

ОСОБЕННОСТИ ОПТИЧЕСКИХ И МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГРАНУЛИРОВАННЫХ СПЛАВОВ С ГИГАНТСКИМ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕМ В ИК ОБЛАСТИ СПЕКТРА

А. Б. Грановский, М. В. Кузьмичев*

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

Ж. П. Клерк†

*Universite de Provence, IUSTI
13453 Marseille, France*

Поступила в редакцию 26 апреля 1999 г.

На примере магниторефрактивного эффекта и экваториального эффекта Керра рассмотрены особенности оптических и магнитооптических свойств гранулированных сплавов с гигантским магнитосопротивлением в ИК области. Расчеты выполнены в рамках квазиклассического приближения с учетом спин-зависящего рассеяния в объеме гранул и на поверхностях гранул (интерфейсах). Полученные для $\sigma_{xx}(\omega)$ и $\sigma_{xy}(\omega)$ выражения оказались чувствительными к рассеянию на интерфейсах и в объеме гранул, к размерам гранул, типу локализованных на интерфейсах примесей, частоте падающего света и внешнему магнитному полю. Для тонких гранулированных пленок, обладающих гигантским магнитосопротивлением, теория предсказывает значительное относительное изменение коэффициентов отражения и пропускания света при намагничивании до насыщения (при гигантском магнитосопротивлении соответственно порядка 20%–0.02% и 20%) и нелинейные по намагниченности эффекты Керра и Фарадея.

PACS: 78.20.I; 45.70

1. ВВЕДЕНИЕ

Можно считать доказанным, что эффект гигантского магнитосопротивления в магнитных мультисплавах и гранулированных сплавах связан со спин-зависящим рассеянием электронов проводимости [1, 2]. Наличие в таких системах спин-зависящего рассеяния проявляется и в других явлениях переноса, например, в теплопроводности и термоэдс [3], аномальном эффекте Холла [4, 5], оптических свойствах [6–9], высокочастотном импедансе [10].

Коэффициенты отражения R , пропускания T и поглощения k металлов в ИК области спектра определяются частотной зависимостью диагональной компоненты тензора внутризонной проводимости, $\sigma_{xx}(\omega)$. Так как для материалов с гигантским магнитосопротивлением статическая проводимость $\sigma_{xx}(\omega \rightarrow 0)$ сильно зависит от намагниченности образца [1, 2], то ясно, что $\sigma_{xx}(\omega)$, и следовательно, все оптические свойства

*E-mail: granov@magn.phys.msu.ru

†J. P. Clerc.

тоже должны зависеть от намагниченности. Это явление, названное магниторефрактивным эффектом, было впервые экспериментально открыто и теоретически объяснено для мультислоев авторами работы [6]. Таким образом, магниторефрактивный эффект состоит в изменении оптических свойств систем с гигантским магнитосопротивлением при их намагничивании. Это явление может наблюдаться только в ИК области спектра, когда оптические свойства определяются внутризонными процессами рассеяния. В настоящее время хорошо развита теория этого эффекта для мультислоев [6–9]. В то же время этот эффект имеет достаточно общий характер и должен наблюдаться во всех системах, характеризующихся высоким значением магнитосопротивления, в частности, в гранулированных сплавах металл–металл с гигантским магнитосопротивлением или гранулированных сплавах металл–диэлектрик с туннельным магнитосопротивлением. Недавно [11] магниторефрактивный эффект был обнаружен при отражении от гранулированных пленок $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$, и его величина оказалась в ближней ИК области спектра меньшей, чем можно было ожидать из аналогии с мультислоями. Поэтому в первой части настоящей работы развита теория магниторефрактивного эффекта в гранулированных пленках и показана его высокая чувствительность к микроструктуре сплава.

Магнитооптические свойства ферромагнетиков в ИК области спектра определяются недиагональной частью тензора проводимости, $\sigma_{xy}(\omega)$, которая является частотным аналогом аномальной холловской проводимости $\sigma_{xy}(0)$. Для однородных ферромагнетиков как $\sigma_{xy}(0)$, так и $\sigma_{xy}(\omega)$ линейно зависят от намагниченности, поэтому магнитооптические эффекты Керра и Фарадея линейны по намагниченности. Однако в случае материалов с гигантским магнитосопротивлением величина $\sigma_{xy}(0)$ нелинейным образом зависит от намагниченности, что обусловлено спин-зависимым рассеянием [12]. В разд. 3 настоящей работы показано, что $\sigma_{xy}(\omega)$ гранулированных сплавов может иметь очень сложное поведение (нелинейное по намагниченности и немонотонное по внешнему магнитному полю) и что это приводит к нелинейным по намагниченности магнитооптическим эффектам. Насколько нам известно, подобные эффекты не обсуждались в литературе. Чтобы подчеркнуть, что такое нелинейное поведение возникает в результате спин-зависимого рассеяния и не имеет отношения к нелинейным магнитооптическим эффектам, вызванным пучками света большой интенсивности, мы назовем его нелинейным полезависимым магнитооптическим эффектом.

2. МАГНИТОРЕФРАКТИВНЫЙ ЭФФЕКТ

Расчет оптических и магнитооптических спектров гранулированного сплава будем выполнять в модели Шенга—Леви [13] с использованием предела самоусреднения вероятностей рассеяния [1, 13] и путем рассмотрения внутризонной динамики электронов проводимости в ИК области энергий падающего света в режиме нормального скин-эффекта.

Оптический отклик металла определяется диагональной частью тензора диэлектрической проницаемости, $\epsilon_{xx}(\omega)$, которая выражается через соответствующую компоненту тензора проводимости:

$$\epsilon_{xx}(\omega) = \epsilon'_{xx} - i\epsilon''_{xx} = 1 - i \frac{4\pi\sigma_{xx}(\omega)}{\omega}. \quad (1)$$

Например, коэффициент отражения R металла при нормальном падении света равен

$$R = \frac{k^2 + (1 - n)^2}{k^2 + (1 + n)^2}, \quad (2)$$

где n — показатель преломления; при этом n и k связаны с тензором диэлектрической проницаемости следующим образом: $\epsilon'_{xx} = n^2 - k^2$, $\epsilon''_{xx} = 2nk$.

Проводимость $\sigma_{xx}(\omega)$ гранулированного сплава в формуле (1) определяется вкладом электронов со спином вдоль и против намагниченности (спин вверх (\uparrow) и спин вниз (\downarrow)). Тогда [14]

$$\sigma_{xx}(\omega) = \sigma_{xx}^{\uparrow}(\omega) + \sigma_{xx}^{\downarrow}(\omega) = \frac{\sigma_{xx}^{\uparrow}(\omega = 0)}{1 + i\omega\tau^{\uparrow}} + \frac{\sigma_{xx}^{\downarrow}(\omega = 0)}{1 + i\omega\tau^{\downarrow}}, \quad (3)$$

где $\tau^{\uparrow(\downarrow)}$ — время свободного пробега электрона, а в модели Шенга—Леви [13]

$$\sigma_{xx}^{\uparrow(\downarrow)}(\omega = 0) = \frac{ne^2\hbar}{2m} \frac{1}{\Delta^{\uparrow(\downarrow)}}, \quad (4)$$

$$\Delta^{\uparrow(\downarrow)} \equiv \frac{\hbar}{2\tau^{\uparrow(\downarrow)}}, \quad \Delta^{\uparrow(\downarrow)} = \frac{\epsilon_F}{k_F} \left(\xi_0 \pm \xi_1 \frac{\langle M_z \rangle}{M_s} \right), \quad (5)$$

$$\xi_0 = \frac{1 - x}{l_{nm}} + \frac{x(1 + p_b^2)}{l_m} + \frac{3x(1 + p_s^2)}{r_0 l_s / a_0}, \quad (6)$$

$$\xi_1 = \frac{2xp_b}{l_m} + \frac{6xp_s}{r_0 l_s / a_0}. \quad (7)$$

Здесь x — концентрация ферромагнитных гранул в немагнитной матрице; длины свободного пробега l_{nm} , l_m , l_s характеризуют рассеяние соответственно на примесях в немагнитной матрице, в объеме гранул и на интерфейсе; p_b и p_s — отношения спин-зависящего потенциала рассеяния к спин-независящему для гранул и интерфейсов; r_0 — радиус гранул (предполагается, что все гранулы — одинаковые однодоменные сферы); a_0 — параметр решетки; $\langle M_z \rangle$ — среднее значение магнитного момента гранул вдоль направления магнитного поля H_z ; M_s — его значение при насыщении. Следуя модели Шенга—Леви, считаем, что электронный перенос s -типа. Так как $\langle M_z \rangle$ зависит от магнитного поля, то $\sigma_{xx}(\omega = 0)$ и $\sigma_{xx}(\omega)$ являются функциями магнитного поля. Параметр эффекта гигантского магнитосопротивления определяется как

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho(H_c) - \rho(H)}{\rho(H_c)} = \frac{\xi_1^2}{\xi_0^2} \left(\frac{\langle M_z \rangle}{M_s} \right)^2, \quad (8)$$

где $\rho(H_c) = \rho_c$ — сопротивление сплава в размагниченном состоянии (в поле равном коэрцитивной силе H_c , когда $\langle M_z \rangle = 0$). При поле равном полю насыщения H_s ($\rho(H_s) = \rho_s$) параметр эффекта гигантского магнитосопротивления принимает максимальное значение:

$$\frac{\Delta\rho_s}{\rho} = \frac{\xi_1^2}{\xi_0^2}.$$

Параметры магниторефрактивного эффекта при отражении и прохождении света можно определить следующим образом:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(H_c) - R(H_s)}{R(H_c)} = \frac{R(\omega, H_c) - R(\omega, H_s)}{R(\omega, H_c)}, \quad (9)$$

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{T(H_c) - T(H_s)}{T(H_c)} = \frac{T(\omega, H_c) - T(\omega, H_s)}{T(\omega, H_c)}. \quad (10)$$

В общем случае их расчет можно выполнить методом коэффициентов Френеля на основе соотношений (1), (3)–(7). В пределе Хагенса—Рубенса $\omega\tau \ll 1$ имеем

$$R = 1 - 2\sqrt{\frac{\omega}{2\pi\sigma}} = 1 - 2\sqrt{\frac{\omega\rho}{2\pi}}, \quad (11)$$

$$T = \left(\frac{\omega\rho}{2\pi}\right) e^{-\alpha t}, \quad (12)$$

где $\alpha = 2k\omega/c$, t — толщина пленки. Тогда при $\omega\tau \ll 1$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta R}{R} &= \frac{R(H_c) - R(H_s)}{R(H_c)} = 2\sqrt{\frac{\omega}{2\pi}} (\sqrt{\rho_s} - \sqrt{\rho_c}) = 2\sqrt{\frac{\omega\rho_c}{2\pi}} \left(\sqrt{\frac{\rho_s}{\rho_c}} - 1\right) = \\ &= 2\sqrt{\frac{\omega\rho_c}{2\pi}} \left(\sqrt{1 - \frac{\Delta\rho_s}{\rho}} - 1\right) \approx -\sqrt{\frac{\omega\rho_c}{2\pi}} \frac{\Delta\rho_s}{\rho}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta T}{T} &= \frac{T(H_c) - T(H_s)}{T(H_c)} = 1 - \left(1 - \frac{\Delta\rho_s}{\rho}\right) \exp\left[-t\frac{2\omega}{c}\sqrt{\frac{2\pi}{\omega}} \left(\sqrt{\frac{1}{\rho_s}} - \sqrt{\frac{1}{\rho_c}}\right)\right] \approx \\ &\approx 1 - \left(1 - \frac{\Delta\rho_s}{\rho}\right) \exp\left[-\frac{t}{c}\sqrt{\frac{2\pi\omega}{\rho_s}} \frac{\Delta\rho_s}{\rho}\right], \end{aligned} \quad (14)$$

где в конечных приближенных выражениях считалось, что $\Delta\rho_s/\rho \ll 1$. Из выражений (13) и (14) следует, что магниторефрактивный эффект сильно зависит от величины гигантского магнитосопротивления, причем его предпочтительнее наблюдать на прохождении света.

На рис. 1 представлены результаты расчета частотной зависимости магниторефрактивного эффекта на отражении и прохождении света, выполненного методом коэффициентов Френеля. Параметры гранулированного сплава выбраны соответствующими типичному сплаву с гигантским магнитосопротивлением. При расчетах варьируется размер гранул — один из параметров, определяющих величину гигантского магнитосопротивления (см. формулы (6)–(8)). Аналогичные спектральные зависимости получены при вариации и других микроскопических параметров, влияющих на величину гигантского магнитосопротивления (см. (6)–(8)). Из представленных на рис. 1 данных можно сделать ряд выводов. Во-первых, величина магниторефрактивного эффекта при отражении в ближней ИК области спектра и на границе видимого диапазона сравнительно мала, $\Delta R/R < 0$, и не превышает 0.1%, что соответствует экспериментальным данным [11]. Однако даже в этом случае величина эффекта на два порядка превышает амплитуду магнитооптических эффектов Керра. Во-вторых, амплитуда эффекта $\Delta R/R$ возрастает

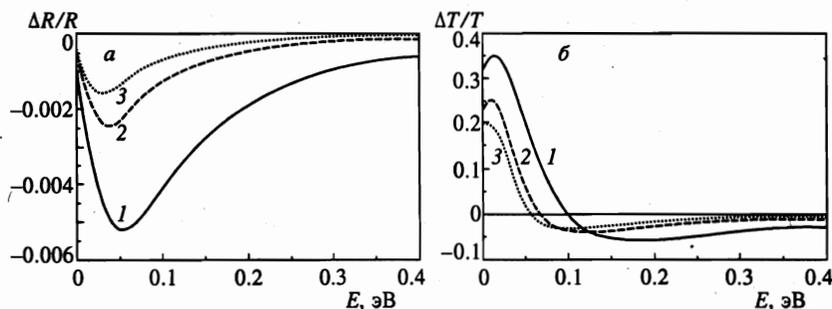


Рис. 1. Спектральные зависимости относительного изменения коэффициента отражения (а) и прохождения (б) при намагничивании для гранулированных сплавов с различным гигантским магнитосопротивлением (нормальное падение света): кривые 1 — $\Delta\rho_s/\rho = 30\%$, $r_0 = 20 \text{ \AA}$; 2 — $\Delta\rho_s/\rho = 22\%$, $r_0 = 40 \text{ \AA}$; 3 — $\Delta\rho_s/\rho = 17\%$, $r_0 = 60 \text{ \AA}$. Толщина пленки $t = 200 \text{ \AA}$; $P_b = 0.2$, $P_s = 0.42$, $c = 0.2$, $l_{nm} = 200 \text{ \AA}$, $l_m = 50 \text{ \AA}$, $l_s/a_0 = 2$

в средней ИК области спектра, при этом, как следует из формул (1)–(3) и (9), максимальное значение $\Delta R/R$ достигается при частоте $\omega = 1/\tau$. Таким образом, экспериментальные исследования магниторефрактивного эффекта позволят определить величину времени релаксации электронов, ответственных за оптические свойства. В-третьих, как и для рассмотренного выше предельного случая $\omega\tau \ll 1$, видно, что эффект при прохождении света может достигать значений, сравнимых с величиной гигантского магнитосопротивления, но при этом эффект при прохождении света имеет сильную дисперсию и меняет знак, что согласуется с расчетами для мультислоев [6]. В-четвертых, магниторефрактивный эффект высоко чувствителен к микроструктуре сплава, а именно, к любым изменениям параметров, характеризующих спин-зависящее рассеяние, или к размерам гранул. Этот результат также соответствует экспериментальным данным работы [11].

Необходимо отметить, что выполненные расчеты, строго говоря, применимы только для гранулированных сплавов металл–металл, поэтому сопоставление с данными работы [11] носит исключительно качественный характер.

Подчеркнем также, что магниторефрактивный эффект изотропен, т. е. не зависит от ориентации намагниченности в плоскости пленки, и поэтому его легко отличить от классических магнитооптических эффектов.

3. НЕЛИНЕЙНЫЙ ПОЛЕ-ЗАВИСИМЫЙ МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

Магнитооптический отклик определяется как диагональной, $\epsilon_{xx}(\omega) = \epsilon'_{xx} - i\epsilon''_{xx}$, так и не диагональной,

$$\epsilon_{xy}(\omega) = \epsilon'_{xy} - i\epsilon''_{xy} = \frac{4\pi\sigma_{xy}(\omega)}{\omega}, \tag{15}$$

компонентами тензора диэлектрической проницаемости. В частности, параметр $\delta(\omega, H)$ экваториального эффекта Керра, характеризующий относительное изменение интенсивности I отраженного света при намагничивании образца, в случае p -поляризации

равен

$$\delta(\omega, H) = \frac{I(H) - I(0)}{I(0)} = a\varepsilon'_{xy} + b\varepsilon''_{xy}, \quad (16)$$

$$a = 2 \frac{A}{A^2 + B^2} \sin 2\varphi, \quad b = 2 \frac{B}{A^2 + B^2} \sin 2\varphi, \quad (17)$$

$$A = \varepsilon''_{xx}(2\varepsilon'_{xx} \cos^2 \varphi - 1), \quad B = (\varepsilon''_{xx}^2 - \varepsilon'^2_{xx}) \cos^2 \varphi + \varepsilon'_{xx} - \sin^2 \varphi,$$

φ — угол падения света.

Для однородных ферромагнетиков $\varepsilon_{xy} \propto \sigma_{xy} \propto \langle M_z \rangle$, а $\varepsilon_{xx} \propto \sigma_{xx}$ и не зависит или слабо зависит от $\langle M_z \rangle$ или магнитного поля. Поэтому в результате $\delta(\omega) \propto \langle M_z \rangle$. Однако в случае гранулированных сплавов с гигантским магнитосопротивлением это не так: σ_{xx} зависит от $\langle M_z \rangle$, а $\sigma_{xy}(\omega)$, как показано ниже, нелинейно по $\langle M_z \rangle$.

В случае слабого рассеяния электронов проводимости недиагональная компонента σ_{xy} тензора электропроводности описывается выражением типа формулы Друде [14]:

$$\sigma_{xy}(\omega) = \frac{\sigma_{xy}^{\uparrow}(\omega = 0)}{[1 + i\omega\tau^{\uparrow}]^2} + \frac{\sigma_{xy}^{\downarrow}(\omega = 0)}{[1 + i\omega\tau^{\downarrow}]^2}. \quad (18)$$

Статическая недиагональная электропроводность $\sigma_{xy}(\omega = 0)$ линейна по спин-орбитальному взаимодействию и может быть выражена через коэффициент R_s аномального эффекта Холла [14]:

$$R_s = R_s^{\uparrow} + R_s^{\downarrow}, \quad R_s^{\uparrow(\downarrow)} = \frac{\sigma_{xy}^{\uparrow(\downarrow)}(\omega = 0)}{4\pi \langle M_z \rangle} \rho^2. \quad (19)$$

Тогда

$$\frac{\sigma_{xy}^{\uparrow(\downarrow)}(\omega)}{\langle M_z \rangle} = \frac{4\pi R_s^{\uparrow}(H)}{\rho^2(H) [1 + i\omega\tau_d^{\uparrow}(H)]^2} + \frac{4\pi R_s^{\downarrow}(H)}{\rho^2(H) [1 + i\omega\tau_d^{\downarrow}(H)]^2}. \quad (20)$$

Принято считать, что за величины $\sigma_{xy}(\omega = 0)$, R_s , $\sigma_{xy}(\omega)$ отвечают d -электроны [14]. Следовательно, время релаксации в формулах (18) и (20) может отличаться от времени релаксации в формуле (3). Поэтому в выражение (20) мы ввели соответствующее обозначение $\tau_d^{\uparrow(\downarrow)}$. Из-за спин-зависящего рассеяния величины ρ и $\tau_d^{\uparrow(\downarrow)}$ гранулированных сплавов зависят от магнитного поля. Недавно было показано (см. [12] и ссылки в этой работе), что и R_s в гранулированных сплавах с гигантским магнитосопротивлением сильно зависит от магнитного поля, причем сильнее, чем сопротивление $\rho(H)$. Если главный вклад в R_s дают электроны со спином вниз и $\langle M_z \rangle / M_s$ описывается функцией Ланжевена $L(H)$, то в модели Шенга—Леви коэффициент аномального эффекта Холла гранулированного сплава можно записать следующим образом [12]:

$$R_s^{\downarrow}(H) = \left\{ R_s^{b\downarrow} \frac{(1 + p_b^2)^2 [1 - 2p_b L(H) + p_b^2]}{(1 + p_b)^4 (1 - p_b)^2} + R_s^{b\uparrow} \frac{(1 + p_s^2)^2 [1 - 2p_s L(H) + p_s^2]}{(1 + p_s)^4 (1 - p_s)^2} \right\} \times \frac{[\xi_0 + \xi_1 L(H)]^2}{\xi_0^2}, \quad (21)$$

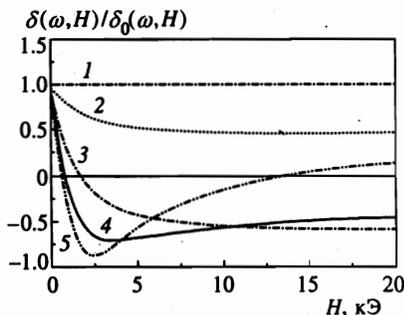


Рис. 2

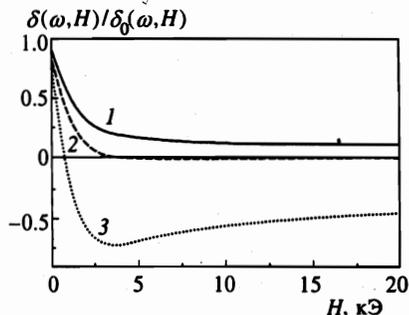


Рис. 3

Рис. 2. Поле-зависимый экваториальный эффект Керра гранулированных сплавов при различном спин-зависящем рассеянии: кривая 1 — $p_b = 0, p_s = 0, \Delta\rho_s/\rho = 0\%$; кривая 2 — $p_b = 0.2, p_s = 0, \Delta\rho_s/\rho = 0.5\%$; кривая 3 — $p_b = p_s = 0.2, \Delta\rho_s/\rho = 10\%$; кривая 4 — $p_b = 0.2, p_s = 0.42, \Delta\rho_s/\rho = 30\%$; кривая 5 — $p_b = 0.2, p_s = 0.52, \Delta\rho_s/\rho = 40\%$. Параметры: $\tau_0 = 20 \text{ \AA}$, $c = 0.2, l_{nm} = 200 \text{ \AA}, l_m = 150 \text{ \AA}$ для s -электронов, $l_m = 50 \text{ \AA}$ для d -электронов, $l_s/a_0 = 2, R_s^a/R_s^b = 1.5, \hbar\omega = 0.01 \text{ эВ}, \varphi = 70^\circ$

Рис. 3. Поле-зависимый экваториальный эффект Керра гранулированных сплавов с гигантским магнитосопротивлением при различном размере гранул: кривая 1 — $\tau_0 = 60 \text{ \AA}, \Delta\rho_s/\rho = 30\%$; кривая 2 — $\tau_0 = 40 \text{ \AA}, \Delta\rho_s/\rho = 22\%$; кривая 3 — $\tau_0 = 20 \text{ \AA}, \Delta\rho_s/\rho = 17\%$. Параметры: $p_b = 0.2, p_s = 0.42, c = 0.2, l_{nm} = 200 \text{ \AA}, l_m = 150 \text{ \AA}$ для s -электронов, $l_m = 50 \text{ \AA}$ для d -электронов, $l_s/a_0 = 2, R_s^a/R_s^b = 1.5, \hbar\omega = 0.01 \text{ эВ}, \varphi = 70^\circ$

где R_s^b и R_s^s — значения коэффициентов аномального эффекта Холла в объеме и на поверхности гранул. Поэтому к нелинейным по намагниченности зависимостям эффекта Керра могут приводить три фактора. Во-первых, зависимость оптических свойств от намагниченности, а именно, параметров a и b в выражении (16), которые согласно (17) зависят от $\sigma_{xx}(\omega)$. Во-вторых, зависимость $\sigma_{xy}(\omega)$ от $\rho(H)$ и $\tau_d^{(1)}(H)$. И наконец, сильная зависимость R_s от поля, во многом определяющая поведение $\sigma_{xy}(\omega)$. Все эти три фактора связаны со спин-зависящим рассеянием.

Результаты расчета полевых зависимостей экваториального эффекта Керра по выражениям (16)–(21) приведены на рис. 2–4. На всех графиках приведено нормированное отношение $\delta(\omega, H)/\delta_0(\omega, H)$, где $\delta_0(\omega, H)$ — значение параметра экваториального эффекта Керра в отсутствие спин-зависящего рассеяния ($p_b = 0, p_s = 0$, а следовательно, и $\Delta\rho_s/\rho = 0$). Очевидно, что для однородного ферромагнетика $\delta(\omega, H)/\delta_0(\omega, H) = 1$, что и показано кривой 1 на рис. 2. Для всех остальных случаев имеет место сильная зависимость этого отношения от поля вплоть до поля насыщения. Полевая зависимость экваториального эффекта Керра, как следует из этих рисунков, не коррелирует с полевой зависимостью намагниченности. Также обращают на себя внимание немонотонный характер полевых зависимостей и возможная смена знака. Из рис. 2 следует, что нелинейная полевая зависимость экваториального эффекта Керра имеет место даже при слабом спин-зависящем рассеянии, хотя, конечно, усиливается при возрастании гигантского магнитосопротивления либо при изменении параметров спин-зависящего рассеяния (рис. 2), либо при изменении размера гранул (рис. 3).

Рисунок 4 демонстрирует важную роль рассеяния на поверхности гранул в фор-

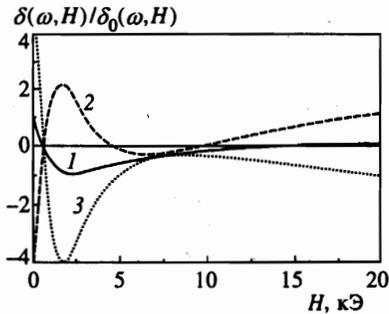


Рис. 4. Поле-зависимый экваториальный эффект Керра для гранулированных сплавов с гигантским магнитосопротивлением при $R_s^a/R_s^b = 10$, (кривая 1), -0.9 (2), -1.1 . (3). Параметры: $p_b = 0.2$, $p_s = 0.42$, $\Delta\rho_s/\rho = 30\%$, $c = 0.2$, $l_{nm} = 200 \text{ \AA}$, $l_m = 150 \text{ \AA}$ для s -электронов, $l_m = 50 \text{ \AA}$ для d -электронов, $l_s/a_0 = 2$, $\tau_0 = 20 \text{ \AA}$, $\hbar\omega = 0.01 \text{ эВ}$, $\varphi = 70^\circ$

мировании полевой зависимости экваториального эффекта Керра. Тип примесей и их концентрация на поверхности гранул изменяет величину и знак соответствующего коэффициента Холла [4, 5], что приводит к сильному влиянию на экваториальный эффект Керра. Отсюда также следует, что полевая зависимость $R_s(H)$ может являться главным фактором, определяющим нелинейность экваториального эффекта Керра.

Очевидно, что другие магнитооптические эффекты Керра и Фарадея также будут обладать аналогичными особенностями, а именно, нелинейной зависимостью от намагниченности, причем эта нелинейность может превышать 100%.

Таким образом, в настоящей работе показано, что в ИК области спектра спин-зависящее рассеяние в гранулированных сплавах приводит к двум особенностям: магниторефрактивному эффекту, заключающемуся в изменении коэффициентов отражения, пропускания и поглощения света при намагничивании сплава, и к сильной, в общем случае немонотонной, нелинейной полевой зависимости параметров магнитооптических эффектов.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований. Один из авторов (А. Б. Г.) благодарит Университет Прованса (Марсель, Франция) за гостеприимство.

Литература

1. P. M. Levy, Solid State Physics — Advanced in Research and Applications **47**, 367 (1994).
2. M. A. Gijs and E. W. Bauer, Adv. Phys. **46**, 285 (1997).
3. H. Sato, Y. Kobayashi, Y. Aoki et al., Phys. Rev. B **52**, 9823 (1995).
4. A. Granovsky, F. Brouers, A. Kalitsov, and M. Chiev, J. Magn. Magn. Mat. **166**, 193 (1997).
5. А. В. Ведяев, А. Б. Грановский, А. В. Калицев, Ф. Брауэрс, ЖЭТФ **112**, 2198 (1997).
6. J. C. Jacquet and T. Valet, Mater. Res. Symp. Proc. **384**, 477 (1995).
7. R. Atkinson, P. M. Dodd, N. F. Kubrakov et al., J. Magn. Magn. Mat. **156**, 169 (1996).
8. Н. Ф. Кубраков, А. К. Звездин, К. А. Звездин, В. А. Котов, ЖЭТФ **114**, 1101 (1998).
9. J. M. Genkin, Phys. Lett. A **241**, 293 (1998).
10. V. V. Ustinov, J. Magn. Magn. Mat. **165**, 125 (1997).
11. И. В. Быков, Е. А. Ганьшина, А. Б. Грановский и др., ФТГ (1999).
12. А. Б. Грановский, А. В. Калицев, Ф. Брауэрс, Письма в ЖЭТФ **65**, 481 (1997).
13. S. Zhang and P. M. Levy, J. Appl. Phys. **73**, 5315 (1993).
14. А. В. Ведяев, А. Б. Грановский, О. А. Котельникова, Кинетические явления в неупорядоченных ферромагнитных сплавах, изд-во МГУ, Москва (1992), с. 59.