

05,09

Особенности магниторефрактивного эффекта в многослойной металлической наноструктуре $[\text{CoFe/Cu}]_n$ *

© А.Н. Юрасов¹, А.В. Телегин², Н.С. Банникова², М.А. Миляев², Ю.П. Сухоруков²

¹ Московский технологический университет,
Москва, Россия

² Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

E-mail: alexey_yurasov@mail.ru

(Поступила в Редакцию 22 июня 2017 г.)

Теоретически и экспериментально изучены особенности магниторефрактивного эффекта в металлических многослойных пленочных наноструктурах $\text{Ni}_{48}\text{Fe}_{12}\text{Cr}_{40}(50 \text{ \AA})/[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(14 \text{ \AA})/\text{Cu}(22 \text{ \AA})]_8/\text{Cr}(20 \text{ \AA})$, обладающих эффектом гигантского магнитосопротивления при комнатных температурах. Показано, что магниторефрактивный эффект в таких структурах достигает 1.5% в магнитном поле 3.5 кОе в широкой ИК-области спектра и может менять знак как на пропускании, так и на отражении света. Рассчитаны величины коэффициентов рефракции и экстинкции для наноструктур в магнитном поле, которые хорошо согласуются с полученными экспериментальными данными. Полученные формулы можно использовать для оценки магниторефрактивного эффекта в металлических многослойных структурах.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема „Спин“ № 01201463330), при частичной поддержке программы УрО РАН № 18-10-2-4 и гранта Министерства образования и науки РФ № 14.Z50.31.0025 и гранта Президента РФ для ведущих научных школ НШ-8003.2016.2.

DOI: 10.21883/FTT.2018.02.45381.201

1. Введение

Обнаружение и изучение в металлических структурах и в манганитах перспективных для практического применения эффектов, связанных с изменением электросопротивления на постоянном токе в магнитном поле, — гигантского и колоссального магнитосопротивления (ГМС и КМС соответственно) — стимулировало также поиск высокочастотного (оптического) отклика на эти эффекты, рассматриваемого как изменение коэффициента отражения (R) и пропускания (T) электромагнитного излучения под действием магнитного поля — магнитоотражение и магнитопропускание света, соответственно (см. [1–4] и ссылки в них). Оптический отклик наиболее ярко проявился в области взаимодействия света с носителями заряда при частотах $\omega \leq \omega_p$ (ω_p — плазменная частота), т. е. для металлов и магнитных полупроводников — в инфракрасной (ИК) области спектра (например, [5–7] и ссылки в них). Появление экспериментальных результатов позволило разработать теорию магниторефрактивного эффекта (МРЭ), преимущественно в области $\omega\tau < 1$ (τ — время релаксации), для металлов [5,9], гранулированных и нанокомпозитных металлических структур [10,11], тонкопленочных наноструктур с ГМС [12] и манганитов с КМС [13]. Важным фактом является то, что согласно экспериментальным данным и теоретическим оценкам МРЭ на

отражении и пропускании естественного (неполяризованного) света величина эффекта в ИК-области спектра существенно превышает по интенсивности величины традиционных магнитооптических эффектов в поляризованном свете [13]. Вместе с тем в каждом случае существуют особенности МРЭ, связанные с зарядовыми и структурными свойствами вещества, которые требуют развития моделей МРЭ для каждого класса магнитных материалов и/или спектральной области исследования. Например, учет вклада межзонных переходов в металлических структурах [14], фазового расслоения в случае легированных манганитов с КМС [15], интерференции и поглощения света в случае многослойных структур [12] и т. д. Таким образом, несмотря на большое количество теоретических и экспериментальных работ по МРЭ в металлических системах, представляет интерес анализ механизмов МРЭ в тонкопленочных наноструктурах в сопоставлении с экспериментальными данными с целью усовершенствования теории и развития методов бесконтактного контроля качества и оценки величины ГМС таких структур.

Данная работа посвящена теоретическому и экспериментальному изучению МРЭ в пленочной многослойной наноструктуре на примере системы $\text{Ni}_{48}\text{Fe}_{12}\text{Cr}_{40}(50 \text{ \AA})/[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(14 \text{ \AA})/\text{Cu}(22 \text{ \AA})]_8/\text{Cr}(20 \text{ \AA})$, обладающей эффектом ГМС в слабых магнитных полях ($H < 1 \text{ кОе}$) при комнатной температуре. Получены формулы, описывающие изменение коэффициентов рефракции и экстинкции в магнитном поле. Проведены расчеты МРЭ в моделях эффективной среды с использованием формул Френеля, а также с учетом спин-зависящего рассеяния электронов в пределе самоусреднения.

* Доклад на XX Международном симпозиуме „Нанофизика и наноэлектроника“, Н. Новгород, 13–16 марта 2017 г.

Материалы симпозиума частично опубликованы в выпуске № 11 за 2017 г. журнала „Физика твердого тела“.

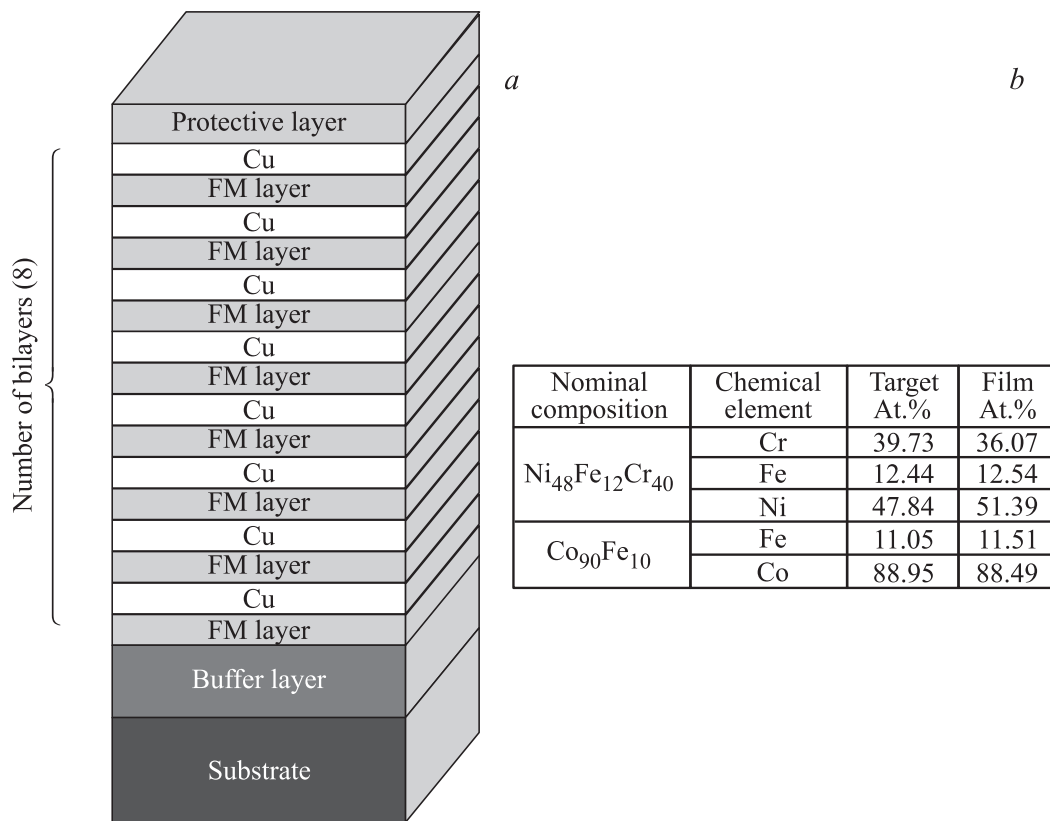


Рис. 1. *a* — схематическое изображение многослойной структуры Ni₄₈Fe₁₂Cr₄₀/[Co₉₀Fe₁₀/Cu]₈/Cr, *b* — элементный состав сплавов в исходных мишенях и напыленных калибровочных пленках.

2. Образцы и техника эксперимента

Наноструктуры Ni₄₈Fe₁₂Cr₄₀(50 Å)/[Co₉₀Fe₁₀(14 Å)/Cu(22 Å)]₈/Cr(20 Å) были выращены на стеклянной подложке (аморфный SiO₂ толщиной 0.46 mm) методом высоковакуумного магнетронного напыления на постоянном токе при комнатной температуре, детально описанном в работе [16]. Восемь пар слоев структуры (рис. 1, *a*) напылялись из мишеней соответствующего состава. Элементный состав слоев определялся на энергодисперсионном рентгеновском спектрометре GENESIS APEX 2 EDS (рис. 1, *b*). Первый слой Ni₄₈Fe₁₂Cr₄₀ является буферным слоем для сглаживания шероховатости подложки SiO₂. В наноструктурах с буферным слоем NiFeCr формируется совершенная кристаллическая структура слоев и область существования острой аксиальной текстуры с осью <111> [16]. Слои Cu обеспечивают обменное взаимодействие антиферромагнитного типа между слоями CoFe, а верхний слой Cr (20 Å) предназначен для защиты наноструктуры от окисления. Число пар и толщина слоев выбирались, исходя из требований максимального ГМС при сохранении полупрозрачности образца для наблюдения магнитооптического отклика как на отражение, так и на пропускание света.

Электросопротивление и магнитосопротивление образцов размером 2 × 8 mm измерялись на постоянном

токе 4-х контактным методом. Магнитосопротивление в работе определялось как $\Delta\rho/\rho_0 = (\rho_H - \rho_0)/\rho_0 \cdot 100\%$, где ρ_H — электросопротивление образца во внешнем магнитном поле величиной до $H = 15$ kOe, ρ_0 — электросопротивление без поля. Вектор напряженности магнитного поля и постоянный ток были направлены взаимно перпендикулярно в плоскости слоев пленки (СПР геометрия). Пропускание (T) и коэффициент отражения (R) неполяризованного света измерялись при нормальном падении света к поверхности образца (угол падения $\sim 7^\circ$) в диапазоне длин волн 1–11 μm при $T = 295$ K. Влияние магнитного поля на пропускание и отражение света исследовалось в полях до 8 kOe в плоскости пленки (геометрия Фохта). Магниторефрактивный эффект на пропускание и отражение света определялся через экспериментально наблюдаемые магнитопротекание ($\Delta T/T$) и магнитоотражение ($\Delta R/R$) света, рассчитываемые соответственно по формулам

$$\Delta T/T = (T_H - T_0)/T_0 \text{ и } \Delta R/R = (R_H - R_0)/R_0, \quad (1)$$

где $T_{H,0}$ и $R_{H,0}$ — интенсивности прошедшего или отраженного света во внешнем магнитном поле и без поля соответственно. Погрешность измерения $\Delta T/T$ и $\Delta R/R$ в наноструктуре составила ~ 0.3 и 0.1 соответственно.

3. Анализ особенностей МРЭ в многослойных наноструктурах

Известно, что в оптической области спектра реакция электронной системы металла на электромагнитное поле световой волны определяется в основном тензором диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}(\omega, k)$. Пространственная дисперсия $\hat{\varepsilon}(k)$ в металлах и их сплавах в оптическом диапазоне спектра незначительна, и ей можно пренебречь. Поэтому в отсутствие магнитного поля $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) - i\varepsilon_2(\omega)$ — скалярная величина, действительная и мнимая части которой определяются через индексы рефракции n и k

$$\operatorname{Re}\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) = n^2 - k^2, \quad \operatorname{Im}\varepsilon(\omega) = \varepsilon_2(\omega) = 2nk. \quad (2)$$

Оптическая проводимость металла определяется как

$$\sigma(\omega) = \frac{\omega nk}{2\pi} = \frac{\omega \operatorname{Im}\varepsilon(\omega)}{4\pi}. \quad (3)$$

Отклик намагниченной среды на действие электрического поля световой волны сводится к появлению в тензоре $\hat{\varepsilon}$ отличной от нуля недиагональной компоненты $\varepsilon'(\omega) = \varepsilon'_1(\omega) - i\varepsilon'_2(\omega)$, а строящийся на основе вынужденной анизотропии тензор $\hat{\varepsilon}$ ферромагнетика показывает, что намагниченная среда в оптическом отношении может рассматриваться как двуупреломляющий (гиротропный) кристалл. Все магнитооптические эффекты — изменение интенсивности, фазы и состояния поляризации излучения при его взаимодействии с намагниченным или магнитоупорядоченным веществом — обусловлены возникновением кругового или линейного двуупреломления и дихроизма в намагниченной среде.

В работах [11,13,17] было отмечено, что в ИК-области спектра вклад недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости для магнитного металла не существен, и наблюдаемые изменения в магнитном поле определяются только вкладом диагональных компонент среды из магнитного и немагнитного металла. Следовательно, вклад линейных и нелинейных по полю магнитооптических эффектов в МРЭ в ИК-диапазоне будет минимальным. Таким образом, в геометрии нормального падения неполяризованного ИК-излучения в намагниченных металлических многослойных пленочных наноструктурах будет анализироваться только МРЭ, связанный с диагональной частью тензора диэлектрической проницаемости.

В многослойных металлических наноструктурах проводимость $\sigma(\omega)$ образца существенно изменяется при намагничивании и поэтому диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega)$

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_r(\omega) - i \frac{4\pi\sigma(\omega)}{\omega}, \quad (4)$$

линейно связанная с проводимостью $\sigma(\omega)$ всей структуры, также является функцией приложенного магнитного поля, где ω — частота электромагнитного излучения,

$\varepsilon_r(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость, учитывающая вклад токов смещения. Согласно [12] МРЭ может быть описан как изменение коэффициентов отражения и пропускания электромагнитных волн для образцов с магниторезистивным эффектом (ГМС, КМС и т.д.) при их намагничивании. Эффект проявляется наиболее ярко в ИК-области спектра, где внутризонная динамика электронов проводимости играет доминирующую роль. Вклад намагниченности образца (M) в его оптическую проводимость $\sigma(\omega)$ и соответственно в МРЭ учитывается посредством ее влияния на магнитосопротивление $\Delta\rho/\rho_0$ структуры [11]

$$\Delta\sigma = \frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_H} = \frac{\Delta\rho}{\rho_0^2 \left[1 - \frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right]}, \quad (5)$$

где $\Delta\sigma$ — магнитопроводимость структуры, $\Delta\rho = \rho_H - \rho_0$. Нижние индексы H и 0 дают значения указанных величин во внешнем магнитном поле и без поля.

Важной задачей при расчете МРЭ является правильный расчет коэффициента отражения и пропускания света в магнитном поле. Для этого в выражениях (2) в магнитном поле коэффициент рефракции n и коэффициент экстинкции k заменяются на $n_H = n + \Delta n$ и $k_H = k + \Delta k$. В формуле (4) выделяется действительная и мнимая части, ε_1 и ε_2 . Приравняв n_H и k_H к соответствующим выражениям из формулы (4) и пренебрегая произведением $\Delta n \Delta k$ как величиной второго порядка малости, окончательно получим формулы для Δn и Δk и их связь с изменением магнитопроводимости, а значит, и с магнитосопротивлением наноструктуры по формуле

$$\begin{aligned} \Delta n &= \frac{2\pi\Delta\sigma}{\omega} \left(\frac{n+k}{n^2+k^2} \right), \\ \Delta k &= \frac{2\pi\Delta\sigma}{\omega} \left(\frac{n-k}{n^2+k^2} \right). \end{aligned} \quad (6)$$

Таким образом, главный вклад в изменение коэффициентов прямо пропорционален магнитопроводимости структуры. Полученные формулы позволяют эффективно и просто оценивать МРЭ в любых наноструктурах через оптические параметры и магнитопроводимость (магнитосопротивление) образца.

Как правило, для расчета МРЭ в многослойной структуре последнюю в пределе самоусреднения представляют виде эффективной среды и далее используют формулы Френеля как решения уравнений Максвелла для распространения электромагнитных волн в эффективной трехслойной среде (вакуум-металлическая пленка-подложка) [18]. Формулы Френеля для коэффициента отражения R трехслойной системы в случае нормального падения света имеют вид

$$R = |r_{jkl}^p|^2, \quad r_{jkl}^p = \frac{r_{jk}^p + F_k^2 r_{kl}^p}{1 + F_k^2 r_{jk}^p r_{kl}^p}, \quad r_{jk}^p = \frac{g_j n_k^2 - g_k n_j^2}{g_j n_k^2 + g_k n_j^2},$$

$$g_{jkl} = \sqrt{n_{jkl}^2 - n_1^2 \sin^2 \phi}, \quad F_k = \exp(-2\pi i \lambda^{-1} g_k d_k), \quad (7a)$$

ϕ — угол падения света из первого слоя; j, k, l — порядковые номера слоев; d_k — толщина соответствую-

ющего слоя; λ — длина световой волны в вакууме; i — мнимая единица; r — парциальный коэффициент отражения в отдельном слое; F_k — фазовый множитель, ответственный за интерференцию и затухание излучения в k -слое структуры с толщиной d .

Аналогично данному подходу, можно рассчитать и пропускание света T трехслойной системы [18]

$$T = |t_{123}|^2, \quad t_{123} = \frac{t_{12}F_2t_{23}}{1 + F_2^2r_{12}r_{23}}. \quad (7b)$$

Здесь и далее учитывается, что для нормального падения поляризационные компоненты естественного света равны: $r_{jkl}^p = -r_{jkl}^s = r_{jkl}$ и $t_{jkl}^p = t_{jkl}^s = t_{jkl}$.

В расчетах (7) в качестве индексов рефракции слоев без магнитного поля использовались известные табличные данные. При этом параметры n и k для эффективного металлического слоя ($d \approx 30$ nm) рассчитывались в рамках теории эффективной среды в приближении Бруггемана с учетом объемных концентраций компонент металлической структуры из n - и k -металлов составляющих слоев наноструктуры подобно [17]. В самом первом приближении данные величины можно оценить как среднеарифметические взвешенные. Полученные значения коррелируют с характерными значениями для металлических сплавов.

Так как формулы Френеля являются точным решением уравнений Максвелла с учетом интерференции и поглощения света в металлических слоях многослойной структуры для более точной оценки МРЭ разумным подходом является учет параметров каждого слоя. При этом используются рекуррентные формулы Френеля для многослойных структур [18]

$$R = |r_{m,n+1}|^2, \quad r_{m,n+1} = \frac{r_{m,m+1} + F_{m+1}^2r_{m+1,n+1}}{1 + F_{m+1}^2r_{m,m+1}r_{m+1,n+1}},$$

$$r_{m,m+1} = \frac{g_m n_{m+1}^2 - g_{m+1} n_m^2}{g_m n_{m+1}^2 + g_{m+1} n_m^2}, \quad g_m = \sqrt{n_m^2 - n_1^2 \sin^2 \phi},$$

$$F_{m+1} = \exp(-2\pi i \lambda^{-1} g_{m+1} d_{m+1}), \quad (8a)$$

где m — номер слоя, из которого падает свет, $n + 1$ — номер слоя, в который свет выходит из образца (из всей многослойной структуры).

Аналогично рассчитывается пропускание света T

$$T = |t_{m,n+1}|^2, \quad t_{m,n+1} = \frac{t_{m,m+1}F_{m+1}t_{m+1,n+1}}{1 + F_{m+1}^2r_{m,m+1}r_{m+1,n+1}}. \quad (8b)$$

Отметим, что данный подход обычно используют для анализа оптических свойств многослойных структур с толщинами слоев близкой или большей длины волны излучения. Строго говоря, в случае ИК-спектроскопии структуры с наноразмерной толщиной слоев данное рассмотрение является избыточным.

Однако с учетом сильного поглощения света даже в тонких металлических наноструктурах, неидеальности границ раздела сред, конечного перемешивания слоев,

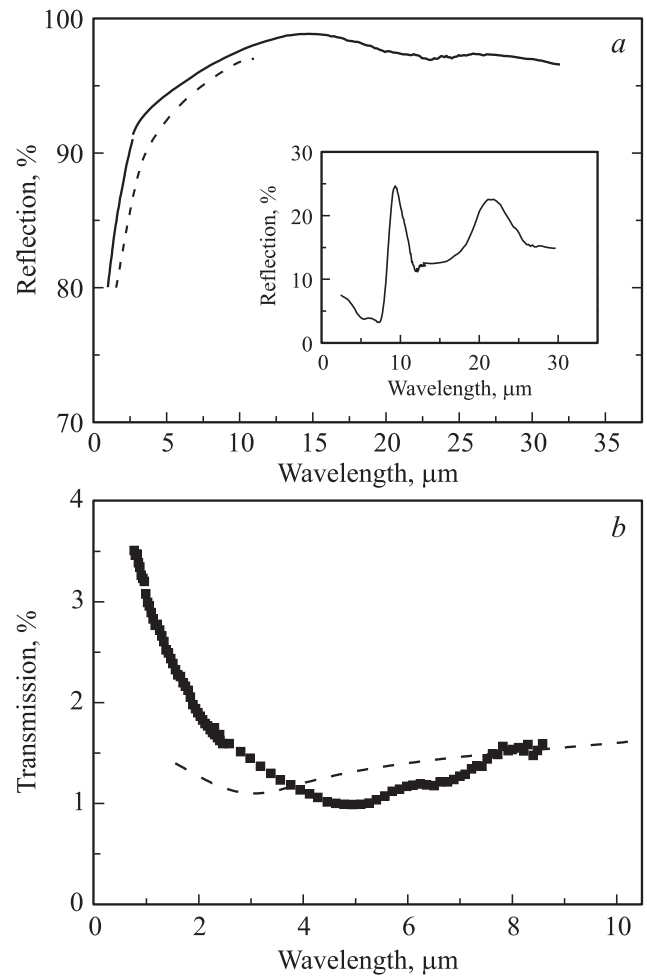


Рис. 2. *a* — спектр зеркального отражения наноструктуры: штриховая линия — расчет в рамках модели эффективной среды, сплошная линия — эксперимент. На вставке — спектр отражения подложки SiO₂; *b* — спектры пропускания наноструктуры: штриховая линия — расчет в рамках модели эффективной среды, сплошная линия — эксперимент.

а также размерных эффектов в случае наличия неоднородностей в структурах и возможности существования различных резонансных эффектов представляет интерес сравнительное изучение двух подходов в сопоставлении с прямыми экспериментальными данными.

Расчетные данные по формулам (7), (8) практически совпадают и демонстрируют хорошее согласие с измеренным коэффициентом отражения (рис. 2) и удовлетворительное — с пропусканием многослойной структуры (не показано), что, возможно, связано с сильным вкладом интерфейсных эффектов и спин-зависящего рассеяния электронов, которое также необходимо учесть. Вклад подложки в отражении света маскируется сильным поглощением в слоях структуры. Так как расчет для эффективно-трехслойной и многослойной структур дал близкие результаты, на рис. 2 приведены данные только для расчетов по формулам (7), которые далее будут использованы для расчета МРЭ.

Хотя расчеты по формулам Френеля позволяют учитывать интерференционные эффекты и поглощение в структуре, в них в явном виде не учитывается спин-зависящее рассеяние носителей, являющееся основным механизмом магнитосопротивления в многослойных наноструктурах. Для учета спин-зависящего рассеяния использовалось известное выражение для диэлектрической проницаемости в пределе самоусреднения [19]

$$\varepsilon = \varepsilon_{st} + \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{i\omega\tau}{1 - i\omega\tau} \left(1 + \frac{m^2\beta^2}{(1 - i\omega\tau)^2 - m^2\beta^2}\right), \quad (9)$$

где m — относительная величина намагниченности системы M/M_s , β — параметр спиновой асимметрии.

Модельные параметры варьировались таким образом, чтобы они соответствовали имеющимся экспериментальным оптическим данным. Так, было взято $\varepsilon_{st} = 3.5$, что соответствует модифицированной модели Друде для соединений такого типа в ИК-области спектра [19]. Параметры m и β подбирались как для единой эффективной металлической среды и составили $\tau = 9 \cdot 10^{-16}$ с, $\beta = 0.75$, как в [19]. Данные значения позволили получить спектры МРЭ максимально близкие к экспериментальным и не противоречат результатам для аналогичных структур [20]. Влияние внешнего магнитного поля учитывалось за счет члена m . Далее рассчитывались коэффициенты отражения и пропускания света в поле и без поля и затем по формуле (1) рассчитывались магнитопротекание и магнитоотражение света с учетом спин-зависящего рассеяния в наноструктуре.

Результаты расчета МРЭ в многослойной металлической наноструктуре $\text{Ni}_{48}\text{Fe}_{12}\text{Cr}_{40}(50 \text{ \AA})/[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(14 \text{ \AA})/\text{Cu}(22 \text{ \AA})]_8/\text{Cr}(20 \text{ \AA})$ в рамках теории эффективной среды по формулам Френеля и в приближении самоусреднения с учетом спин-зависящего рассеяния носителей в сравнении с экспериментальными данными по отражению и магнитоотражению, пропусканию и магнитопротеканию неполяризованного ИК-излучения приведены далее.

4. Результаты расчета и сравнение с экспериментальными данными

На рис. 3 представлена полевая зависимость магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$ для многослойной системы $\text{Ni}_{48}\text{Fe}_{12}\text{Cr}_{40}(50 \text{ \AA})/[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(14 \text{ \AA})/\text{Cu}(22 \text{ \AA})]_8/\text{Cr}(20 \text{ \AA})$ при комнатной температуре. Магнитосопротивление демонстрирует резкий рост в малых полях и выходит на насыщение в поле $H > 500$ Ое. Такое поведение является характерным для многослойных наноструктурированных систем [1,2,8,16] и связано с изменением величины спин-зависящего рассеяния электронов проводимости при изменении магнитного порядка (направления намагниченности слоев) в наноструктуре под действием внешнего магнитного поля.

На рис. 3 указана полная амплитуда изменения магнитосопротивления $|\Delta\rho/\rho_0| = 20.4\%$ и величина отрицательного магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_0 = 15.8\%$. В виду того, что в магнитооптических исследованиях сравнива-

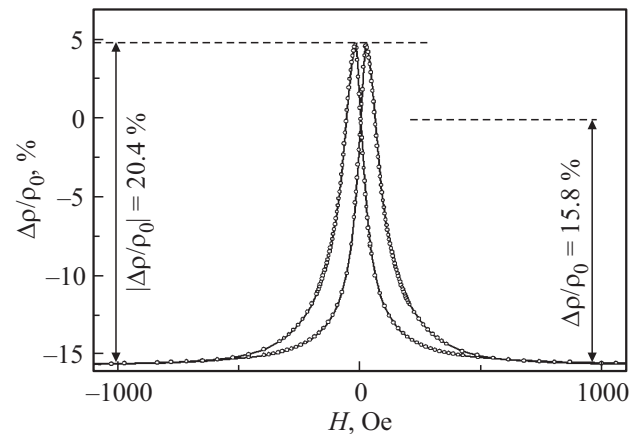


Рис. 3. Полевая зависимость магнитосопротивления ($\Delta\rho/\rho_0$) для $\text{Ni}_{48}\text{Fe}_{12}\text{Cr}_{40}(50 \text{ \AA})/[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(14 \text{ \AA})/\text{Cu}(22 \text{ \AA})]_8/\text{Cr}(20 \text{ \AA})$ при $T = 293$ К.

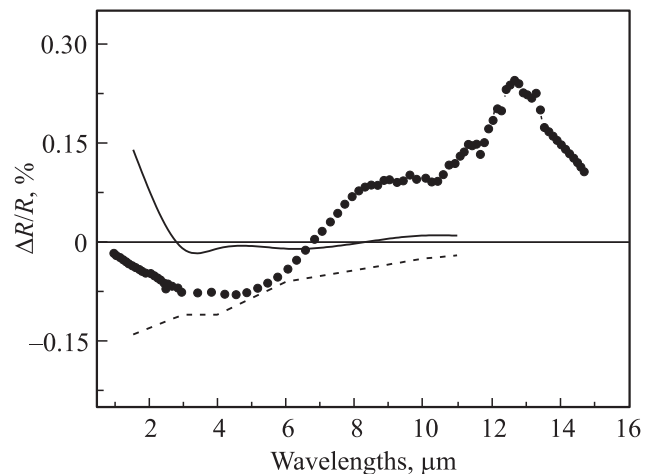


Рис. 4. Спектры МРЭ на отражении света ($\Delta R/R$) для наноструктуры $\text{Ni}_{48}\text{Fe}_{12}\text{Cr}_{40}(50 \text{ \AA})/[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(14 \text{ \AA})/\text{Cu}(22 \text{ \AA})]_8/\text{Cr}(20 \text{ \AA})$: расчет по теории МРЭ (штриховая линия — по формулам Френеля, сплошная кривая — с учетом спин-зависящего рассеяния ($\tau = 9 \cdot 10^{-16}$ с, $\beta = 0.75$ [19])) и экспериментальные данные $\Delta R/R$ (символы) при $T = 293$ К, $H = 3$ кОе ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{q}$ — плоскости структуры).

лись значения интенсивности отраженного (прошедшего) света от пленки, находящейся в нулевом внешнем магнитном поле и в поле насыщения, для расчета МРЭ была использована величина аналогичного изменения магнитосопротивления, т.е. $\Delta\rho/\rho_0 = 15.8\%$. Надо отметить, что электросопротивление наноструктуры уменьшается при понижении температуры, при этом величина $\Delta\rho/\rho$ в поле насыщения меняется слабо.

На рис. 4 приведены расчетные и экспериментальный спектры МРЭ для многослойной наноструктуры для $\Delta\rho/\rho = 15.8\%$ при комнатной температуре. При общем подобии экспериментальных и расчетных кривых имеются различия. Видно, что в спектрах МРЭ значительную роль играет рассеяние (затухание) света на межслойных интерфейсах. Расчеты по формулам Френеля (7) дают

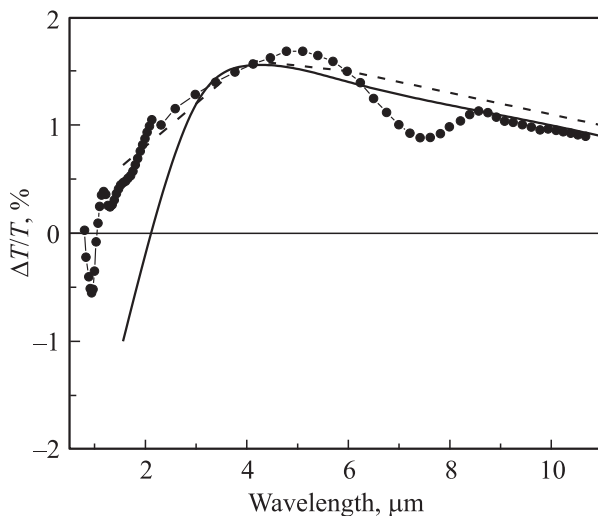


Рис. 5. Спектры МРЭ на пропускании света для многослойной наноструктуры $\text{Ni}_{48}\text{Fe}_{12}\text{Cr}_{40}(50 \text{ \AA})/[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(14 \text{ \AA})/\text{Cu}(22 \text{ \AA})]_8/\text{Cr}(20 \text{ \AA})$: расчетные (штриховая линия — по формулам Френеля, сплошная кривая — с учетом спин-зависящего рассеяния ($\tau = 9 \cdot 10^{-16} \text{ s}$, $\beta = 0.75$ [19])) и экспериментальные данные $\Delta T/T$ (символы) при $T = 293 \text{ K}$, $H = 7.5 \text{ kOe}$ ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{q}$ — плоскости структуры).

результаты близкие к экспериментальным (по интенсивности), однако не позволяют получить изменение знака МРЭ. Расчет по формуле (9) показывает, что смена знака МРЭ обусловлена значительным вкладом рассеяния на межслойных интерфейсах, что согласуется с литературными данными, например [21]. В общем случае, трудность получения количественного согласия заключается в том, что при учете многократного отражения света происходит существенная деформация и модуляция спектра $\Delta R/R$ в структуре.

На рис. 5 представлены расчетные и экспериментальные спектры МРЭ на пропускание света (магнитопротекание $\Delta T/T$) при нормальном падении естественного света, комнатной температуре, $\Delta\rho/\rho = 15.8\%$ в поле насыщения. В отличие от МРЭ на отражении в случае магнитопротекания рассчитанные данные для обоих случаев хорошо совпадают с экспериментальными. Видно, что учет спин-зависящего рассеяния при тех же параметрах, что были применены для магнитоотражения, позволяет получить хорошее согласие с экспериментом в ИК-области спектра (рис. 5). Таким образом, только учет спин-зависящего рассеяния на интерфейсах позволяет описать смену знака МРЭ как на отражение, так и на прохождение света. Хорошее согласие с экспериментальными данными на пропускание позволяет предложить использованный метод расчета для качественной и количественной оценки МРЭ для металлических многослойных наноструктур на основе измеренного магнитосопротивления и табличных данных индексов рефракции.

Дополнительно можно отметить, что при комнатной температуре полученная экспериментально скорость из-

менения величины магнитопротекания $\Delta T/T$ в области магнитных полей ниже поля насыщения достигает заметной величины $\sim 0.5\%/100 \text{ Oe}$ (на рисунке не показано), сравнимой с данными для других пленочных магнитных структур (см. работы [13,21,22] и ссылки в них). Теоретические данные подтверждают возможность получения еще больших значений МРЭ для подобных структур [5], и экспериментальные работы в данном направлении необходимо продолжать. Данный результат исследований является важным для возможного прикладного применения металлических наноструктур, например, в качестве бесконтактного ИК-прозрачного сенсора магнитных полей или „оптических“ спиновых клапанов.

5. Заключение

В работе рассчитаны и измерены спектры магниторефрактивного эффекта на отражении (магнитоотражение) и пропускании (магнитопротекание) естественного света для металлической многослойной наноструктуры $\text{Ni}_{48}\text{Fe}_{12}\text{Cr}_{40}(50 \text{ \AA})/[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(14 \text{ \AA})/\text{Cu}(22 \text{ \AA})]_8/\text{Cr}(20 \text{ \AA})$ в ИК-области спектра. Показано, что величина и вид спектральной зависимости магниторефрактивного эффекта зависят от величины магнитосопротивления (магнитопроводимости) и оптических параметров слоев многослойных наноструктур.

Предложенные формулы коэффициентов рефракции и экстинкции слоев наноструктуры в магнитном поле позволяют рассчитать значения магниторефрактивного эффекта на пропускании света, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными. Спин-зависящее рассеяние электронов на интерфейсах слоев наноструктуры приводит к смене знака магниторефрактивного эффекта в области длин волн меньше $6 \mu\text{m}$. Учет интерференции и поглощения света в слоях структуры по формулам Френеля без учета спин-зависящего рассеяния дает только качественное согласие с экспериментом.

Заметная величина магниторефрактивного эффекта (до 1.5% в поле 3.5 kOe в широкой ИК-области) перспективна для развития методов бесконтактного экспресс-исследования металлических пленочных наноструктур с эффектом гигантского магнитосопротивления. Результаты работы также могут найти применение как для дальнейшего развития теории МРЭ, так и для поиска новых перспективных материалов со значительными магнитооптическими и транспортными явлениями, которые играют важную роль в элементах современной электроники.

Список литературы

- [1] S. Tumanski. Thin Film Magnetoresistive Sensors. Institute of Physics Publishing, Bristol-Philadelphia (2001). 441p.
- [2] C. Reig, S. Cardoso de Freitas, S.C. Mukhopadhyay. Giant Magnetoresistance (GMR) Sensors. From Basis to State-of-the-Art Applications. In Series: Smart Sensors, Measurement and Instrumentation. V. 6. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2013). 301 p.

- [3] M. McCormack, S. Jin, T.H. Tiefel, R.M. Fleming, J.M. Phillips, R. Ramesh. *Appl. Phys. Lett.* **64**, 3045 (1994).
- [4] E.L. Nagaev. *Colossal Magnetoresistance and Phase Separation in Magnetic Semiconductors*. Imperial College Press, London (2002). 457 p.
- [5] J.C. Jacquet, T. Valet. In Series: Proceedings of the Materials Research Society Magnetic Ultrathin Films, Multilayer and Surfaces / Ed. E. Marinero. Materials Research Society, Pittsburg (1995) 477 p.
- [6] A.V. Telegin, Yu.P. Sukhorukov, N.N. Loshkareva, E.V. Mostovshchikova, N.G. Bebenin, E.A. Gan'shina, A.B. Granovsky. *JMMM* **383**, 104 (2015).
- [7] V.G. Kravets, D. Bozec, J.A.D. Matthew, S.M. Thompson. *Phys. Rev. B* **65**, 054415 (2002).
- [8] I.D. Lobov, M.M. Kirilova, A.A. Makhnev, L.N. Romashev, V.V. Ustinov. *Phys. Rev. B* **81**, 134436 (2010).
- [9] L.A. Bulavin, V.G. Kravets, K.L. Vinnichenko, D.Yu. Man'ko. *J. Appl. Spectroscop.* **68**, 783 (2001).
- [10] R.T. Mennicke, D. Bozec, V.G. Kravets, M. Vopsaroiu, J.A.D. Matthew, S.M. Thompson. *JMMM* **303**, 92 (2006).
- [11] А. Грановский, И. Быков, Е. Ганьшина, А. Козлов, А. Юрасов, Ю. Калинин, М. Инуе. *ЖЭТФ* **123**, 1256 (2003).
- [12] А.Б. Грановский, Е.А. Ганьшина, А.Н. Юрасов, Ю.В. Борискина, С.Г. Ерохин, А.Б. Ханикаев, М. Инуе, А.П. Виноградов, Ю.П. Сухоруков. *Радиотехника и электроника* **52**, 1152 (2007).
- [13] A. Granovsky, Yu. Sukhorukov, E. Gan'shina, A. Telegin. In: *Springer Series in Materials Science. Magnetophotonics. From Theory to Applications V. 178* / Ed. M. Inoue, M. Levy, A.V. Baryshev. Springer, Berlin, Heidelberg (2013), P. 107.
- [14] R.J. Baxter, D.G. Pettifor, E.Y. Tsybal, D. Bozec, J. A.D. Matthew, S.M. Thompson. *J. Phys. Condens. Matter* **15**, L695 (2003).
- [15] А.Н. Юрасов, А.В. Телегин, Ю.П. Сухоруков. *ФТТ* **58**, 656 (2016).
- [16] Н.С. Банникова, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо, Т.П. Криницина, И.Ю. Каменский, В.В. Устинов. *ФММ* **116**, 1040 (2015).
- [17] А.Н. Юрасов. *Материаловедение* **6**, 32 (2014).
- [18] В.М. Маевский. *ФММ* **59**, 213 (1985).
- [19] J.P. Camplin, S.M. Thompson, D.R. Loraine, D.I. Pugh, J.F. Collingwood. *J. Appl. Phys.* **87**, 4846 (2000).
- [20] В.В. Устинов, Ю.П. Сухоруков, М.А. Миляев, А.Б. Грановский, А.Н. Юрасов, Е.А. Ганьшина, А.В. Телегин. *ЖЭТФ* **135**, 293 (2009).
- [21] R.T. Mennicke, J.A.D. Matthew, S.M. Thompson. *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 023901 (2008).
- [22] А.Н. Юрасов. *РТЖ* **1**, 25 (2016).