12,13

Ближнеполевая магнитооптика и микроскопия в резонансном рассеянии света линейным нанозондом

© В.А. Кособукин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Vladimir.Kosobukin@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 6 июля 2011 г.)

Представлена теория полярного ближнеполевого магнитооптического эффекта Керра в рассеянии света линейным нанозондом. В рамках метода функций Грина получено решение задачи ближнеполевой наномагнитооптики и безапертурной сканирующей микроскопии латеральных магнитных неоднородностей (доменов) нанометрового масштаба. Считается, что зонд в виде нанопроволоки и образец с приповерхностным магнитным нанослоем могут поддерживать поверхностные плазмоны. Электромагнитное взаимодействие нанопроволоки с поверхностью образца (поляризуемость комплекса зонд + заряды изображения) учитывается самосогласованно. Магнитоиндуцированная поляризация ультратонкого приповерхностного слоя учитывается в линейном приближении по намагниченности, перпендикулярной магнитному слою. Исследованы поляризационные, спектральные и угловые характеристики рассеяния света, модулированного намагниченностью и резонансно усиленного поверхностными плазмонами. Получена зависимость ближнеполевого магнитооптического отклика от расстояния между зондом и доменом вдоль поверхности образца. Оценено разрешение сканирующей ближнеполевой микроскопии и указаны факторы, влияющие на него.

1. Введение

Явления ближнеполевой оптики, для которых характерно использование свойств электромагнитных мод с субволновым ограничением, вызывают все возрастающий научный и практический интерес [1,2]. Так, ближнеполевая оптическая микроскопия позволяет наблюдать оптический контраст нанометрового масштаба при сканировании зондом латерально неоднородной приповерхностной области образца [1,3]. Сканирующая ближнеполевая магнитооптическая микроскопия обеспечивает изображение магнитных нанообъектов в поляризованном свете [4,5]. Чтобы усилить чрезвычайно слабые ближнеполевые эффекты, обычно их возбуждают через состояния поверхностных (локальных) плазмонов [4–6].

Существующая сканирующая ближнеполевая микроскопия имеет дело с квазиточечными зондами [3], применительно к этой ситуации развивается и теория микроскопии [1,3]. Изображение объектов, наблюдаемое зондовым методом, может зависеть от особенностей эксперимента, таких как тип зонда и поле между зондом и поверхностью. Подобные частные вопросы микроскопии были предметом большинства теоретических работ, например [1,3], в которых выполнялись трудоемкие численные расчеты, но не решалась в полном объеме прямая задача микроскопии. Ближнеполевая магнитооптика обсуждалась в сравнительно небольшом числе работ, которые тоже относятся к квазиточечным зондам [7]. Теоретические работы, начиная с [8], были ориентированы на эксперименты, в которых ближнеполевой магнитооптический отклик формировался либо концом волоконно-оптического зонда [4], либо малой металлической частицей [5]. Было показано, что магнитооптическая модуляция интенсивности рассеянного света, его эллиптичность и вращение резонансно усиливаются при возбуждении через поверхностные плазмоны [4–6,9,10]. Ближнеполевой оптике с линейными зондами посвящено несколько теоретических работ. Так, в [11] вычислялась интенсивность рассеяния света на выступах поверхности стекла в присутствии золотого наноцилиндра. В работах [12,13] были рассмотрены ближнеполевые магнитооптические эффекты в поле нанопроволоки с учетом их усиления плазмонами.

В настоящей работе представлена общая теория ближнеполевой магнитооптики при упругом рассеянии света с помощью линейного зонда. Рассматривается полярный магнитооптический эффект Керра в поле линейного зонда, т. е. в иных условиях, чем в случае квазиточечного зонда [7]. Ближнеполевой отклик исследуется в зависимости от расстояния между зондом и магнитной неоднородностью, что соответствует сканирующей ближнеполевой магнитооптической микроскопии. Сканирование латерально неоднородной намагниченности линейным нанозондом рассматривается по аналогии со схемой, реализованной ранее в микроскопе с квазиточечным зондом [5,8]. Результаты сравниваются со случаем продольной намагниченности [12].

Статья построена следующим образом. В разделе 2 дана постановка задачи рассеяния света в многослойной среде с диэлектрическими и магнитными нанонеоднородностями, а в разделе 3 представлено ее общее решение. Модели линейного нанозонда и латерально неоднородной намагниченности описаны в разделах 4 и 5. Наблюдаемые магнитооптические величины получены в разделе 6, численно анализируются в разделе 7, выводы содержатся в разделе 8.

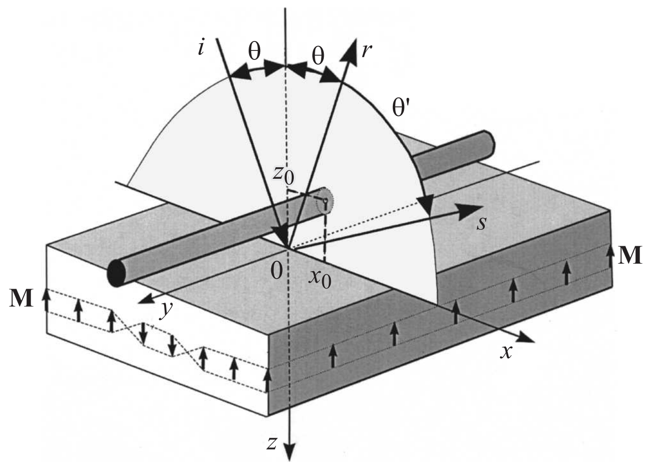

Рис. 1. Геометрия магнитооптического рассеяния света через ближнее поле линейного зонда: падающая (i), зеркально отраженная (r) и рассеянная (s) волны.

2. Модель и общая теория

Модель многослойной среды с линейным зондом показана на рис. 1. В отсутствие зонда и намагниченности среда характеризуется изотропным диэлектрическим тензором с компонентами $\delta_{\alpha\beta}\varepsilon^0(z)$, где $\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера с декартовыми индексами α и β, а функция $\varepsilon^0(z)$ равна ε_1 при $z < 0$, ε_2 при $z > 0$. Линейный зонд, находящийся в среде 1, моделируется бесконечным тонким цилиндром, который параллелен границе раздела сред и оси y. Материал цилиндра имеет проницаемость ε, а его радиус a удовлетворяет условию $k_0 a \ll 1$, где $k_0 = \omega/c$, $2\pi/k_0$ — длина световой волны в вакууме на частоте ω.

На поверхность $z = 0$ из среды 1 под углом θ падает монохроматическая волна

$$\mathbf{E}^{\text{inc}}_{\lambda}(\boldsymbol{\rho}, \omega) = \mathbf{e}_{\lambda} E^{\text{inc}}_{\lambda}(Q, \omega) e^{i\mathbf{K}\boldsymbol{\rho}}. \tag{1}$$

Здесь $\boldsymbol{\rho} = (x, z)$, $\mathbf{K} = q(\mathbf{e}_x \sin\theta + \mathbf{e}_z \cos\theta)$, $Q = q\sin\theta$, $q = \sqrt{\varepsilon_1}k_0$, $\mathbf{e}_{\lambda}$ — орт линейной поляризации λ, равный $\mathbf{e}_p = \mathbf{e}_x\cos\theta - \mathbf{e}_z\sin\theta$ для волны с поляризацией p и $\mathbf{e}_s = \mathbf{e}_y$ для волны с поляризацией s. Ось цилиндра y имеет в плоскости падения xz координаты $\boldsymbol{\rho}_0 = (x_0, z_0)$, где $|z_0| \ll 1/k_0$ для ближнеполевого зондирования. При рассеянии волны (1) на цилиндре компонента волнового вектора вдоль его оси остается равной нулю, волны являются функциями $\boldsymbol{\rho}$, а плоскость рассеяния совпадает с плоскостью падения.

Наша задача — исследовать рассеяние света $i \to s$ нанозондом и латерально неоднородной намагниченностью $\mathbf{M} \parallel \mathbf{e}_z$ (рис. 1), характерной для ультратонких магнитных слоев в матрицах благородных металлов [6,10]. В отсутствие зонда однородная намагниченность с такой ориентацией соответствует полярному магнитооптическому эффекту Керра в зеркально отраженном свете $(i \to r)$. В задаче ближнеполевой магнитооптической микроскопии отклик рассматривается в зависимости от координаты зонда x_0 вдоль поверхности образца xy.

Задача решается методом функций Грина [14] на основе следующих уравнений электродинамики:

$$\sum_{\mu}\left[\left(\sum_{\nu}\mathrm{rot}_{\alpha\nu}\,\mathrm{rot}_{\nu\mu}\right) - \varepsilon^0(z)k_0^2\delta_{\alpha\mu}\right]$$

$$\times\begin{Bmatrix} E^0_{\mu}(\boldsymbol{\rho}) \\ G^0_{\mu\beta}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}') \\ E_{\mu}(\boldsymbol{\rho}) \end{Bmatrix} = 4\pi k_0^2 \begin{Bmatrix} 0 \\ \delta_{\alpha\beta}\delta(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}') \\ P^{\mathrm{I}}_{\alpha}(\boldsymbol{\rho}) + P^{\mathrm{II}}_{\alpha}(\boldsymbol{\rho}) \end{Bmatrix}. \quad \begin{matrix}(2)\\(3)\\(4)\end{matrix}$$

Здесь $\mathrm{rot}_{\alpha\nu} = \sum_{\beta} e_{\alpha\beta\nu}\partial/\partial\rho_{\beta}$ и $e_{\alpha\beta\nu}$ — компоненты единичного антисимметричного псевдотензора.

Диэлектрическая функция $\varepsilon^0(z)$, однородная вдоль поверхности, относится к невозмущенной среде (зонд и намагниченность отсутствуют). Для нее из уравнений нулевого приближения (2) и (3) находим электрическое поле $\mathbf{E}^0(\boldsymbol{\rho})$ и тензорную функцию Грина $\hat{G}^0(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}') = \hat{G}^0(z, z'; x - x')$ с компонентами

$$E^0_{\alpha}(\boldsymbol{\rho}) = E^0_{\alpha}(z, Q)e^{iQx}, \tag{5}$$

$$G^0_{\alpha\beta}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}') = \int_{-\infty}^{\infty}\frac{d\kappa}{2\pi}\, e^{i\kappa(x-x')}g^0_{\alpha\beta}(z, z'; \kappa). \tag{6}$$

Поле (5) вычисляется при учете падающей волны (1). Амплитуды Фурье в выражениях (5) и (6), удовлетворяющие максвелловским граничным условиям по z на резких границах раздела сред, получены в Приложении 1.

Уравнение (4) определяет электрическое поле $\mathbf{E}$ при наличии неоднородной диэлектрической поляризации $\mathbf{P}^{\mathrm{I}} + \mathbf{P}^{\mathrm{II}}$, где вклад $\mathbf{P}^{\mathrm{I}}$ связан с зондом, а $\mathbf{P}^{\mathrm{II}}$ — с намагниченностью образца. Поляризация $\mathbf{P}^{\mathrm{I}} + \mathbf{P}^{\mathrm{II}}$, в которой $|\mathbf{P}^{\mathrm{II}}| \ll |\mathbf{P}^{\mathrm{I}}|$, является возмущением. Последовательный учет вкладов $\mathbf{P}^{\mathrm{I}}$ и $\mathbf{P}^{\mathrm{II}}$ дает решение уравнений (2)–(4), как описано в работах [8] и Приложении 2.

Поляризация цилиндра невозмущенным полем $\mathbf{E}^0(\boldsymbol{\rho})$ определяется в самосогласованном приближении, которое дает

$$P^{\mathrm{I}}_{\alpha}(\boldsymbol{\rho}, \omega) = \chi^{(\alpha)}(\omega)\delta(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_0)E^0_{\alpha}(\boldsymbol{\rho}_0, \omega). \tag{7}$$

Здесь наличие дельта-функции означает, что поперечные размеры зонда a малы по сравнению с масштабом $\sim 1/k_0$, на котором поле $\mathbf{E}^0$ меняется у поверхности. В отсутствие намагниченности ($\mathbf{P}^{\mathrm{II}} = 0$) учет поляризации (7) с компонентами поляризуемости $\delta_{\alpha\beta}\chi^{(\alpha)}$ по аналогии с [13] дает для поля и функции Грина соотношения

$$\mathbf{E}^{\mathrm{I}}(\boldsymbol{\rho}) = \mathbf{E}^0(\boldsymbol{\rho}) + \hat{G}^0(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_0)\hat{\chi}\mathbf{E}^0(\boldsymbol{\rho}_0), \tag{8}$$

$$\hat{G}^{\mathrm{I}}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}') = \hat{G}^0(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}') + \hat{G}^0(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_0)\hat{\chi}\hat{G}^0(\boldsymbol{\rho}_0, \boldsymbol{\rho}'). \tag{9}$$

В первом порядке по нерезонансной магнитооптической поляризации

$$P^{\mathrm{II}}_{\alpha}(\boldsymbol{\rho}) = \sum_{\beta}\frac{\Delta\varepsilon^{\mathrm{II}}_{\alpha\beta}(\boldsymbol{\rho})}{4\pi}E_{\beta}(\boldsymbol{\rho}) \tag{10}$$

получаем решение уравнения (4) в виде

$$\mathbf{E}(\boldsymbol{\rho}) \cong \mathbf{E}^{\mathrm{I}}(\boldsymbol{\rho}) + \int d\boldsymbol{\rho}_1\, \hat{G}^{\mathrm{I}}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_1)\, \frac{\Delta\hat{\varepsilon}^{\mathrm{II}}(\boldsymbol{\rho}_1)}{4\pi}\, \mathbf{E}^{\mathrm{I}}(\boldsymbol{\rho}_1). \quad (11)$$

Поле $\mathbf{E} - \mathbf{E}^{\mathrm{I}}$, удовлетворяющее условию $|\mathbf{E} - \mathbf{E}^{\mathrm{I}}| \ll |\mathbf{E}^{\mathrm{I}}|$, описывает магнитооптические эффекты в линейном приближении по намагниченности.

После подстановки (8) и (9) в (11) для поля излучения, возбуждаемого падающей p-поляризованной волной вида (1), получаем (ср. с [13])

$$E_\alpha(\boldsymbol{\rho}) - E^{\mathrm{inc}}_{p,\alpha}(\boldsymbol{\rho}) = \sum_{n=0}^{3} E^{(n)}_\alpha(\boldsymbol{\rho}). \quad (12)$$

Здесь поле $\mathbf{E}^{(0)} = \mathbf{E}^0 - \mathbf{E}^{\mathrm{inc}}_p$ зеркально отраженной p-поляризованной волны в отсутствие возмущения (7) и (10), равно

$$\mathbf{E}^{(0)}(\boldsymbol{\rho}) = r_p(Q) E^{\mathrm{inc}}_p (\mathbf{e}_x \cos\theta + \mathbf{e}_z \sin\theta) e^{iQx - ik_1(Q)z}, \quad (13)$$

где в согласии с формулой (П1.8) из Приложения 1

$$r_p = \frac{\varepsilon_1 k_2 - \varepsilon_2 k_1}{\varepsilon_1 k_2 + \varepsilon_2 k_1} \quad (14)$$

— коэффициент отражения p-поляризованной волны (1), в котором

$$k_m(\kappa) = \sqrt{\varepsilon_m k_0^2 - \kappa^2}. \quad (15)$$

В общем случае вклады с $n \geq 1$ в (12) учитывают следующее. При рассеянии волны (1) на линейном зонде в геометрии рис. 1 поляризация света не меняется (рассеяние $\lambda \to \lambda$). Рассеяние, обусловленное тензором $\Delta\hat{\varepsilon}^{\mathrm{II}}$ (намагниченностью), меняет поляризацию λ на ортогональную λ' (рассеяние $\lambda \to \lambda'$). В нанозонде светом возбуждаются только поперечные плазмоны при рассеянии $p \to p$ через поперечные компоненты поляризуемости $\chi^{(\alpha)}$ с $\alpha = x, z$. Как следствие, процессы рассеяния $p \to p$ резонансно усиливаются по сравнению с процессами $s \to s$ пропорционально добротности плазменного резонанса. Поэтому далее рассматривается возбуждение p-поляризованной волной (1), при котором в правой части (12) существенны следующие вклады [13]:

$$E^{(1)}_\alpha(\boldsymbol{\rho}) = \sum_\beta \hat{G}^0_{\alpha\beta}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_0) \chi^{(\beta)} E^0_\beta(\boldsymbol{\rho}_0), \quad (16)$$

$$E^{(2)}_\alpha(\boldsymbol{\rho}) = \sum_{\beta,\gamma} \int d\boldsymbol{\rho}_1 \hat{G}^0_{\alpha\beta}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_1)\, \frac{\Delta\hat{\varepsilon}^{\mathrm{II}}_{\beta\gamma}(\boldsymbol{\rho}_1)}{4\pi}\, E^0_\gamma(\boldsymbol{\rho}_1), \quad (17)$$

$$E^{(3)}_\alpha(\boldsymbol{\rho}) = \sum_{\beta,\gamma,\delta} \left[\int d\boldsymbol{\rho}_1 \hat{G}^0_{\alpha\beta}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_1)\, \frac{\Delta\hat{\varepsilon}^{\mathrm{II}}_{\beta\gamma}(\boldsymbol{\rho}_1)}{4\pi}\, \hat{G}^0_{\gamma\delta}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_0) \right] \times \chi^{(\delta)} E^0_\delta(\boldsymbol{\rho}_0). \quad (18)$$

Поле (16) отвечает упругому рассеянию света $p \to p$ комплексом „цилиндр + изображение“ ($\theta \to \theta'$ на рис. 1). Два других вклада определяют магнитооптическое преобразование поляризации $p \to s$. В частном случае латерально однородной намагниченности формула (17) соответствует магнитооптическому эффекту Керра в зеркальном отражении света. Выражение (18) описывает резонансное рассеяние $p \to p$, за которым следует магнитооптическое преобразование поляризации $p \to s$. Это магнитоиндуцированное рассеяние $Q \to \kappa \to Q'$ может включать затухающие волны с $|\kappa| \gg k_0$, необходимые для ближнеполевой оптики.

При возбуждении p-поляризованным светом в геометрии рис. 1 с намагниченностью $\mathbf{M} = \mathbf{e}_z M$ возмущение (10) определяется вкладом в диэлектрическую проницаемость

$$\Delta\varepsilon^{\mathrm{II}}_{\alpha\beta}(\boldsymbol{\rho}) = -i\varepsilon_B \delta_{\alpha y} \delta_{\beta x} f_\parallel(x) f_\perp(z). \quad (19)$$

Здесь $\varepsilon_B(\omega)$ — магнитооптический параметр, а $f_\parallel(x)$ и $f_\perp(z)$ — распределения намагниченности вдоль поверхности образца и перпендикулярно ей.

3. Решение задачи рассеяния

Приведем общее решение задачи рассеяния при наличии неоднородной поляризации (7) и (10). Вклады с $n \geq 1$ в поле (12) обусловлены рассеянием $Q \to Q'$ падающей p-поляризованной волны (1) в волны с $\theta' \neq \theta$ (рис. 1). С учетом (6) в формулах (16)–(18) компоненты полей $\mathbf{E}^{(n)}$, касательные к поверхности $z = 0$, представляются в виде:

$$\frac{1}{E^{\mathrm{inc}}_p} E^{(n)}_\alpha(\boldsymbol{\rho}) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{i d\kappa}{q}\, e^{i\kappa x - ik_1(\kappa)z}\, F^{(n)}_\alpha(\kappa, Q; \boldsymbol{\rho}_0), \quad (20)$$

где $\alpha = x, y$. Вычисляя интеграл в (20) методом наискорейшего спуска [15], получаем

$$\frac{1}{E^{\mathrm{inc}}_p} E^{(n)}_\alpha(\boldsymbol{\rho}) = \sqrt{2\pi i}\, \frac{e^{iq\rho}}{\sqrt{q\rho}}\, F^{(n)}_\alpha(Q', Q; \boldsymbol{\rho}_0) \cos\theta' \quad (21)$$

для рассеяния $Q \to Q'$ в волновую зону ($k_0\rho \gg 1$, где $\boldsymbol{\rho} = (x, z)$ — радиус-вектор точки наблюдения). Здесь $\sin\theta' = x/\rho$, $\cos\theta' = |z|/\rho$, угол θ' для рассеянного света отсчитывается от отрицательного направления оси z (рис. 1). Знак угла θ' совпадает со знаком проекции $Q' = q \sin\theta'$ волнового вектора

$$\mathbf{K}' = q(\mathbf{e}_x \sin\theta' - \mathbf{e}_z \cos\theta') \quad (22)$$

на ось x. Изменение этой проекции в выражении (21) при рассеянии удовлетворяет условиям $|Q'| \sim Q \lesssim q$. Цилиндрическую волну с касательными компонентами (21) разложим на линейно поляризованные волны

$$\mathbf{E}'_p = -E'_p(\mathbf{e}_x \cos\theta' + \mathbf{e}_z \sin\theta'), \quad \mathbf{E}'_s = E'_s \mathbf{e}_y \quad (23)$$

с волновым вектором (22). В терминах (21) получаем $E'_p = -E'_x/\cos\theta'$ для p — поляризованной и $E'_s = E'_y$ для

s-поляризованной рассеянных волн. Используя результаты из Приложения 1, вычислим амплитуды $F_\alpha^{(n)}$ в (21) для разных процессов рассеяния $Q \to Q'$.

3.1. Рассеяние света приповерхностной нанопроволокой. Для поля (16) в форме (21) получаем

$$F_x^{(1)}(Q', Q; \boldsymbol{\rho}_0) = k_0^2 e^{-i(Q'-Q)x_0} \Big[h_p^+(Q', z_0)\chi^{(x)} h_p^+(Q, z_0)$$
$$\times \cos\theta' \cos\theta - h_p^-(Q', z_0)\chi^{(z)} h_p^-(Q, z_0) \sin\theta' \sin\theta \Big], \tag{24}$$

где

$$h_p^\pm(\kappa, z) = e^{ik_1(\kappa)z} \pm r_p(\kappa) e^{-ik_1(\kappa)z}. \tag{25}$$

Амплитуда (24) определяет эффективность упругого рассеяния света $p, Q \to p, Q'$ комплексом „цилиндр + изображение“.

3.2. Рассеяние света магнитной неоднородностью. Из выражений (17) и (19) для магнитооптического рассеяния света $p, Q \to s, Q'$ в отсутствие зонда находим

$$F_y^{(2)}(Q', Q) = -\frac{i\varepsilon_B k_0^2}{4\pi} \frac{\cos\theta}{\cos\theta'}$$
$$\times t_s(Q') t_p(Q) I_\parallel(Q' - Q) I_\perp(Q', Q). \tag{26}$$

Здесь $t_s(\kappa) = 2k_1/(k_1 + k_2)$, $t_p = 1 + r_p$,

$$I_\parallel(\kappa) = \int_{-\infty}^{\infty} dx\, f_\parallel(x) e^{-i\kappa x}, \tag{27}$$

$$I_\perp(\kappa', \kappa) = \int_0^{\infty} dz\, f_\perp(z) e^{i[k_2(\kappa') + k_2(\kappa)]z_1}. \tag{28}$$

3.3. Ближнеполевое магнитооптическое рассеяние. Процесс рассеяния $p, Q \to p, \kappa \to s, Q'$ из (18) включает в качестве промежуточных состояний коротковолновые затухающие волны с $|\kappa| \gg q > Q,\ |Q'|$. Из выражений (18) с учетом (19) в выражении (21) получаем

$$F_y^{(3)}(Q', Q; \boldsymbol{\rho}_0) = \frac{\varepsilon_B k_0^2}{2\varepsilon_1 \cos\theta'} t_s(Q') \Big[J_x(Q'; \boldsymbol{\rho}_0) \chi^{(x)}$$
$$\times h_p^+(Q, z_0) \cos\theta - J_z(Q'; \boldsymbol{\rho}_0) \chi^{(z)} h_p^-(Q, z_0) \sin\theta \Big] e^{iQx_0} \tag{29}$$

для полярного ближнеполевого магнитооптического эффекта Керра в рассеянии. Здесь

$$J_\alpha(Q', \boldsymbol{\rho}_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\kappa}{2\pi} e^{-i\kappa x_0 - ik_1(\kappa)z_0} t_p(\kappa) I_\parallel(Q' - \kappa)$$
$$\times I_\perp(Q', \kappa) \big[k_1(\kappa)\delta_{\alpha x} - \kappa\delta_{\alpha z} \big]. \tag{30}$$

В случае $f_\parallel(x) = -1$ (латерально однородная намагниченность) и $I_\parallel(Q' - \kappa) = -2\pi\delta(Q' - \kappa)$ в (27) из формулы (30) следует

$$\bar{J}_\alpha(Q', \boldsymbol{\rho}_0) = -qe^{-iq(x_0 \sin\theta' + z_0 \cos\theta')} t_p(Q') I_\perp(Q', Q')$$
$$\times (\delta_{\alpha x} \cos\theta' - \delta_{\alpha z} \sin\theta') \tag{31}$$

для полярного магнитооптического эффекта Керра в зеркальном отражении ($\theta' = \theta$).

4. Поляризуемость цилиндрической нанопроволоки вблизи поверхности

4.1. Цилиндр в однородной среде. Для линейного нанозонда в виде бесконечного тонкого цилиндра в однородной среде компоненты $\delta_{\alpha\beta} X^{(\alpha)}(\omega)$ диагонального тензора поляризуемости обычно вычисляются как отклик на внешнее поле [16,17]. Тензор поперечной поляризуемости кругового цилиндра обладает аксиальной симметрией: $X^{(x)} = X^{(z)} = X^0$.

При падении на круговой цилиндр волны $\mathbf{E}^{\text{ext}} = \mathbf{e}_x E^{\text{ext}}$, линейно поляризованной перпендикулярно его оси y, поле излучения разлагается по угловым гармоникам $\exp(im\theta)$ [17]. Симметричная компонента с $m = 1$ поля излучения диполя $\mathbf{d} = \mathbf{e}_x d$ имеет вид

$$\mathbf{E}'(\boldsymbol{\rho}) = \frac{2d}{\rho^2} (\mathbf{e}_\rho \sin\theta - \mathbf{e}_\theta \cos\theta).$$

Для компонент поляризуемости X^0 диполя $d = X^0 E^{\text{ext}}$, приходящейся на единицу длины кругового цилиндра, в квазистатическом приближении ($k_0 a \to 0$) получаем

$$X^0(\omega) = \frac{a^2}{2} \frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{\varepsilon + \varepsilon_1}, \tag{32}$$

где ε_1 — проницаемость среды, окружающей цилиндр. Для металлического цилиндра условие $\operatorname{Re}\varepsilon(\omega) + \varepsilon_1 = 0$ из резонансного знаменателя (32) определяет частоту дважды вырожденных плазмонов, поляризованных перпендикулярно оси цилиндра [18].

4.2. Эффект сил изображения для цилиндра. Поле вблизи цилиндра в слоистой среде (рис. 1) дается формулой (8). Входящие в нее компоненты $\chi^{(\alpha)}(\omega)$ тензора эффективной поляризуемости цилиндра, определяются из уравнений

$$\chi^{(\alpha)}(\omega) = X^{(\alpha)}(\omega) + X^{(\alpha)}(\omega) \Delta G_{\alpha\alpha}(\boldsymbol{\rho}_0, \boldsymbol{\rho}_0; \omega) \chi^{(\alpha)}(\omega), \tag{33}$$

которые получены в тензорной форме (П2.5) в Приложении 2. Здесь $\Delta\hat{G} = \hat{G}^0 - \hat{G}^{\text{hom}}$ — общее решение граничной задачи (3) в среде с диэлектрической функцией $\varepsilon^0(z)$, $\hat{G}^{\text{hom}}$ — решение неоднородного уравнения (3) в однородной среде с проницаемостью ε_1. Из (33) с учетом представлений (6) и (П1.10), находим поперечные компоненты тензора поляризуемости комплекса „цилиндр + изображение“

$$\chi^{(\alpha)} = (1/X^0 - \sigma^{(\alpha)})^{-1}, \tag{34}$$

где $\sigma^{(\alpha)}(z_0) = \Delta G^0_{\alpha\beta}(\boldsymbol{\rho}_0, \boldsymbol{\rho}_0)$.

Подставив $\Delta g_{\alpha\alpha}$ из (П1.2) и (П1.5) в формулу (6), получаем

$$\sigma^{(\alpha)}(z_0) = \frac{2i}{\varepsilon_1} \int_0^\infty d\kappa r_p(\kappa) k_1(\kappa) e^{-2ik_1(\kappa)z_0} \left(\delta_{\alpha x} - \frac{\kappa^2}{k_1^2(\kappa)} \delta_{\alpha z} \right). \tag{35}$$

Коэффициент отражения p-поляризованного света $r_p(\kappa)$ и $k_m(\kappa)$ определяются формулами (14) и (15). Пренебрегая в (35) запаздыванием при $k_0|z_0| \ll 1$, находим

$$\sigma^{(\alpha)} = -(\delta_{\alpha x} + \delta_{\alpha z}) \frac{2\tilde{r}_p}{\varepsilon_1} \int_0^\infty d\kappa\, \kappa e^{-2\kappa|z_0|}. \tag{36}$$

Здесь учтено, что основной вклад в интеграл дает область с $|\kappa| \sim 1/|z_0| \gg k_0$, в которой $k_m(\kappa) \approx i|\kappa|$, и $\tilde{r}_p(\kappa) = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$. После интегрирования (36) принимает вид

$$\sigma^{(\alpha)} = -(\delta_{\alpha x} + \delta_{\alpha z}) \frac{1}{2|z_0|^2} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}. \tag{37}$$

Подстановка соотношений $\sigma^{(x)} = \sigma^{(z)}$ из (37) в (34) показывает, что изотропия поляризуемости цилиндра сохраняется при учете эффекта сил изображения в квазистатическом приближении, в отличие от сферы [8]. Отметим. что в согласии с (37) в формулах (18) и (21) работы [12] следует изменить знак величины $\sigma^{(z)}$; при этом в [12] исключается дублетная структура спектра на рис. 3, a и соответствующая осцилляциия на рис. 5, a.

Заметим, что формально подобные результаты можно получить на основе выражения для поперечных компонентов поляризуемости [16]

$$X^{(\alpha)} = \frac{a^2 b}{3} \frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{\varepsilon n^{(x)} + \varepsilon_1(1 - n^{(x)})} \tag{38}$$

вытянутого эллипсоида вращения (иглы) с длинной полуосью b в направлении оси y (рис. 1). Эллипсоид находится в однородной среде с проницаемостью ε_1 и имеет поперечные коэффициенты деполяризации $n^{(x)} = n^{(z)}$ в направлении коротких полуосей длиной a. Если выражение (38) нормировать на длину $4b/3$, то результат совпадает с (32) при условиях $b/a \gg 1$ и $n^{(x)} \to 1/2$. Однако следует подчеркнуть, что формула (38) получена в [16] в электростатическом приближении, т.е. при $a \ll b \ll 1/k_0$.

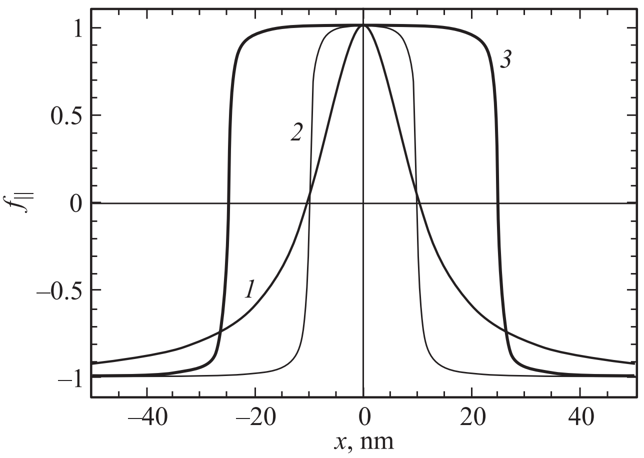

Рис. 2. Функция $\delta f_{\|}(x) - 1$, формула (40), при следующих значениях параметров (w, Δ) в nm: *1* — (2, 10), *2* — (10, 0.5), *3* — (25, 0.5).

5. Модель неоднородной намагниченности

Поля (17) и (18), зависящие от $\Delta\hat{\varepsilon}^{\mathrm{II}}(\boldsymbol{\rho})$, определяются представлением Фурье (27) распределения $f_{\|}(x)$ намагниченности. В формуле (19) примем

$$f_{\|}(x) = \delta f_{\|}(x) + \bar{f}_{\|}, \tag{39}$$

где $\delta f_{\|}(x)$ соответствует неоднородному вкладу в намагниченность, а $\bar{f}_{\|}$ — однородному (не зависящему от x). В (39) используем модельную функцию

$$\delta f_{\|}(x) = \frac{1}{\mathrm{arctg}(w/\Delta)} \left[\mathrm{arctg}\left(\frac{x+w}{\Delta}\right) - \mathrm{arctg}\left(\frac{x-w}{\Delta}\right) \right]. \tag{40}$$

Функция (39) с $\delta f_{\|}(x)$ из (40) и $\bar{f}_{\|} = -1$ представлена на рис. 2. Из него видно, что $f_{\|}(x) = 1$ в центре домена $x = 0$ и $f_{\|}(x) \to -1$ при $|x| \to \infty$. Для этой функции представление Фурье (27) имеет вид

$$I_{\|}(\kappa) = 2\pi \left[\frac{1}{\mathrm{arctg}(w/\Delta)} \frac{\sin(\kappa w)}{\kappa} e^{-|\kappa|\Delta} - \delta(\kappa) \right], \tag{41}$$

или $I_{\|}(\kappa) = \delta I_{\|}(\kappa) - 2\pi\delta(\kappa)$. С учетом представления

$$\lim_{w \to \infty} \frac{\sin(\kappa w)}{\kappa} = \pi\delta(\kappa)$$

находим, что $I_{\|}(\kappa) = 2\pi\delta(\kappa)$ при $w \to \infty$.

Для ультратонкого слоя толщиной l ($\ll 1/k_0$) с полярной намагниченностью $\mathbf{M} \parallel \mathbf{e}_z$ примем $f_{\perp}(z) = l\delta(z - z_1)$ [19,20] ($z_1 > 0$ на рис. 1). Тогда

$$I_{\perp}(Q', \kappa) = l e^{i[k_2(Q') + k_2(\kappa)]z_1} \tag{42}$$

в (28). При $\delta f_{\|} = 0$ с учетом (42) получаем (31) с $I_{\perp}(Q', Q') = l \exp[2ik_2(Q')z_1]$. Интегрируя (30) в квазистатическом (при $|z_0| \ll 1/k_0$) приближении с учетом (40)–(42), получаем

$$\delta J_\alpha(Q';\boldsymbol{\rho}_0) = \frac{il\tilde{t}_p}{\operatorname{arctg}(w/\Delta)}\Big\{\delta_{\alpha x}\big[L_x(x_0+w,H) - L_x(x_0-w,H)\big] - \delta_{\alpha z}\big[L_z(x_0+w,H) - L_z(x_0-w,H)\big]\Big\}, \quad (43)$$

где $H = |z_0| + z_1 + \Delta$, $\tilde{t}_p = 2\varepsilon_1/(\varepsilon_1+\varepsilon_2)$ и

$$L_\alpha(X,Z) = [\delta_{\alpha x}X + \delta_{\alpha z}Z](X^2+Z^2)^{-1}. \quad (44)$$

При $w/\Delta \ll 1$ выражения (43) и (44) переходят в

$$\delta J_\alpha(Q';\boldsymbol{\rho}_0) = 2il\tilde{t}_p\,\Delta\,\frac{1}{(X^2+Z^2)^2}\big[(Z^2-X^2)\delta_{\alpha x} + 2XZ\delta_{\alpha z}\big], \quad (45)$$

где $X = x_0$ и $Z = |z_0| + z_1 + \Delta$ (ср. с [13]).

6. Магнитооптическая модуляция интенсивности

Рассеяние света в схеме, представленной на рис. 1, может быть связано с зондом и магнитным доменом, имеющими субволновые размеры. Наблюдаемыми магнитооптическими величинами в волновой зоне могут быть сечение (интенсивность) и эллипсометрические параметры упруго рассеянного света, зависящие от поляризации.

Найдем интенсивность рассеяния p-поляризованной волны (1) в волну с вектором линейной поляризации $\mathbf{e}'_\Omega = \mathbf{e}'_p\cos\Omega + \mathbf{e}'_s\sin\Omega$, перпендикулярным волновому вектору (22). Орт $\mathbf{e}'_\Omega$ с $\mathbf{e}'_p = -(\mathbf{e}_x\cos\theta' + \mathbf{e}_z\sin\theta')$ и $\mathbf{e}'_s = \mathbf{e}_y$ лежит в плоскости анализатора, образующей угол Ω с плоскостью падения (рассеяния) света. Отношение интенсивности излучения волны с вектором поляризации $\mathbf{e}'_\Omega$ при $k_0\rho \gg 1$ к интенсивности падающего потока дает безразмерное дифференциальное сечение рассеяния света единицей длины цилиндра L

$$S = \frac{1}{2La}\frac{d\sigma'_\Omega}{d\theta'} = \frac{\rho}{2a}\left|\frac{E'_p\cos\Omega + E'_s\sin\Omega}{E_p^{\mathrm{inc}}}\right|^2 \quad (46)$$

в элемент угла $d\theta'$ при условии $|E'_s| \ll |E'_p|$. При учете (21), (24)–(30) получаем три вклада в (46)

$$S_0 + \bar{S} + \delta S(x_0) = \frac{\pi}{qa}\left|F_x^{(1)}\cos\Omega - F_y^{(3)}\sin\Omega\cos\theta'\right|^2. \quad (47)$$

Для цилиндра, находящегося вблизи границы раздела сред, в отсутствие намагниченности ($\mathbf{M} = 0$, $F_y^{(3)} = 0$) получаем сечение рассеяния света $p \to p$

$$S_0 = \frac{\pi}{qa}|F_x^{(1)}|^2\cos^2\Omega. \quad (48)$$

Для модуляции величины (47) намагниченностью $\mathbf{M}$ при наличии зонда находим

$$\bar{S} + \delta S(x_0) = -\frac{\pi\cos\theta'}{qa} \times \mathrm{Re}\big[(F_x^{(1)})^*\big(\bar{F}_y^{(3)} + \delta F_y^{(3)}(x_0)\big)\big]\sin 2\Omega. \quad (49)$$

В соответствии с представлением (39) величины $\bar{S}$ и $\delta S(x_0)$ связаны с латерально однородной и неоднородной намагниченностью соответственно.

7. Численные результаты и обсуждение

Наблюдаемые величины (48) и (49) рассчитывались для конфигурации, показанной на рис. 1, при оптимальном угле $\Omega = 45°$. Использовались диэлектрические функции $\varepsilon(\omega)$ для нанопроволоки Ag и $\varepsilon_2(\omega)$ для образца Au из [21], а также величины $\varepsilon_B(\omega)$ для слоя Co из [22].

На рис. 3 показаны нормированные спектры поглощения изолированного серебряного цилиндра $\mathrm{Im}\,X^0(\omega)/a^2$ и того же цилиндра $\mathrm{Im}\,\chi^{(\alpha)}(\omega)/a^2$ вблизи поверхности Au. Резкий пик в спектре $\mathrm{Im}\,X^0(\omega)$, принадлежащий плазмонам цилиндра, испытывает красный сдвиг вблизи поверхности. Этот пик проявляется и в спектре S_0 упругого рассеяния света $p \to p$ приповерхностным цилиндром в волну, поляризованную в плоскости анализатора.

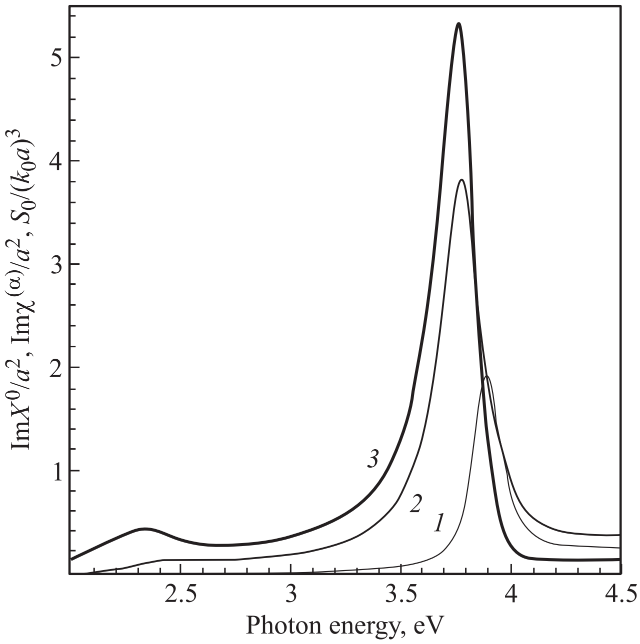

Рис. 3. Нормированные спектры поглощения света цилиндром Ag в вакууме $\mathrm{Im}\,X^0/a^2$ (*1*) и вблизи поверхности Au $\mathrm{Im}\,\chi^{(\alpha)}/a^2$ (*2*), а также спектр S_0 упругого рассеяния $p \to p$ приповерхностным цилиндром при $\theta = 0°$ и $\theta' = 45°$ (*3*). Вычислено с диэлектрическими функциями Ag и Au из [21] при $\Omega = \pi/4$, $\varepsilon_1 = 1$, $a = 4.5$ nm, $z_0 = -5$ nm.

На рис. 4 показаны магнитооптические спектры рассеяния $\bar{S}$ и δS при $x_0 = 0$, обусловленные латерально однородной и неоднородной намагниченностью, а также их сумма $\bar{S} + \delta S$. Из рис. 4, *a* и *b* видно, что при резонансном возбуждении плазмонов в серебряной нанопроволоке и на поверхности образца Au интенсивностные характеристики $\bar{S}$ и δS существенно усиливаются по сравнению с их значениями вдали от резонанса. Это усиление аналогично наблюдавшемуся усилению магнитооптического эффекта Керра при возбуждении поверхностных плазмонных поляритонов [6,10,19]. Интенсивностные характеристики (48) и (49) усиливаются $\sim |\chi^{(\alpha)}(\omega)|^2$, так как, согласно (24) и (29), $F_x^{(1)} \sim \chi^{(x)}$, $F_y^{(3)} \sim \chi^{(x)}$, поскольку $\chi^{(x)} = \chi^{(z)}$.

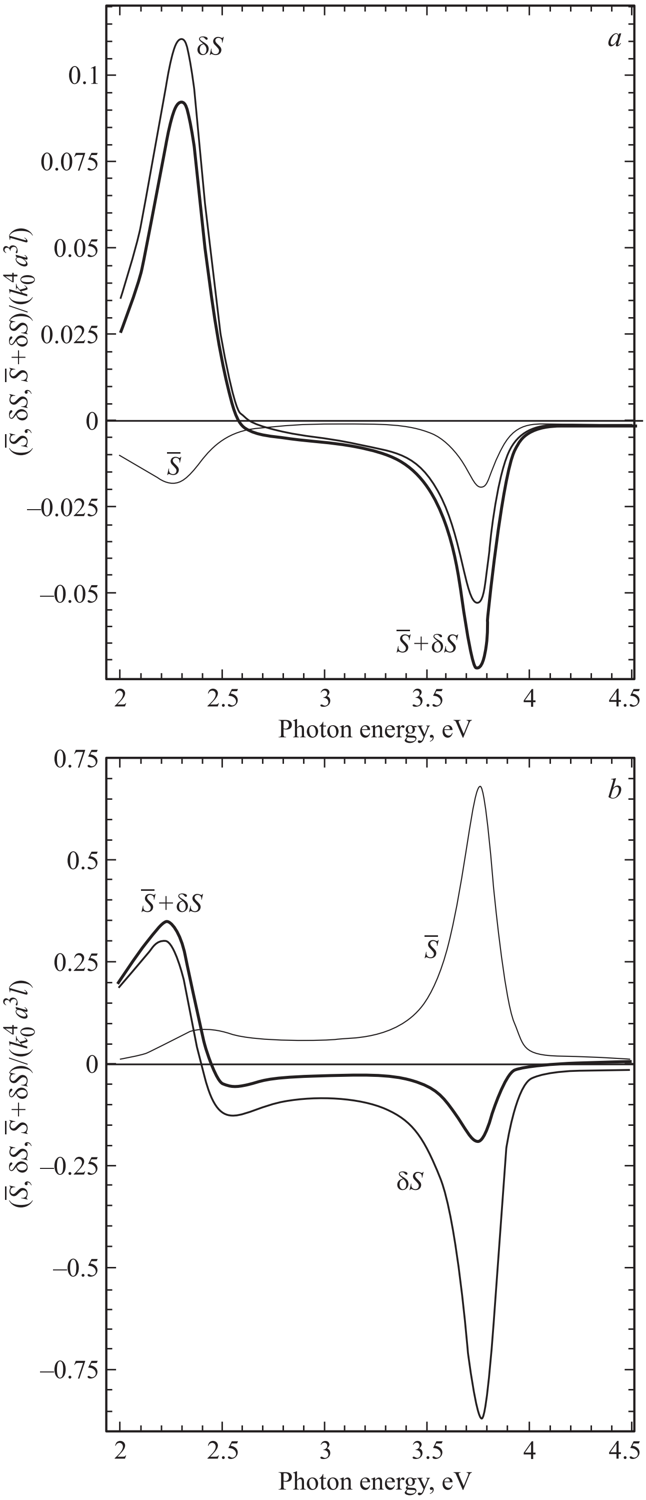

Рис. 4. Нормированные магнитооптические спектры $\bar{S}$, δS и $\bar{S} + \delta S$ рассеяния, где $\bar{S}$ и δS — вклады латерально однородной и неоднородной намагниченности соответственно. Вычислено с $x_0 = 0$ при $\theta = 0^\circ$, $\theta' = 60^\circ$ (*a*) и $\theta = 30^\circ$, $\theta' = 45^\circ$ (*b*); остальные параметры те же, что на рис. 3.

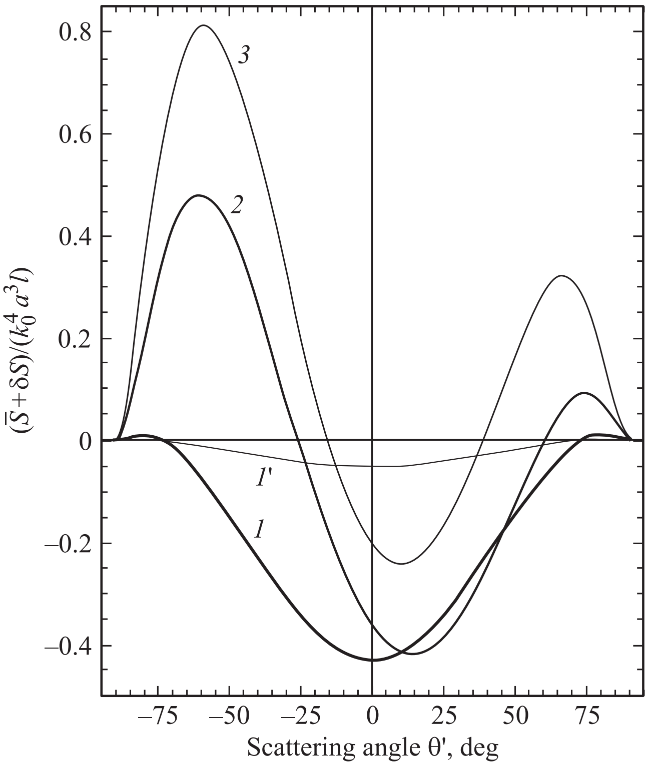

Рис. 5. Нормированные сечения магнитооптического рассеяния $\bar{S} + \delta S$ в зависимости от угла θ' при $\theta = 0^\circ$ (*1*), $\theta = 30^\circ$ (*2*) и $\theta = 60^\circ$ (*3*) в плазменном резонансе ($\hbar\omega = 3.75\,\mathrm{eV}$) и $\theta = 0^\circ$ (*1'*) — вне резонанса ($\hbar\omega = 3.3\,\mathrm{eV}$). Вычислено при $x_0 = 0$ с теми же параметрами, что на рис. 3 и 4.

На рис. 5 показаны зависимости от угла рассеяния θ' значений $\bar{S} + \delta S$ при $x_0 = 0$ и разных θ для нанопроволоки Ag. Сравнение симметричных угловых зависимостей 1 и $1'$ при нормальном падении показывает наличие существенного плазмонного усиления в резонансе (3.75 eV) по сравнению со значением вне резонанса (3.3 eV). Заметим, что углы вблизи $\theta' = \theta$ следует исключить, так как при этом условии рассеяние будет маскироваться существенно бóльшим по величине магнитооптическим вкладом в коэффициент зеркального отражения.

Зависимости магнитооптического отклика $\bar{S} + \delta S(x_0)$ от координаты сканирования x_0, которые интерпретируются как магнитооптический контраст или изображение домена, показаны на рис. 6, a и b. Они относятся к колоколообразному нанодомену с латеральным распределением намагниченности $f_{\|}$ из (40), которое показано кривыми *3* на рис. 6, a и b. На рис. 6, a положение и форма симметричных кривых *1* и *2* (изображение

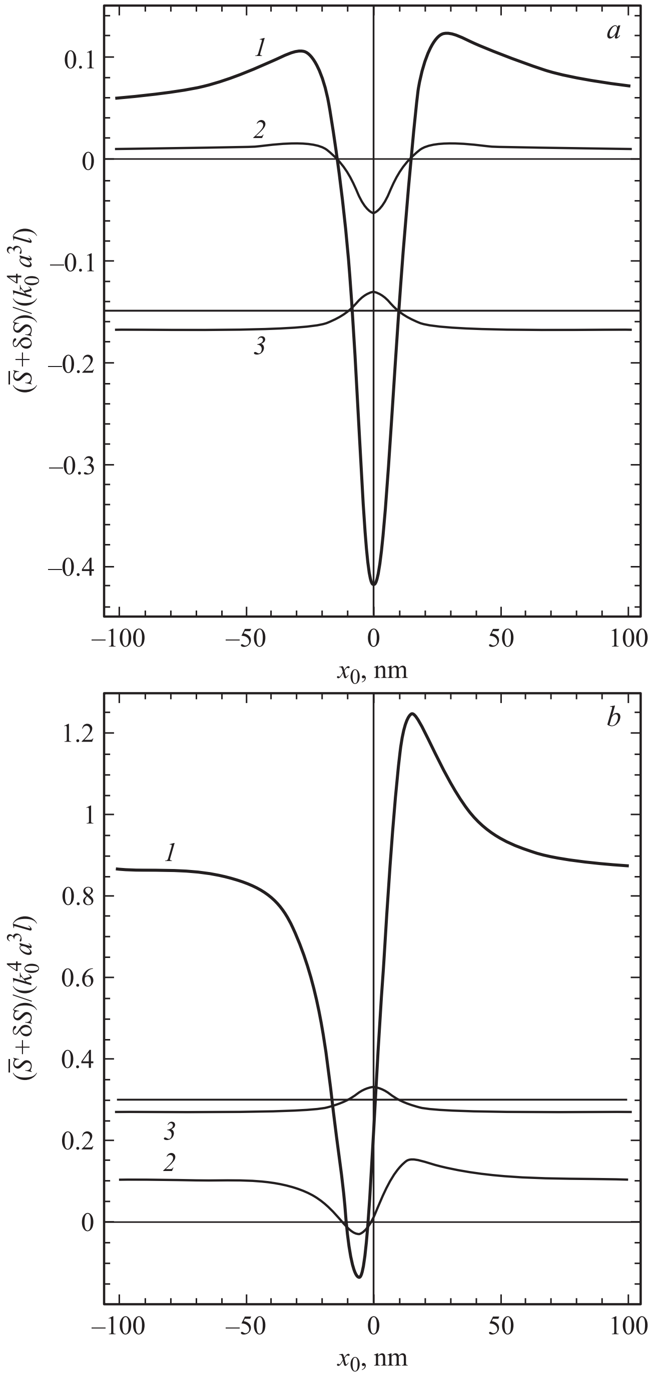

Рис. 6. Нормированное сечение магнитооптического рассеяния $\bar{S}+\delta S$ как функция координаты сканирования x_0 в плазменном резонансе $\hbar\omega = 3.75\,\text{eV}$ (*1*) и вне его при $\hbar\omega = 3.3\,\text{eV}$ (*2*) для распределения намагниченности (*3*). Вычислено при $\theta = 0^\circ$, $\theta' = 10^\circ$ (*a*) и $\theta = 45^\circ$, $\theta' = 60^\circ$ (*b*) с $\Delta = 10\,\text{nm}$, $w = 2\,\text{nm}$; остальные параметры те же, что на рис. 3 и 4.

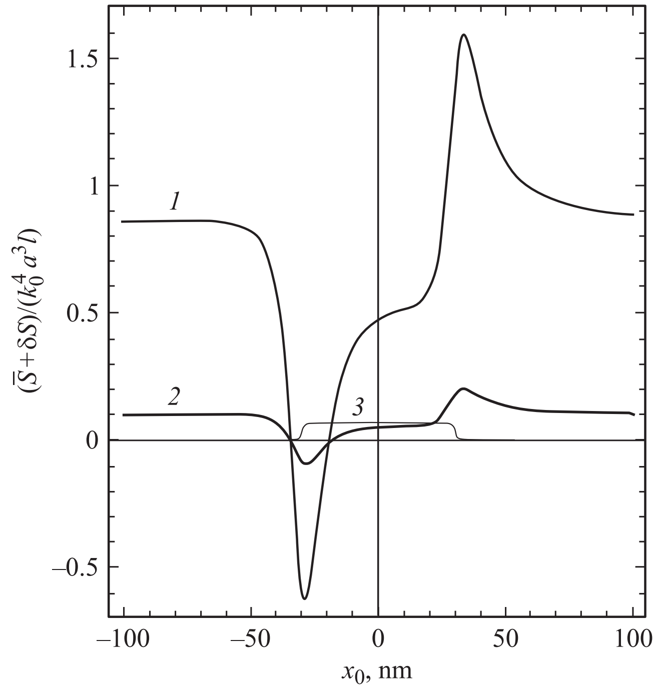

Рис. 7. Нормированное сечение магнитооптического рассеяния $\bar{S}+\delta S$ в зависимости от x_0 в плазменном резонансе $\hbar\omega = 3.75\,\text{eV}$ (*1*) и вне его при $\hbar\omega = 3.3\,\text{eV}$ (*2*) для распределения намагниченности (*3*). Вычислено при $\theta = 45^\circ$, $\theta' = 60^\circ$, $\Delta = 0.5\,\text{nm}$, $w = 30\,\text{nm}$; остальные параметры те же, что на рис. 3 и 4.

домена) находятся в хорошем согласии с положением и формой функции $f_{\|}$. При возбуждении плазменного резонанса с энергией 3.75 eV в нанопроволоке величина магнитооптического сигнала существенно больше, чем вне резонанса (3.3 eV). Этот эффект усиления может быть использован для повышения чувствительности микроскопа. Из рис. 6, b видно, что при наклонном падении света изображение домена сдвигается. Рис. 7 показывает, что для расширенного домена (кривая *3*) зависимость отклика от x_0 (изображение домена) становится более сложным. Однако выводы, касающиеся его формы и усиления плазмонами, в одинаковой мере относятся к рис. 6 и 7.

Зависимость керровского вращения $\Phi = \mathrm{Re}(E_s'/E_p')$ [12] от x_0 имеет вид, подобный кривым, представленным на рис. 6. Однако для эллипсометрических величин в случае цилиндрического зонда резонансное усиление плазмонами отсутствует. Причина заключается в том, что, согласно (24), (29), (34) и (37), компоненты поля E_s' и E_p' имеют одинаковую резонансную зависимость, которая исчезает в отношении E_s'/E_p', определяющем углы керровского вращения и эллиптичности.

8. Заключение

Выше представлена теория магнитооптического резонансного упругого рассеяния света с помощью линейного нанозонда, сканирующего неоднородный магнитный слой. Систематика магнитооптических эффектов Керра в рассеянии поляризованного света линейным зондом такая же, как для эффектов Керра в зеркальном отражении света. Подробно исследован случай ближнеполевой магнитооптики и сканирующей микроскопии ультратонкого приповерхностного слоя с полярной (по нормали к слою) латерально неоднородной намагниченностью. Найдено, что поляризационные и спектрально-угловые особенности магнитооптического рассеяния в случае линейного зонда (нанопроволоки) существенно иные, чем исследованные ранее для квазиточечного зонда (наночастицы). Предсказывается резонансное изменение интенсивности ближнеполевых магнитооптических эффектов Керра в рассеянии, в частности, их усиление при возбуждении поверхностных плазмонов в нанопроволоке. Этот эффект усиления можно применить для повышения чувствительности сканирующей микроскопии. Исследован магнитооптический отклик, определяющий изображение латерального магнитного нанодомена в сканирующей ближнеполевой микроскопии, оценено разрешение микроскопии.

Приложение 1. Решение невозмущенной граничной задачи (2), (3) для амплитуд Фурье $E^0_\alpha(z,Q)$ из (5) и $g^0_{\alpha\beta}(z,z';\kappa)$ из (6) при $\varepsilon^0(z)=\varepsilon_1\vartheta(-z)+\varepsilon_2\vartheta(z)$, где $\vartheta(z)=0$ для $z<0$ и $\vartheta(z)=1$ для $z>0$, имеет вид:

$$E^0_x(1)=E^{\rm inc}_p\{e^{ik_1z}+r_pe^{-ik_1z}\}\cos\theta,\quad E^0_z(1)=\frac{i\kappa}{k_1^2}\frac{dE^0_x(1)}{dz}, \tag{П1.1}$$

$$g^0_{xx}(1,1')=\frac{2\pi ik_1}{\varepsilon_1}\{e^{ik_1|z-z'|}+r_pe^{-ik_1(z+z')}\}, \tag{П1.2}$$

$$g^0_{zx}(1,1')=-\frac{2\pi i\kappa}{\varepsilon_1}\{e^{ik_1|z-z'|}\,\mathrm{sgn}(z-z')-r_pe^{-ik_1(z+z')}\}, \tag{П1.3}$$

$$g^0_{xz}(1,1')=-\frac{2\pi i\kappa}{\varepsilon_1}\{e^{ik_1|z-z'|}\,\mathrm{sgn}(z-z')+r_pe^{-ik_1(z+z')}\}, \tag{П1.4}$$

$$g^0_{zz}(1,1')=\frac{2\pi i\kappa^2}{\varepsilon_1k_1}\{e^{ik_1|z-z'|}-r_pe^{-ik_1(z+z')}\}-\frac{4\pi}{\varepsilon_1}\delta(z-z'), \tag{П1.5}$$

$$g^0_{xx}(2,1')=\frac{2\pi ik_1}{\varepsilon_1}t_pe^{ik_2z}e^{-ik_1z'}=-\frac{k_2}{\kappa}g^0_{zx}(2,1')=-\frac{k_1}{\kappa}g^0_{xz}(2,1')=\frac{k_1k_2}{\kappa^2}g^0_{zz}(2,1'), \tag{П1.6}$$

$$g^0_{yy}(1,2')=\frac{2\pi ik_0^2}{k_1}t_s\,e^{-ik_1z+ik_2z'}. \tag{П1.7}$$

В (П1.1)–(П1.7) вместо аргументов z и z' указаны номера m и m' тех сред на рис. 1, в которые попадают z и z' соответственно. Коэффициенты преобразования

$$r_\lambda=\frac{\eta^\lambda_1-\eta^\lambda_2}{\eta^\lambda_1+\eta^\lambda_2},\quad t_\lambda=\frac{2\eta^\lambda_1}{\eta^\lambda_1+\eta^\lambda_2}=1+r_\lambda \tag{П1.8}$$

волны с λ-поляризацией на границе раздела сред выражаются через $k_m(\kappa)$ из (15) в виде

$$\eta^p_m(\kappa)=\frac{\varepsilon_m}{k_m(\kappa)},\quad \eta^s_m(\kappa)=k_m(\kappa) \tag{П1.9}$$

в случаях p- и s-поляризации соответственно. Заметим, что функции $g^0_{\alpha\beta}(1,1')$ из (П1.2)–(П1.5) имеют вид:

$$g^0_{\alpha\beta}(z,z')=g^{\rm hom}_{\alpha\beta}(z-z')+\Delta g_{\alpha\beta}(z,z'). \tag{П1.10}$$

Здесь $g^{\rm hom}_{\alpha\beta}(z-z')$ — частное решение неоднородного уравнения (3) для однородной среды с проницаемостью ε_1, а $\Delta g_{\alpha\beta}(z,z')$ — общее решение однородного уравнения (3) в этой среде, удовлетворяющее максвелловским граничным условиям по z.

Приложение 2. Получим уравнение (33) для вычисления поляризуемости приповерхностного зонда. Используя метод функций Грина, выразим поле, индуцированное в однородной среде при возмущении поляризации $\mathbf{P}=\hat\alpha\cdot\mathbf{E}^{\rm tot}$, в следующих эквивалентных формах [23]:

$$\mathbf{E}^{\rm tot}-\mathbf{E}^{\rm ext}=\hat G^{\rm hom}\hat X\mathbf{E}^{\rm ext}=\hat G^{\rm hom}\hat\alpha\mathbf{E}^{\rm tot}. \tag{П2.1}$$

Внешнее поле $\mathbf{E}^{\rm ext}$ и функция Грина $\hat G^{\rm hom}$ определены для однородной среды с проницаемостью ε_1, а полное поле $\mathbf{E}^{\rm tot}$ учитывает возмущение $\mathbf{P}=\hat\alpha\cdot\mathbf{E}^{\rm tot}$ самосогласованным образом. Для слоя с проницаемостью ε_1 в многослойной среде аналогичные уравнения при наличии возмущения $\hat\beta\cdot\mathbf{E}^{\rm I}$ имеют вид

$$\mathbf{E}^{\rm I}-\mathbf{E}^0=\hat G^0\,\hat\chi\,\mathbf{E}^0=\hat G^0\,\hat\beta\,\mathbf{E}^{\rm I}, \tag{П2.2}$$

где первое равенство соответствует формуле (8).

Из уравнения (П2.1) для оператора, обратного оператору $\hat\alpha$, находим

$$\hat\alpha^{-1}=\hat X^{-1}+\hat G^{\rm hom}, \tag{П2.3}$$

а из (П2.2) получаем

$$\hat\beta^{-1}=\hat\chi^{-1}+\hat G^0. \tag{П2.4}$$

Отклик на квазиоднородное полное поле, выражаемый тензором $\hat\alpha$ в формуле (П2.1) и $\hat\beta$ в (П2.2), считаем одинаковым, т. е. $\hat\alpha=\hat\beta$, или $\hat\alpha^{-1}=\hat\beta^{-1}$. Приравнивая (П2.3) и (П2.4) и умножая результат на $\hat X$ слева и на $\hat\chi$ справа, получаем уравнение

$$\hat\chi=\hat X+\hat X(\hat G^0-\hat G^{\rm hom})\hat\chi, \tag{П2.5}$$

из которого следует (33). Функция $\hat G^0=\hat G^{\rm hom}+\Delta\hat G$ получается в результате подстановки (П1.10) в (6).

Список литературы

[1] P.J. Moyer, M.A. Paesler. Near-Field Optics: Theory, Instrumentation and Applications. Wiley (1996); C. Girard, A. Dereux, Rep. Prog. Phys. **59**, 657 (1996).

[2] W.L. Barnes, A. Dereux, T.W. Ebbesen. Nature **424**, 824 (2003).

[3] L. Novotny, S.J. Stranick. Annu. Rev. Phys. Chem. **57**, 303 (2006).
[4] V.I. Safarov, V.A. Kosobukin, C. Hermann, G. Lampel, J. Peretti, C. Marliere. Ultramicroscopy **57**, 270 (1995).
[5] T.J. Silva, S. Schultz, D. Weller. Appl. Phys. Lett. **65**, 658 (1994); T.J. Silva, S. Schultz. Rev. Sci. Instrum. **67**, 715 (1996).
[6] V.I. Safarov, V.A. Kosobukin, C. Hermann, G. Lampel, J. Peretti, C. Marliere. Phys. Rev. Lett. **73**, 3584 (1994).
[7] В.А. Кособукин. ЖТФ **68**, 86 (1998); P. Johansson, S.P. Apell, D.R. Penn. Phys. Rev. B **64**, 054 411 (2001); J. Walford, J.-A. Porto, R. Carminati, J.-J. Greffet. JOSA A **19**, 572 (2002).
[8] V.A. Kosobukin. Proc. SPIE **2535**, 9 (1995); ФТТ **39**, 560 (1997); Surf. Sci. **406**, 32 (1998).
[9] M. Abe, T. Suwa. Phys. Rev. B **70**, 235 103 (2004); S. Tomita, T. Kato, S. Tsunashima, S. Iwata, M. Fujii, S. Hayashi. Phys. Rev. Lett. **96**, 167 402 (2006); ibid. **99**, 039 901 (2007).
[10] V.A. Kosobukin. J. Magn. Magn. Mater. **153**, 397 (1996).
[11] A. Madrazo, M. Nieto-Vesperinas. JOSA A **14**, 2768 (1997).
[12] В.А. Кособукин. ФТТ **51**, 377 (2009).
[13] В.А. Кособукин. Письма в ЖТФ **37**, 86 (2011); Proc. SPIE **7996**, 799 60F (2011).
[14] A.A. Maradudin, D.L. Mills. Phys. Rev. B **11**, 1392 (1975); В.А. Кособукин. Метод функций Грина в теории ближнеполевой оптики и сканирующей магнитооптической микроскопии. Препринт № 1724, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, СПб. (1999). 64 с.
[15] Ф.М. Морс, Г. Фешбах. Методы теоретической физики, т. 1. ИИЛ, М. (1958). 930 с.
[16] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М. (1982). 620 с.
[17] Г. Ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. ИИЛ, М. (1961). 536 с.
[18] C.A. Pfeiffer, E.N. Economou, K.L. Ngai. Phys. Rev. B **10**, 3038 (1974); G.C. Aers, A.D. Boardman, P.B. Paranjape. J. Phys. F: Metal Phys. **10**, 53 (1980); В.А. Кособукин. ФТТ **22**, 1017 (1980).
[19] C. Hermann, V.A. Kosobukin, G. Lampel, V.I. Safarov, J. Peretti, C. Bertrand. Phys. Rev. B **64**, 235 422 (2001).
[20] R. Allenspach, M. Stampanoni, A. Bischof. Phys. Rev. Lett. **65**, 3344 (1990).
[21] P.B. Johnson, R.W. Christy. Phys. Rev. B **6**, 4370 (1972).
[22] Г.С. Кринчик, В.А. Артемьев. ЖЭТФ **53**, 1901 (1967); M.B. Stearns. Landolt–Börnstain–Group III Condensed Matter Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, V. 19a, 113 (1986).
[23] E.N. Economou. Green's Functions in Quantum Physics. 2nd ed., Springer (1983). 314 p.