интерфейсов. Выражения для P_{jk} и Q_{jk} известны как обобщенные формулы Займана-Соффера [25]

$$\begin{aligned} P_{jk} &= R_{jk} \exp\left[-\left(\frac{2\eta}{\hbar} m_j v_j \cos \theta_j\right)^2\right], \\ Q_{jk} &= (1 - R_{jk}) \exp\left[-\frac{\eta^2}{\hbar^2} (m_j v_j \cos \theta_j - m_k v_k \cos \theta_k)^2\right], \end{aligned} \quad (10)$$

где θ_j и θ_k — углы падения и преломления электрона для границы между слоями f и k .

Коэффициент отражения R_{jk} может быть найден при помощи решения квантово-механической задачи о туннелировании электрона через потенциальный барьер $W(x)$ между слоями j и k , который зависит от ориентации спина электрона (рис. 2)

$$R_{jk} = \left| \frac{(\kappa_j \kappa_k + \kappa^2) \operatorname{sh}(\kappa a) + i \kappa \cdot \operatorname{ch}(\kappa a)(\kappa_j - \kappa_k)}{(\kappa_j \kappa_k - \kappa^2) \operatorname{sh}(\kappa a) + i \kappa \cdot \operatorname{ch}(\kappa a)(\kappa_j + \kappa_k)} \right|, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} \kappa_j &= \sqrt{\frac{2m_j}{\hbar^2} (W_e - W_j) \cos \theta_j}, \\ \kappa_k &= \sqrt{\frac{2m_k}{\hbar^2} (W_e - W_k) \cos \theta_k}, \\ \kappa &= \sqrt{\frac{2m_j}{\hbar^2} \{(W_e - W_j) \sin^2 \theta_j + W_d - W_e\}} \\ &= \sqrt{\frac{2m_k}{\hbar^2} \{(W_e - W_k) \sin^2 \theta_k + W_d - W_e\}}, \end{aligned}$$

W_d — высота потенциального барьера для электрона в диэлектрике. Отметим, что углы θ_j и θ_k должны удовлетворять закону преломления

$$\frac{\sin \theta_j}{\sin \theta_k} = \sqrt{\frac{W_e - W_k}{W_e - W_j}}. \quad (12)$$

Если $W_j < W_k$, то существует критический угол падения θ_j , такой, что при углах падения, больших критического, реализуется режим полного внутреннего отражения и $R_{jk} = 1$, а $Q_{jk} = 0$.

В силу периодичности рассматриваемой структуры, а также с учетом симметричных соображений, можно получить следующие очевидные соотношения для $\Psi_j^+(z)$, $\Psi_j^-(z)$, P_{jk} и Q_{jk} :

$$\Psi_1^+(-a-b) = \Psi_1^-(-b), \quad \Psi_1^-(-a-b) = \Psi_1^+(-b),$$

$$\Psi_0^+(-a-2b) = \Psi_2^-(0), \quad \Psi_2^-(0) = \Psi_2^+(a), \quad \Psi_2^+(0) = \Psi_2^-(a),$$

$$P_{10} = P_{12}, \quad P_{21} = P_{23}, \quad Q_{01} = Q_{21}, \quad Q_{12} = Q_{32}. \quad (13)$$

С учетом этих соотношений оказывается, что для определения необходимых функций распределения достаточно иметь только два граничных условия

$$\begin{aligned} \Psi_1^-(-b) &= P_{12}\Psi_1^-(-a-b) + Q_{21}\Psi_2^-(0), \\ \Psi_2^-(a) &= Q_{12}\Psi_1^-(-a-b) + P_{21}\Psi_2^-(0). \end{aligned} \quad (14)$$

Подстановка (8) в (14) приводит к системе уравнений

$$\begin{aligned} \left[\begin{array}{cc} \exp\left(-\frac{b}{\tau_1 v_{z1}}\right) - P_{12} \exp\left(-\frac{a+b}{\tau_1 v_{z1}}\right) & -Q_{21} \\ Q_{12} \exp\left(-\frac{a+b}{\tau_1 v_{z1}}\right) & P_{21} - \exp\left(-\frac{a}{\tau_2 v_{z2}}\right) \end{array} \right] \times \begin{bmatrix} C_1^- \\ C_2^- \end{bmatrix} \\ = \begin{bmatrix} \tau_1 v_{x1}(1 - P_{12}) - \tau_2 v_{x2} Q_{21} \\ -\tau_2 v_{x2}(1 - P_{21}) - \tau_1 v_{x1} Q_{12} \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (15)$$

которая определяет постоянные C_1^- и C_2^-

$$\begin{aligned} C_1^- &= \frac{(\tau_1 v_{x1}(1 - P_{12}) - \tau_2 v_{x2} Q_{21})(P_{21} - \exp(a/\tau_2 v_{z2})) + Q_{21}(-\tau_2 v_{x2}(1 - P_{21}) + \tau_1 v_{x1} Q_{12})}{\exp(-(a+b)/\tau_1 v_{z1}) [Q_{12} Q_{21} - (P_{12} - \exp(a/\tau_1 v_{z1})) \times (P_{21} - \exp(a/\tau_2 v_{z2}))]}, \\ C_2^- &= \frac{(\tau_2 v_{x2}(1 - P_{12}) - \tau_1 v_{x1} Q_{12})(P_{12} - \exp(a/\tau_1 v_{z1})) + Q_{12}(-\tau_1 v_{x1}(1 - P_{12}) + \tau_2 v_{x2} Q_{21})}{[Q_{12} Q_{21} - (P_{12} - \exp(a/\tau_1 v_{z1}))(P_{21} - \exp(a/\tau_2 v_{z2}))]}. \end{aligned} \quad (16)$$

Постоянные C_1^+ и C_2^+ связаны с найденными следующим образом:

$$C_1^+ = C_1^- \exp\left(-\frac{a+2b}{\tau_1 v_{z1}}\right), \quad C_2^+ = C_2^- \exp\left(-\frac{a}{\tau_2 v_{z2}}\right). \quad (17)$$

Подставляя (16)–(17) в (8), получаем искомые функции распределения.

Зная функции распределения электронов, можно найти токи $J_{xj}(z)$, воспользовавшись выражениями из [26,27]

$$\begin{aligned} J_{xj}(z) &= \frac{e}{4\pi} \int_0^\infty \rho_j v_j dW_e \int_0^{2\pi} \cos \varphi \cdot d\varphi \\ &\times \left[\int_0^{\pi/2} \Psi_j^+ \sin^2 \theta_j d\theta_j + \int_{\pi/2}^\pi \Psi_j^- \sin^2 \theta_j d\theta_j \right], \end{aligned} \quad (18)$$

где ρ_j — плотность состояний.

После усреднения тока в соответствии с (4) получаем, учитывая (5), что

$$\sigma_{xx} = \frac{a}{2(a+b)} (\sigma_1 \xi_1 + \sigma_2 \xi_2), \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned} \xi_1 &= \frac{3}{2a} \int_0^{\pi/2} C_1^- \sin^2 \theta_1 \cos \theta_1 \exp\left(-\frac{b}{\tau_1 v_{z1}}\right) \\ &\times \left(1 - \exp\left(-\frac{a}{\tau_1 v_{z1}}\right)\right) d\theta_1 - 1, \\ \xi_2 &= \frac{3}{2a} \int_0^{\pi/2} C_2^- \sin^2 \theta_2 \cos \theta_2 \exp\left(-\frac{a}{\tau_2 v_{z2}}\right) \\ &\times \left(1 - \exp\left(-\frac{a}{\tau_2 v_{z2}}\right)\right) d\theta_2 - 1, \end{aligned} \quad (20)$$

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

— объемная проводимость слоя j [3]. Причем в силу использованного приближения $\partial f_0 / \partial W_e \approx -\delta(W_e - W_F)$ в выражениях (10), (16), (20) следует положить, что $v_j = v_{Fj}$.

Для антиферромагнитной конфигурации, очевидно, $\sigma_{xx}^{(\uparrow)} = \sigma_{xx}^{(\downarrow)}$, т. е.

$$\sigma_{AF} = 2\sigma_{xx}^{(\uparrow)} = \frac{a}{a+b} (\sigma_1^{AF} \xi_1^{AF} + \sigma_2^{AF} \xi_2^{AF}), \quad (21)$$

где $\xi_1^{AF} = \xi_1$, $\xi_2^{AF} = \xi_2$, $\sigma_1^{AF} = \sigma_1$ и $\sigma_2^{AF} = \sigma_2$ при замене индексов $1 \rightarrow a$, $2 \rightarrow b$ в выражениях (20) (рис. 1, *b, c*).

В случае когда намагниченности в соседних слоях сонаправлены, $\sigma_{xx}^{(\uparrow)} \neq \sigma_{xx}^{(\downarrow)}$ и

$$\sigma_F = \sigma_{xx}^{(\uparrow)} + \sigma_{xx}^{(\downarrow)} = \frac{a}{a+b} (\sigma_1^F \xi_1^F + \sigma_2^F \xi_2^F), \quad (22)$$

где $\xi_1^F = \xi_1$ при замене индексов $1 \rightarrow b$, $2 \rightarrow b$, $\xi_2^F = \xi_1$ при замене индексов $1 \rightarrow a$, $2 \rightarrow a$ и $\sigma_1^F = \sigma_1$ и $\sigma_2^F = \sigma_2$ при замене индексов $1 \rightarrow b$, $2 \rightarrow a$ в выражениях (20) (рис. 1, *e, f*).

3. Негиротропный магнитооптический эффект

С учетом соотношений (3), (20)–(22) эффективная диэлектрическая проницаемость многослойной среды для обеих основных конфигураций намагниченности может быть выражена в следующем виде:

$$\varepsilon^{AF(F)} = \varepsilon - \frac{a}{a+b} \left[\frac{\omega_{p1}^2 \xi_1^{AF(F)}}{\omega(\omega + i\gamma_1)} + \frac{\omega_{p2}^2 \xi_2^{AF(F)}}{\omega(\omega + i\gamma_2)} \right], \quad (23)$$

где

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

— плазменная частота слоя j , $\gamma_j = \tau_{0j}^{-1}$.

Из соотношения (23) видно, что зависимость эффективной диэлектрической проницаемости от частоты имеет вид, аналогичный зависимости диэлектрической проницаемости от частоты для немагнитного однородного металла,

$$\varepsilon^M = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (24)$$

где

$$\omega_p = \frac{e m}{\pi} \sqrt{\frac{\mu_0 v_F^3}{3 \hbar^3}}.$$

Отметим, что соотношение (23) переходит в (24), если $b \rightarrow 0$, $\gamma_a = \gamma_b$, $W_a = W_b$.

Эффективные диэлектрические проницаемости для антиферромагнитной и ферромагнитной структуры мультислоя как видно из (23), различаются из-за того, что $\xi_j^{AF} \neq \xi_j^F$. Это и приводит согласно (1) к существованию МО эффекта, который состоит в том, что интенсивность электромагнитного излучения, отраженного от многослойной структуры, зависит от конфигурации ее намагниченности. Такой эффект аналогичен МО эффекту, рассмотренному в [14] для мультислоя из магнитных и немагнитных металлических слоев. НГМОЭ будем описывать относительным изменением коэффициента отражения

$$\delta = \frac{R_{AF} - R_F}{R_F}. \quad (25)$$

В качестве примера рассмотрим мультислой, состоящий из магнитной компоненты Fe и диэлектрической C. Для такой структуры $W_F - W_a = 8.2$, $W_F - W_b = 5.7$, $W_a - W_F = 1.0$ eV [3,28]. Эффективные массы электронов примем одинаковыми: $m_j = m_e$, где $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31}$ kg. При этом скорости Ферми $v_{Fa} = 8.5 \cdot 10^5$ и $v_{Fb} = 7.1 \cdot 10^5$ m/s. Если положить $\tau_{0a} = 3 \cdot 10^{-14}$ и $\tau_{0b} = 6 \cdot 10^{-14}$ s, то соответствующие длины свободного пробега оказываются много больше толщины слоев.

Графики зависимости действительной и мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости от энергии фотона падающего излучения показаны на рис. 3.

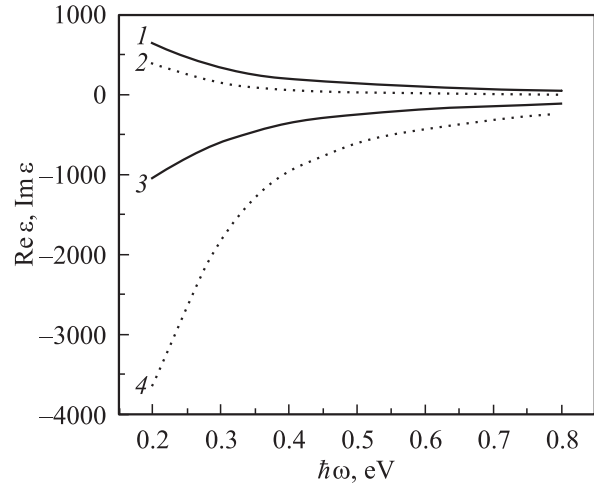


Рис. 3. Зависимости действительной и мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости многослойной структуры с антиферромагнитной конфигурацией (1 и 3 соответственно) и однородного немагнитного металла (2 и 4 соответственно) от энергии $\hbar\omega$ фотона излучения подсветки. При построении приняты следующие значения параметров структуры: $a = 1$, $b = 0.2$ nm, $\eta = 1$ Å.

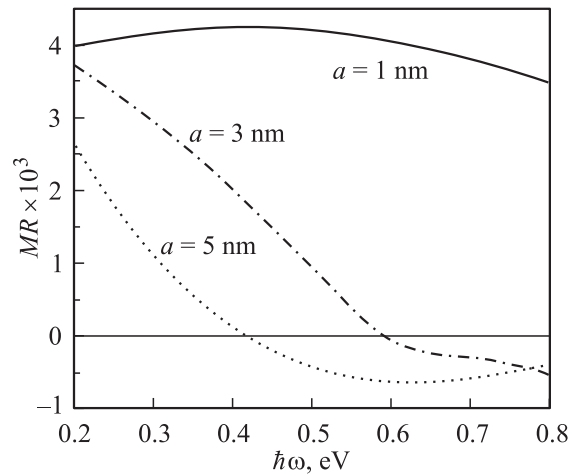


Рис. 4. Магниторезистивный эффект в зависимости от энергии $\hbar\omega$ фотона излучения подсветки при различных значениях толщины a магнитного слоя ($b = 0.2$ nm, $\eta = 1$ Å).

На рис. 4 приведена зависимость величины магниторезистивного эффекта $MR = \frac{\sigma_{AF} - \sigma_F}{\sigma_F}$ ($\sigma_{AF(F)}$ — сопротивление мультислоя при антиферромагнитной (ферромагнитной) конфигурации) от энергии фотона излучения.

Зависимости НГМОЭ от энергии фотона излучения и от величины шероховатости интерфейсов, построенные при выбранных значениях параметров, показаны на рис. 5, 6. Если поверхности интерфейсов являются идеальными, т. е. без шероховатостей ($\eta = 0$), то эффект отсутствует. Кроме того, при увеличении толщины диэлектрической прослойки до величины порядка нанометра НГМОЭ так же практически исчезает. Это связано

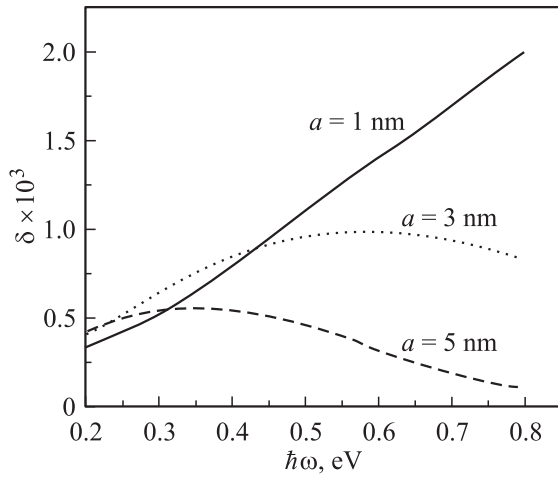


Рис. 5. НГМОЭ как функция энергии $\hbar\omega$ фотона излучения подсветки при различных значениях толщины a магнитного слоя ($b = 0.2$ nm, $\eta = 1$ Å).

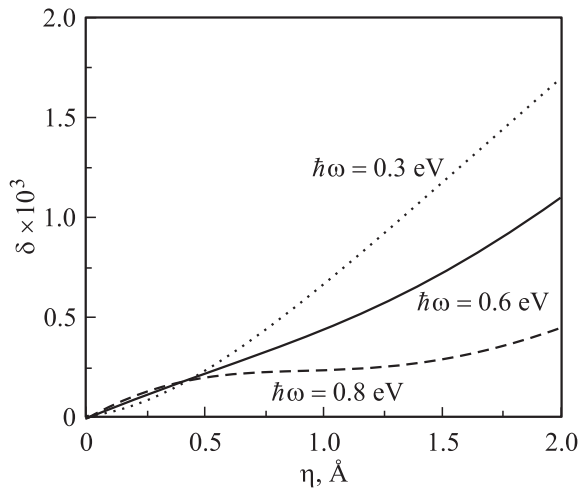


Рис. 6. Графики зависимости НГМОЭ от величины шероховатости интерфейсов многослойной структуры, построенные при различных энергиях $\hbar\omega$ фотона излучения подсветки. При построении приняты следующие значения параметров структуры: $a = 1$, $b = 0.2$ nm.

с тем, что при $b \sim 1$ nm коэффициент прохождения электрона через диэлектрический слой близок к нулю, и электроны оказываются запертыми в своих слоях. Отметим, что здесь рассматриваются лишь внутрizonные переходы электронов.

Сравнивая графики на рис. 4 и 5, можно заключить, что, несмотря на то, что оптические свойства многослойной структуры определяются ее транспортными свойствами, однозначной связи между магниторезистивным эффектом и НГМОЭ не существует.

Расчеты зависимости НГМОЭ от угла падения света показали, что данный эффект достигает максимального значения при нормальном падении излучения (рис. 7). Отметим, что МО эффект Керра [8,9], также состоящий

в изменении интенсивности отраженного света при изменении намагниченности среды, имеет иную угловую зависимость. При уменьшении угла падения света он уменьшается и при нормальном падении вообще отсутствует (рис. 7). Причина такого различия состоит в том, что, как уже отмечалось выше, эффект Керра является гиротропным, т.е. обусловлен недиагональными компонентами тензора диэлектрической проницаемости, в то время как новый эффект связан лишь с диагональными компонентами тензора.

Таким образом, в настоящей работе предложен теоретический подход к описанию оптических свойств магнитных многослойных пленок типа металл–диэлектрик. Рассмотрен НГМОЭ, состоящий в изменении коэффициента отражения от поверхности многослойной структуры плоской электромагнитной волны, поляризованной параллельно намагниченности в слоях, при переходе от антиферромагнитной к ферромагнитной конфигурациям. В разработанном теоретическом подходе на основании решения кинетического уравнения Больцмана для свободных электронов в проводящих частях многослойной структуры получен зависящий только от частоты излучения тензор диэлектрической проницаемости многослойной среды.

В рамках использованной теоретической модели показано, что НГМОЭ главным образом обусловлен шероховатостями интерфейсов. Когда интерфейсы абсолютно гладкие и времена релаксации электронов во всех слоях одинаковы, эффект отсутствует.

Рассмотренный НГМОЭ может быть использован для бесконтактного зондирования материалов, обладающих гигантским магнитосопротивлением.

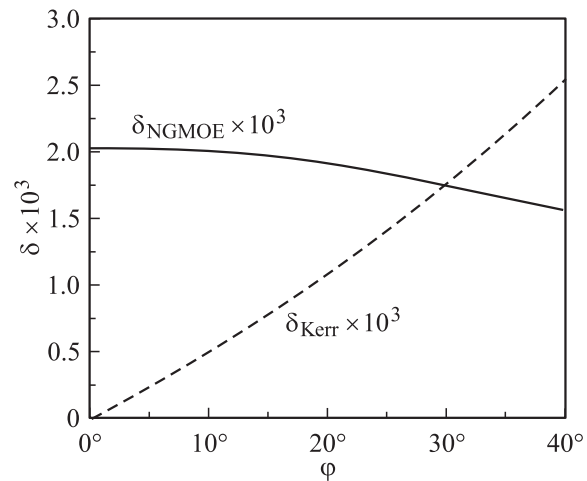


Рис. 7. Зависимости НГМОЭ (сплошная линия) и МО экваториального эффекта Керра (штриховая линия) от угла ϕ падения света. При построении предполагалось следующее: для НГМОЭ — многослойная структура с параметрами $a = 1$, $b = 0.2$ nm, $\eta = 1.5$ Å, $\hbar\omega = 0.3$ eV; для эффекта Керра — однородно намагниченный образец Fe с показателем преломления $n = 2.4 + i \cdot 3.5$ и МО параметром $Q = -0.034 + i \cdot 0.003$, освещенный p -поляризованной волной [29].

Список литературы

- [1] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [2] S.S.P. Parkin. *Appl. Phys. Lett.* **61**, 1358 (1992).
- [3] R.Q. Hood, L.M. Falikov. *Phys. Rev. B* **46**, 8287 (1992).
- [4] J. Barnas, A. Fuss, R.E. Camilly, P. Grünberg, W. Zinn. *Phys. Rev. B* **42**, 8110 (1990).
- [5] А.К. Звездин, С.Н. Уточкин. *Письма в ЖЭТФ* **57**, 418 (1993).
- [6] X.G. Zhang, W.H. Butler. *Phys. Rev. B* **51**, 10 085 (1995).
- [7] R. Atkinson, N.F. Kubrakov, A.K. Zvezdin, K.A. Zvezdin. *J. Magn. Magn. Mater.* **156**, 169 (1996).
- [8] А.К. Звездин, В.А. Котов. *Магнитооптика тонких пленок.* Наука, М. (1988). 147 с.
- [9] A. Zvezdin, V. Kotov. *Modern Magneto-optic and magneto-optical materials.* IOP Publishing, Bristol Philadelphia, (1997). 363 p.
- [10] V.G. Kravets, D. Bozec, J.A.D. Matthew, S.M. Thompson, H. Menard, A.B. Horn, A.F. Kravets. *Phys. Rev. B* **65**, 4415 (2002).
- [11] J.C. Jacquet, T. Valet. In: *Magnetic Ultrathin Films, Multilayers and Surfaces.* MRS Symp. Proc. **384**, 477 (1995).
- [12] S. Uran, M. Grimsditch, E. Fullerton, S.D. Bader. *Phys. Rev. B* **57**, 2705 (1998).
- [13] G.M. Genkin. *Phys. Lett. A* **241**, 293 (1998).
- [14] Н.Ф. Кубраков, А.К. Звездин, К.А. Звездин, В.А. Котов, Р. Аткинсон. *ЖЭТФ* **114**, 3, 1101 (1998).
- [15] И.В. Быков, Е.А. Ганьшина, А.Б. Грановский, В.С. Гушин. *ФТТ* **42**, 487 (2000).
- [16] I. Bykov, E. Ganshina, V. Guschin, Y. Kalinin, A. Kozlov, A. Lichter. *Moscow Int. Symp. on Magnetism. Moscow Book of Abstracts.* Editorial URSS (2002). P. 68.
- [17] D. Bozec, V.G. Kravets, J.A.D. Matthew, S.M. Thompson. *J. Appl. Phys.* **91**, 8795 (2002).
- [18] А. Грановский, В. Гушин, И. Быков, А. Козлов, Н. Кобаяши, С. Онума, Т. Масумото, М. Инуе. *ФТТ* **45**, 5, 867 (2003).
- [19] А. Грановский, М. Кузмичев, Ж.П. Клерк. *ЖЭТФ* **89**, 1762 (1999).
- [20] D.A.G. Bruggeman, I. Ann. *Phys. Lpz.* **24**, 636 (1935).
- [21] M. Wu, H. Zhang, Xi Yao, L. Zhang. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34**, 889 (2001).
- [22] A.B. Granovsky, M.V. Kuzmichev, J.P. Clerc, M. Inoue. *Moscow Int. Symp. on Magnetism. Moscow Book of Abstracts.* Editorial URSS (2002). P. 69.
- [23] М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики.* Наука, М. (1970). 855 с.
- [24] T. Valet, A. Fert. *Phys. Rev. B* **48**, 7099 (1993).
- [25] *Физика металлов. Электроны / Под ред. Дж. Займана.* Мир, М. (1972).
- [26] А.Ф. Абрикосов. *Введение в теорию нормальных металлов.* Наука, М. (1972).
- [27] V. Bezak, M. Kedro, A. Pevala. *Thin Solid Films* **23**, 305 (1974).
- [28] J.C. Slonczewski. *Phys. Rev. B* **39**, 6995. (1988).
- [29] В.И. Белотелов, А.П. Пятаков, С.А. Еремин, Г.М. Мусаев, А.К. Звездин. *Оптика и спектроскопия* **91**, 663 (2001).