

Магнитооптический эффект Керра в ближнем поле нанопроволоки, обладающей поверхностными плазмонами

© В.А. Кособукин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Россия

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

(Поступила в Редакцию 12 мая 2008 г.)

В рамках метода функций Грина построена теория резонансного магнитооптического эффекта Керра в рассеянии света линейным зондом, параллельным поверхности магнетика и находящимся на субволновом расстоянии от нее. Зонд моделируется металлической нанопроволокой, которая поддерживает долгоживущие поверхностные плазмоны и формирует ближнее поле комплекса „зонд + изображение“. Резонансное взаимодействие зонда с образцом учитывается в самосогласованном приближении теории многократного рассеяния, а магнитооптическое взаимодействие — в линейном приближении по намагниченности. Получено аналитическое решение задачи сканирующей ближнеполевой магнитооптической микроскопии с помощью линейного зонда в случае, когда намагниченность параллельна поверхности магнетика и плоскости падения света (продольный магнитооптический эффект Керра). Обсуждаются поляризационные, спектральные и угловые характеристики рассеяния света, модулированного намагниченностью. Показано, что при резонансном возбуждении поверхностных плазмонов в нанопроволоке магнитооптическая модуляция интенсивности рассеяния существенно усиливается.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-02-00703).

PACS: 78.20.Ls, 78.68.+m, 68.37.Uv

1. Введение

Наночастицы благородных металлов обладают в видимой области спектра долгоживущими поверхностными плазменными резонансами, возбуждение которых приводит к локальному увеличению плотности электромагнитной энергии. В таком действующем поле значительно возрастает интенсивность оптических [1] и магнитооптических [2–4] процессов. Усиление магнитооптического отклика поверхностными плазмонами имеет особое значение при исследовании малых объемов магнитного вещества, особенно в ближнеполевой магнитооптической наноскопии [5–7]. В последнее время большой интерес вызывают магнитооптические эффекты в наноконструкциях с включениями благородных металлов [8,9]. К этим системам в основном применимы сформулированные в работах [10–12] представления ближнеполевой магнитооптики через поле поверхностного плазмона малой металлической частицы. Теоретические работы [10–12] были ориентированы на эксперименты, в которых магнитооптический отклик измерялся с помощью такого квазитоочечного источника ближнего поля, как сферическая частица [5,6] или конец волоконно-оптического зонда [7]. В частности, было показано, что в поле поверхностного плазмона усиливается как магнитооптическая модуляция интенсивности рассеянного света, так и его эллипсометрические параметры (эллиптичность и вращение) [4,11]. Для линейных зондов аналогичная задача ближнеполевой магнитооптики не ставилась, хотя она представляется весьма актуальной.

Цель настоящей работы — построение теории ближнеполевой магнитооптики и сканирующей микроскопии

неоднородно намагниченной приповерхностной области образца с помощью линейного зонда. Процессы многократного рассеяния рассматриваются в рамках метода электродинамических функций Грина. Как в работах [4,10–12], предполагается, что зонд служит рассеивателем, а сигнал от него, несущий информацию о ближнеполевом отклике, измеряется в дальней зоне. Применительно к ближнеполевой магнитооптической микроскопии учитывается изменение относительного расстояния между зондом и неоднородностью намагниченности вдоль поверхности. В результате показано, что линейный зонд, обладающий поверхностными плазмонами, обеспечивает существенное усиление магнитооптического отклика.

Содержание работы заключается в следующем. В разделе 2 дана постановка задачи магнитооптического рассеяния. В разделе 3 сформулированы модели линейного зонда и неоднородной намагниченности, для которых в разделе 4 получено аналитическое решение задачи, а в разделе 5 вычислены наблюдаемые магнитооптические величины. Результаты численного анализа ближнеполевого магнитооптического эффекта, усиленного поверхностными плазмонами, обсуждаются в разделе 6.

2. Постановка задачи и общие соотношения

Рассмотрим показанную на рис. 1 модель, которая обобщает идею ближнеполевой магнитооптической микроскопии отражения [4,5,12] на случай линейного зонда. В общем случае для осуществления ближнеполевой

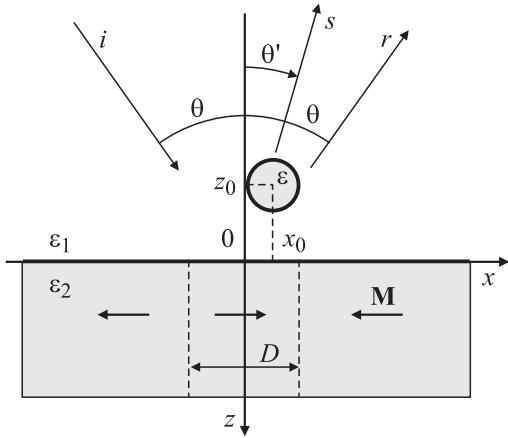


Рис. 1. Геометрия задачи, i , r , s — падающая, отраженная и рассеянная волны.

микроскопии зонд должен иметь субволновые размеры по меньшей мере по двум направлениям: по нормали к поверхности образца и параллельно ей в направлении сканирования. Этому условию удовлетворяет линейный зонд, который мы моделируем далее цилиндрической нанопроволокой субволнового радиуса a ($k_0 a \ll 1$, где $k_0 = \omega/c$, $2\pi/k_0$ — длина световой волны в вакууме на частоте ω). Ось цилиндра, обладающего диэлектрической проницаемостью ε , параллельна границе раздела полубесконечных диэлектрической и магнитной сред, имеющих в отсутствие намагниченности проницаемости ε_1 и ε_2 (рис. 1). Плоскость падения света xz перпендикулярна оси цилиндра y , которая имеет в этой плоскости координаты x_0 и z_0 , причем $|z_0| \ll 1/k_0$ (условие ближнеполевого зондирования). Из среды 1 под углом θ на поверхность образца падает монохроматическая волна

$$\mathbf{E}_\lambda^{\text{inc}}(\boldsymbol{\rho}, \omega) = \mathbf{e}_\lambda \bar{E}_\lambda^{\text{inc}}(\omega) e^{i\mathbf{K} \cdot \boldsymbol{\rho}}, \quad (1)$$

где $\mathbf{K} = \hat{\mathbf{x}}Q + \hat{\mathbf{z}}q \cos \theta$, $Q = q \sin \theta$, $q = \sqrt{\varepsilon_1} k_0$. Орты линейной поляризации p или s , обозначаемой индексом λ , равны $\mathbf{e}_p = \hat{\mathbf{x}} \cos \theta - \hat{\mathbf{z}} \sin \theta$ или $\mathbf{e}_s = \hat{\mathbf{y}}$ соответственно. При упругом рассеянии световой волны бесконечным линейным зондом компонента волнового вектора вдоль зонда сохраняется, а плоскости падения и рассеяния света совпадают. Для волн, возбуждаемых полем (1), проекция волнового вектора на ось цилиндра равна нулю, и волны являются функциями радиус-вектора $\boldsymbol{\rho} = (x, z)$.

Считаем, что намагниченность $\mathbf{M} \parallel \hat{\mathbf{x}}$ лежит в плоскости падения света и параллельна поверхности образца $z = 0$. При отражении света ($i \rightarrow r$ на рис. 1) в отсутствие цилиндра такая ориентация намагниченности соответствует продольному магнитооптическому эффекту Керра; этот термин мы сохраняем и в случае рассеяния ($i \rightarrow s$ на рис. 1). В задаче ближнеполевой магнитооптической микроскопии считается, что координата зонда x_0 может меняться вдоль намагниченной поверхности.

Задачу магнитооптического рассеяния решаем методом тензорных функций Грина на основе следующих уравнений электродинамики:

$$\begin{aligned} [\text{rot rot} - \varepsilon^0(z) k_0^2 \hat{I}] \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{E}^0(\boldsymbol{\rho}) \\ \hat{G}^0(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}') \\ \mathbf{E}(\boldsymbol{\rho}) \end{bmatrix} \\ = \begin{bmatrix} 0 \\ \hat{I} \delta(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}') \\ 4\pi k_0^2 [\mathbf{P}^I(\boldsymbol{\rho}) + \mathbf{P}^{II}(\boldsymbol{\rho})] \end{bmatrix}. \quad (2) \end{aligned}$$

Здесь умножение векторов и тензоров предполагает суммирование по общим декартовым индексам, элементы единичной матрицы \hat{I} равны $\delta_{\alpha\beta} = 1$ при $\alpha = \beta$ и $\delta_{\alpha\beta} = 0$ при $\alpha \neq \beta$. Нулевое приближение задачи (2) соответствует невозмущенной модели с диэлектрической функцией $\varepsilon^0(z)$, относящейся к последовательности однородных изотропных слоев в отсутствие цилиндра и намагниченности. В этом приближении первые два уравнения из (2) дают компоненты электрического поля $\mathbf{E}^0(\boldsymbol{\rho})$ и тензорной функции Грина $\hat{G}^0(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}') = \hat{G}^0(z, z'; x - x')$ вида

$$E_\alpha^0(\boldsymbol{\rho}) = E_\alpha^0(z, Q) e^{iQx}, \quad (3)$$

$$G_{\alpha\beta}^0(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}') = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dQ}{2\pi} e^{iQ(x-x')} g_{\alpha\beta}^0(z, z'; Q). \quad (4)$$

Фурье-амплитуды, входящие в (3) и (4), вычислялись для моделей диэлектрической функции $\varepsilon^0(z)$, включающих два [13], три [14] или четыре [15] однородных плоских слоя. Полное поле \mathbf{E} определяется третьим из уравнений (2) с поляризациями \mathbf{P}^I и \mathbf{P}^{II} , которые обусловлены наличием цилиндра и намагниченности образца соответственно. Диэлектрическая поляризация $\mathbf{P}^I + \mathbf{P}^{II}$, в которой $|\mathbf{P}^{II}| \ll |\mathbf{P}^I|$, считается возмущением. Последовательный учет вкладов \mathbf{P}^I и \mathbf{P}^{II} , как в [4,11], дает общее решение уравнений (2) для среды, трансляционно-симметричной по одной координате.

Предположим, что в однородной среде с диэлектрической проницаемостью ε_1 диагональный тензор поляризуемости тонкого цилиндра имеет компоненты $X^\alpha(\omega)$, являющиеся откликом на внешнее поле [16]. Для цилиндра, помещенного в слоистую среду компоненты $\delta_{\alpha\beta} \chi^{(\alpha)}(\omega)$, его тензора поляризуемости $\hat{\chi}$ определяются из самосогласованных уравнений [4,11]

$$\chi^{(\alpha)}(\omega) = X^{(\alpha)}(\omega) \left[1 + 4\pi k_0^2 \Delta G_{\alpha\alpha}^0(\boldsymbol{\rho}_0, \boldsymbol{\rho}_0) \chi^{(\alpha)}(\omega) \right]. \quad (5)$$

Здесь $\Delta \hat{G}^0$ — разность функций Грина многослойной среды с диэлектрической функцией $\varepsilon^0(z)$ и той из составляющих ее однородных сред, в которой находится радиус-вектор $\boldsymbol{\rho}_0 = (x_0, z_0)$ оси цилиндра. Следуя [11] и учитывая (5), получаем соотношение

$$P_\alpha^I(\boldsymbol{\rho}) = \chi^{(\alpha)}(\omega) \delta(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_0) E_\alpha^0(\boldsymbol{\rho}_0), \quad (6)$$

которое выражает отклик цилиндра на поле $\mathbf{E}^0(\boldsymbol{\rho})$. Дельта-функция в (6) предполагает, что радиус цилиндра

мал по сравнению с длиной волны света $\sim 1/k_0$, которая служит масштабом изменения невозмущенного поля \mathbf{E}^0 вблизи поверхности. Влияние на плазмоны цилиндра процессов многократного электромагнитного рассеяния между цилиндром и границами раздела сред учитывается с помощью (5) во всех порядках теории возмущений по χ .

Магнитооптическое возмущение поляризации в линейном приближении по неоднородной намагниченности $\mathbf{M}(\boldsymbol{\rho})$ выразим в виде [17]

$$4\pi P_{\alpha}^{\text{II}}(\boldsymbol{\rho}) = \sum_{\beta} \Delta \varepsilon_{\alpha\beta}^{\text{II}}(\boldsymbol{\rho}) E_{\beta}(\boldsymbol{\rho}) \\ = ig \sum_{\beta} \left[\sum_{\gamma} e_{\alpha\beta\gamma} M_{\gamma}(\boldsymbol{\rho}) \right] E_{\beta}(\boldsymbol{\rho}), \quad (7)$$

где g — постоянная, $e_{\alpha\beta\gamma}$ — компоненты единичного антисимметричного псевдотензора. В случае $\mathbf{M} = M\hat{\mathbf{x}}$, который рассматривается далее, для компонент неоднородной диэлектрической проницаемости в (7) получаем

$$\Delta \varepsilon_{\alpha\beta}^{\text{II}}(\boldsymbol{\rho}) = i\varepsilon_B (\delta_{\alpha y} \delta_{\beta z} - \delta_{\alpha z} \delta_{\beta y}) f_{\parallel}(x) f_{\perp}(z). \quad (8)$$

Здесь $\varepsilon_B = gM$, а функции $f_{\parallel}(x)$ и $f_{\perp}(z)$ выражают распределение намагниченности $M(\boldsymbol{\rho})$ вдоль и перпендикулярно поверхности образца.

При учете поляризации цилиндра (6), но в отсутствие намагниченности ($\mathbf{P}^{\text{II}} = 0$) для поля и функции Грина по аналогии с [11] получаем соотношения

$$\mathbf{E}^{\text{I}}(\boldsymbol{\rho}) = \mathbf{E}^0(\boldsymbol{\rho}) + 4\pi k_0^2 \hat{G}^0(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_0) \cdot \hat{\chi} \cdot \mathbf{E}^0(\boldsymbol{\rho}_0), \quad (9)$$

$$\hat{G}^{\text{I}}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}') = \hat{G}^0(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}') + 4\pi k_0^2 \hat{G}^0(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_0) \cdot \hat{\chi} \cdot \hat{G}^0(\boldsymbol{\rho}_0, \boldsymbol{\rho}'). \quad (10)$$

Считая магнитоиндуцированное возмущение (7)–(8) нерезонансным, при вычислении полного электрического поля \mathbf{E} из (2) ограничимся первым порядком теории возмущений по (8). В терминах (9) и (10) с учетом $|\mathbf{E} - \mathbf{E}^{\text{I}}| \ll |\mathbf{E}^{\text{I}}|$ это поле выражается формулой

$$\mathbf{E}(\boldsymbol{\rho}) \cong \mathbf{E}^{\text{I}}(\boldsymbol{\rho}) + k_0^2 \int d\boldsymbol{\rho}_1 \hat{G}^{\text{I}}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_1) \cdot \Delta \hat{\varepsilon}^{\text{II}}(\boldsymbol{\rho}_1) \cdot \mathbf{E}^{\text{I}}(\boldsymbol{\rho}_1). \quad (11)$$

Формулы (9)–(11) описывают магнитооптику многослойной среды, содержащей тонкий цилиндр, параллельный границам раздела.

Подстановка выражений (9) и (10) в (11) дает разложение $\mathbf{E} - \mathbf{E}^0$, в общем случае включающее пять членов [4,11]. Один из них соответствует рассеянию падающей волны (1) на цилиндре ($\theta \rightarrow \theta'$ на рис. 1) с преобразованием поляризации $p \rightarrow p$ или $s \rightarrow s$. Четыре других вклада, линейно зависящие от $\Delta \hat{\varepsilon}^{\text{II}}$, обеспечивают при $\mathbf{M} \parallel \hat{\mathbf{x}}$ преобразование поляризации $p \rightarrow s$ или $s \rightarrow p$. Для падающей волны (1) только рассеяние $p \rightarrow p$ на цилиндре имеет резонансный характер в видимой области: оно связано с возбуждением поверхностных

Рис. 2. Схематическое изображение рассматриваемых оптических процессов. Петля соответствует многократному электромагнитному рассеянию $p \rightarrow p$ между цилиндром и поверхностью образца, крестик — рассеянию $p \rightarrow s$ в магнитной среде.

плазмонов, поляризованных перпендикулярно оси цилиндра. Рассеяние $s \rightarrow s$ на цилиндре, которое нерезонансно и имеет дополнительную малость по параметру $(k_0 a)^2 \ll 1$, исключаем из рассмотрения. Таким образом, поле (11), возбуждаемое падающей p -поляризованной волной (1) имеет вид

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

В правой части (12) $\mathbf{E}^{(0)}$ — зеркально отраженная волна в отсутствие возмущения. Вклады трех других процессов, зависящих от возмущений (6) и (7), имеют вид

$$\mathbf{E}^{(1)}(\boldsymbol{\rho}) = k_0^2 \int d\boldsymbol{\rho}_1 \hat{G}^0(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_1) \cdot \Delta \hat{\varepsilon}^{\text{II}}(\boldsymbol{\rho}_1) \cdot \mathbf{E}^0(\boldsymbol{\rho}_1), \quad (13)$$

$$\mathbf{E}^{(2)}(\boldsymbol{\rho}) = 4\pi k_0^2 \cdot \hat{G}^0(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_0) \cdot \hat{\chi} \cdot \mathbf{E}^0(\boldsymbol{\rho}_0), \quad (14)$$

$$\mathbf{E}^{(3)}(\boldsymbol{\rho}) = 4\pi k_0^4 \left[\int d\boldsymbol{\rho}_1 \hat{G}^0(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_1) \cdot \Delta \hat{\varepsilon}^{\text{II}}(\boldsymbol{\rho}_1) \right. \\ \left. \times \hat{G}^0(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_0) \right] \cdot \hat{\chi} \cdot \mathbf{E}^0(\boldsymbol{\rho}_0). \quad (15)$$

Они схематично представлены диаграммами 1–3 на рис. 2. Выражение (13) и диаграмма 1 относится к обычному (без зонда) магнитооптическому эффекту Керра в зеркальном отражении света от плоской поверхности ферромагнетика с преобразованием поляризации $p \rightarrow s$. Выражение (14) и диаграмма 2 отвечают резонансному упругому рассеянию света $p \rightarrow p$ комплексом „цилиндр + изображение“ в отсутствие намагниченности. Выражение (15) и диаграмма 3 соответствуют последовательности двух оптических процессов, представленных диаграммами 2 и 1. Процесс с $n = 3$ представляет интерес для ближнеполевой микроскопии, так как выражение (15) предполагает, что при магнитоиндуцированном рассеянии компонента волнового вектора вдоль поверхности образца может измениться на величину, значительно превышающую k_0 .

3. Модели приповерхностного зонда и намагниченности

Для решения задачи (2) в модели, представленной на рис. 1, конкретизируем материальные уравнения (6)–(8). В операторе уравнения (2) принимаем, что $\varepsilon^0(z) = \varepsilon_1 \vartheta(-z) + \varepsilon_2 \vartheta(z)$, где $\text{Im } \varepsilon_1 = 0$ (прозрачная

среда) и $\vartheta(z)$ — единичная ступенчатая функция, равная нулю при $z < 0$ и единице при $z > 0$.

3.1. Поляризуемость цилиндра. В уравнение (5) входят компоненты $\delta_{\alpha\beta}X^{(\alpha)}(\omega)$ тензора поляризуемости бесконечного кругового цилиндра, находящегося в однородной среде с диэлектрической проницаемостью ε_1 . Рассматриваемое рассеяние $p \rightarrow p$ связано с резонансными поперечными компонентами поляризуемости $X^{(x)} = X^{(z)} = X^0$ с $\alpha, \beta = x, z$. В квазистатическом приближении ($a \ll 1/k_0$, где a — радиус цилиндра)

$$X^0(\omega) = \frac{a^2}{2} \frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{\varepsilon + \varepsilon_1}. \quad (16)$$

Если цилиндр находится на расстоянии $|z_0|$ от границы раздела сред $\varepsilon_1/\varepsilon_2$ (рис. 1), то решение уравнения (5) дает компоненты

$$\chi^{(\alpha)} = \frac{X^0}{1 - X^0\sigma^{(\alpha)}} \quad (17)$$

тензора поляризуемости комплекса „цилиндр + изображение“. При учете электромагнитного запаздывания

$$\sigma^{(\alpha)}(|z_0|) = \frac{2i}{\varepsilon_1} \int_0^\infty dk r_p(\kappa) \sqrt{\varepsilon_1 k_0^2 - \kappa^2} \times e^{2i\sqrt{\varepsilon_1 k_0^2 - \kappa^2}|z_0|} \left(\delta_{\alpha x} + \frac{\kappa^2}{\varepsilon_1 k_0^2 - \kappa^2} \delta_{\alpha z} \right). \quad (18)$$

Здесь коэффициент отражения p -поляризованного света от границы раздела $z = 0$

$$r_p(\kappa) = \frac{\varepsilon_1 k_2(\kappa) - \varepsilon_2 k_1(\kappa)}{\varepsilon_1 k_2(\kappa) + \varepsilon_2 k_1(\kappa)} \quad (19)$$

выражен через величины

$$k_m(\kappa) = \sqrt{\varepsilon_m k_0^2 - \kappa^2}. \quad (20)$$

В пренебрежении запаздыванием (при $k_0|z_0| \ll 1$) выражение (18) принимает вид

$$\sigma^{(\alpha)}(|z_0|) = \frac{1}{2|z_0|^2} \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_1(\varepsilon_2 + \varepsilon_1)} (\delta_{\alpha x} - \delta_{\alpha z}). \quad (21)$$

При вычислении (21) учтен основной вклад, который вносит область интегрирования с $\kappa \sim |z_0|^{-1} \gg k_0$, при этом $k_m(\kappa) \approx i\kappa$ согласно (20).

3.2. Неоднородный магнитооптический отклик. Поля (13) и (15), зависящие от пространственно неоднородного распределения $\Delta\varepsilon_{\alpha\beta}^{\Pi}(\rho)$, выражаются через интеграл Фурье

$$I_{\parallel}(Q' - \kappa) = \int_{-\infty}^{\infty} dx f_{\parallel}(x) e^{-i(Q' - \kappa)x}. \quad (22)$$

Для конкретности рассмотрим неоднородную намагниченность в виде домена, имеющего размер D в плоскости поверхности (вдоль оси x на рис. 1). В домене

$|x| < D/2$ намагниченность равна $\mathbf{M} = M\hat{\mathbf{x}}$ ($\varepsilon_B > 0$), а вне домена ($|x| > D/2$) $\mathbf{M} = -M\hat{\mathbf{x}}$ ($\varepsilon_B < 0$), т.е.

$$f_{\parallel}(x) = 2 \left[\vartheta \left(x + \frac{D}{2} \right) - \vartheta \left(x - \frac{D}{2} \right) \right] - 1 \quad (23)$$

в выражении (8). При этом интеграл (22) равен

$$I_{\parallel}(Q' - \kappa) = \frac{4}{Q' - \kappa} \sin \frac{(Q' - \kappa)D}{2} - 2\pi\delta(Q' - \kappa). \quad (24)$$

В случае намагниченности, однородной вдоль поверхности, в (24) принимаем $D \rightarrow \infty$, что дает $I_{\parallel}(Q' - \kappa) = 2\pi\delta(Q' - \kappa)$. Для ближнеполевой магнитооптической микроскопии представляет интерес модель малого домена ($k_0D \ll 1$), к которому относится первое слагаемое из (24).

Интеграл

$$I_{\perp}(Q', \kappa) = \int_0^{\infty} dz f_{\perp}(z) e^{i[k_2(Q') + k_2(\kappa)]z} \quad (25)$$

с k_2 из (20) учитывает распределение намагниченности \mathbf{M} по глубине магнетика ($z > 0$). Если это распределение однородно, т.е. $f_{\perp}(z) = \vartheta(z)$ в (8), то (25) дает

$$I_{\perp}(Q', \kappa) = \frac{i}{k_2(Q') + k_2(\kappa)}. \quad (26)$$

4. Решение задачи рассеяния

Амплитуда поля зеркально отраженной волны $\mathbf{E}_p^{(0)} = -E_p^{(0)}(\hat{\mathbf{x}} \cos \theta + \hat{\mathbf{z}} \sin \theta)$ в (12) определяется формулой

$$\frac{1}{E_p^{\text{inc}}} E_p^{(0)}(\rho) = -\frac{r_p(Q)}{\cos \theta} e^{iQx - ik_1(Q)z} \quad (27)$$

с коэффициентом отражения (19).

Вклады с $n = 1, 2, 3$ в поле (12) обусловлены рассеянными волнами ($\theta' \neq \theta$ на рис. 1). Учитывая выражения (1), (3) и (4), компоненты полей $\mathbf{E}^{(n)}$ из (13)–(15), касательные к поверхности $z = 0$, запишем в виде

$$\frac{1}{E_p^{\text{inc}}} E_{\alpha}^{(n)}(\rho) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\kappa}{q} e^{i\kappa x - ik_1(\kappa)z} F_{\alpha}^{(n)}(\kappa, Q), \quad (28)$$

где $\alpha = x, y$. При условии $k_0\rho \gg 1$, где $\rho = (x, z)$ — радиус-вектор точки наблюдения, вычисление интеграла (28) методом наискорейшего спуска [11,18] дает

$$\frac{1}{E_p^{\text{inc}}} E_{\alpha}^{(n)}(\rho) = \sqrt{2\pi} \frac{e^{iq\rho + i\pi/4}}{\sqrt{q\rho}} F_{\alpha}^{(n)}(Q', Q) \cos \theta', \quad (29)$$

где $Q' = q \sin \theta'$, $\sin \theta' = x/\rho$, $\cos \theta' = |z|/\rho$. Полярный угол θ' , который для краткости называем углом рассеяния, отсчитываем от отрицательного направления оси z

(рис. 1). Его знак совпадает со знаком проекции Q' волнового вектора

$$\mathbf{K}' = \hat{\mathbf{x}}Q' + \hat{\mathbf{z}}q \cos \theta' \quad (30)$$

на ось x . Рассматривая далее рассеяние $Q \rightarrow Q'$ в волновую зону ($k_0\rho \gg 1$), мы считаем, что $|Q'| \sim Q \lesssim q$ в выражении (29). Оно описывает цилиндрическую волну, которую можно разложить на линейно поляризованные компоненты $\mathbf{E}'_\lambda = E'_\lambda \mathbf{e}'_\lambda$ с волновыми векторами (30) и ортами поляризации $\mathbf{e}'_\lambda(\theta')$. В терминах касательных компонент поля (29) получаем $E'_p = -E'_x / \cos \theta'$, $\mathbf{e}'_p = -(\hat{\mathbf{x}} \cos \theta' + \hat{\mathbf{z}} \sin \theta')$ для p -поляризованной волны и $E'_s = E'_y$, $\mathbf{e}'_s = \hat{\mathbf{y}}$ для s -поляризованной.

Для поля (13), соответствующего обычной (без зонда) магнитооптической микроскопии неоднородностей масштаба $\sim 1/k_0$, в формуле (29) имеем

$$F_y^{(1)}(Q', Q) = -\frac{i\varepsilon_B k_0^2 t_s(Q') Q t_p(Q)}{4\pi k_2(Q)} \times \frac{\cos \theta}{\cos \theta'} I_{\parallel}(Q' - Q) I_{\perp}(Q', Q), \quad (31)$$

где $t_s = 2k_1/(k_1 + k_2)$, $t_p = 1 + r_p$, I_{\parallel} и I_{\perp} — интегралы (22) и (25).

Для поля (14) в выражении вида (29) получаем

$$F_x^{(2)}(Q', Q; \rho_0) = A = k_0^2 e^{-i(Q' - Q)x_0} \times \left[g_p^+(z_0, Q') \chi^{(x)} g_p^+(z_0, Q) \cos \theta' \cos \theta - g_p^-(z_0, Q') \chi^{(z)} g_p^-(z_0, Q) \sin \theta' \sin \theta \right], \quad (32)$$

$$g_p^{\pm}(z, Q) = e^{ik_1(Q)z} \pm r_p(Q) e^{-ik_1(Q)z}.$$

Амплитуда (32) определяет эффективность рассеяния света p , $\mathbf{K} \rightarrow p$, \mathbf{K}' на комплексе „цилиндр + изображение“ в отсутствие намагниченности.

Амплитуда волны, рассеянной в канале p , $\mathbf{K} \rightarrow s$, \mathbf{K}' , при $\mathbf{M} \parallel \hat{\mathbf{x}}$ имеет вид

$$F_y^{(3)}(Q', Q; \rho_0) = \frac{B}{\cos \theta'} = \frac{\varepsilon_B k_0^2}{2\varepsilon_1 \cos \theta'} t_s(Q') \times \left[J_x(Q'; \rho_0) \chi^{(x)} g_p^+(z_0, Q) \cos \theta - J_z(Q'; \rho_0) \chi^{(z)} g_p^-(z_0, Q) \sin \theta \right] e^{iQx_0}. \quad (33)$$

Здесь

$$J_\alpha(Q', \rho_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\kappa}{2\pi} e^{-i\kappa x_0 - ik_1(\kappa)z_0} \frac{\kappa t_p(\kappa)}{k_2(\kappa)} \times I_{\parallel}(Q' - \kappa) I_{\perp}(Q', \kappa) [\delta_{\alpha x} k_1(\kappa) - \delta_{\alpha z} \kappa]. \quad (34)$$

В случае однородной намагниченности, т.е. при $D \rightarrow \infty$ в [24], интегралы (34) переходят в

$$J_\alpha^0(Q', \rho_0) = \frac{iQ' t_p(Q')}{2k_2^2(Q')} \times [\delta_{\alpha x} k_1(Q') - \delta_{\alpha z} Q'] e^{-iQ' x_0 + ik_1(Q')|z_0|}. \quad (35)$$

5. Наблюдаемые величины

Рассеяние света может быть связано с нанопроволокой и магнитным доменом, причем для ближнеполевой магнитооптической микроскопии необходимо, чтобы обе неоднородности имели субволновой масштаб. Наблюдаемыми магнитооптическими величинами в волновой зоне являются зависящее от поляризации сечение рассеяния и эллипсометрические параметры излучения. Вычислим эти характеристики на основе результатов раздела 4.

5.1. Магнитооптическая модуляция интенсивности. Найдем интенсивностные характеристики преобразования p -поляризованной волны (1) в волну с вектором поляризации $\mathbf{e}'_\Omega = \mathbf{e}'_p \cos \Omega + \mathbf{e}'_s \sin \Omega$, перпендикулярным волновому вектору (30). Предполагается, что вектор \mathbf{e}'_Ω лежит в плоскости анализатора, который образует угол Ω с плоскостью падения (рассеяния) света. Взяв отношение интенсивности излучения с поляризацией \mathbf{e}'_Ω при $k_0\rho \gg 1$ к падающему потоку, получаем безразмерное дифференциальное сечение рассеяния

$$W_\Omega(\mathbf{M}) = \frac{1}{La} \frac{d\sigma'_\Omega}{d\theta'} = \frac{\rho}{a} \left| \frac{E'_p \cos \Omega + E'_s \sin \Omega}{\bar{E}_p^{\text{inc}}} \right|^2, \quad (36)$$

рассчитанное на элемент угла $d\theta'$ и единицу длины цилиндра L . Удобно выразить (36) через величины A из (32) и B из (33), которые не зависят от радиуса цилиндра a . Так, при $\mathbf{M} = 0$ с учетом (29) и (32) из (36) получаем сечение рассеяния $p \rightarrow p$

$$W_\Omega(0) = \frac{2\pi}{qa} |A|^2 \cos^2 \Omega \quad (37)$$

на цилиндре, находящемся вблизи границы раздела сред. Учитывая неравенство $|E'_s| \ll |E'_p|$, где E'_s — магнитоиндуцированное поле, для модуляции $\Delta W_\Omega(\mathbf{M}) = W_\Omega(\mathbf{M}) - W_\Omega(0)$ величины (36) намагниченностью \mathbf{M} находим

$$\Delta W_\Omega(\mathbf{M}) = -\frac{2\pi}{qa} \text{Re}(AB^*) \sin 2\Omega. \quad (38)$$

Обычной магнитооптике (в отсутствие зонда) соответствует $E'_p = E_p^{(0)}$ и $E'_s = E_y^{(1)}$. Для модуляции коэффициента зеркального отражения ($\theta' = \theta$) в плоскости анализатора при учете (27) и (29), (31) с $I_{\parallel} = 2\pi\delta(Q' - Q)$ получаем

$$\Delta R_\Omega(\mathbf{M}) = \frac{1}{4} \text{Im} \left[\frac{\varepsilon_B k_0^2}{k_2^2(Q)} r_p^*(Q) t_s(Q) t_p(Q) \right] \text{tg} \theta \sin 2\Omega.$$

5.2. Эллипсометрические параметры. Введем величину

$$\xi = \frac{E'_s}{E'_p} = -\frac{B}{A} \quad (39)$$

на основе выражений (29), (32) и (33). Углы ориентации эллипса поляризации Φ и эллиптичности Θ рассеяния света выражаются формулами

$$\Phi = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\text{Re}\xi}{1 - |\xi|^2} \right),$$

$$\Theta = \frac{1}{2} \arcsin \left(\frac{2\text{Im}\xi}{1 + |\xi|^2} \right). \quad (40)$$

Результаты, представленные в разделах 4 и 5, дают аналитическое решение задачи ближнеполевой микроскопии нанометровых магнитных доменов в рассеянии, соответствующем продольному магнитооптическому эффекту Керра.

6. Численные результаты и обсуждение

Обсудим результаты численного расчета спектральных и угловых характеристик магнитооптического рассеяния с измеренными диэлектрическими функциями благородных металлов $\varepsilon(\omega)$ из [19] и переходных металлов $\varepsilon_2(\omega)$ из [20]. В качестве примера на рисунках 3 и 5 представлены спектры наблюдаемых величин, рассчитанные для случаев ближнеполевого зондирования однородно намагниченного Co с помощью нанопроволок Ag и Au, а на рис. 4 приведены угловые зависимости величин, показанных на рис. 3, а.

Для нанопроволок Ag на рис. 3, а и Au на рис. 3, б показаны измеряемые в плоскости анализатора с $\Omega = \pi/4$ спектры интенсивности $S \equiv W_{\pi/4}(0)$ при $\mathbf{M} = 0$ и ее модуляции $\Delta S \equiv \Delta W_{\pi/4}(\mathbf{M})/|\varepsilon_B|$ из (37) и (38) соответственно. Величина S относится к рассеянию $p \rightarrow p$ на цилиндре при $\mathbf{M} = 0$, а модуляция спектра ΔS связана с появлением при $\mathbf{M} \neq 0$ компоненты рассеяния $p \rightarrow s$ (при перемагничении $\mathbf{M} \rightarrow -\mathbf{M}$ величина сигнала удваивается). Из рис. 3, а, б видно, что при резонансном возбуждении плазмонов в нанопроволоках интенсивностные характеристики 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 [2,3]. В резонансных спектрах, показанных на рис. 3, а, проявляется предсказываемое выражениями (16)–(21) расщепление частоты поверхностного плазмона Ag из-за анизотропии „сил изображения“. Низкочастотная и высокочастотная компоненты расщепления соответствуют поляризации плазменных колебаний параллельно и

перпендикулярно поверхности образца. Рис. 3, б показывает, что для Au подобное расщепление не проявляется вследствие относительно большого диссипативного затухания плазмонов, которое следует из данных работы [19].

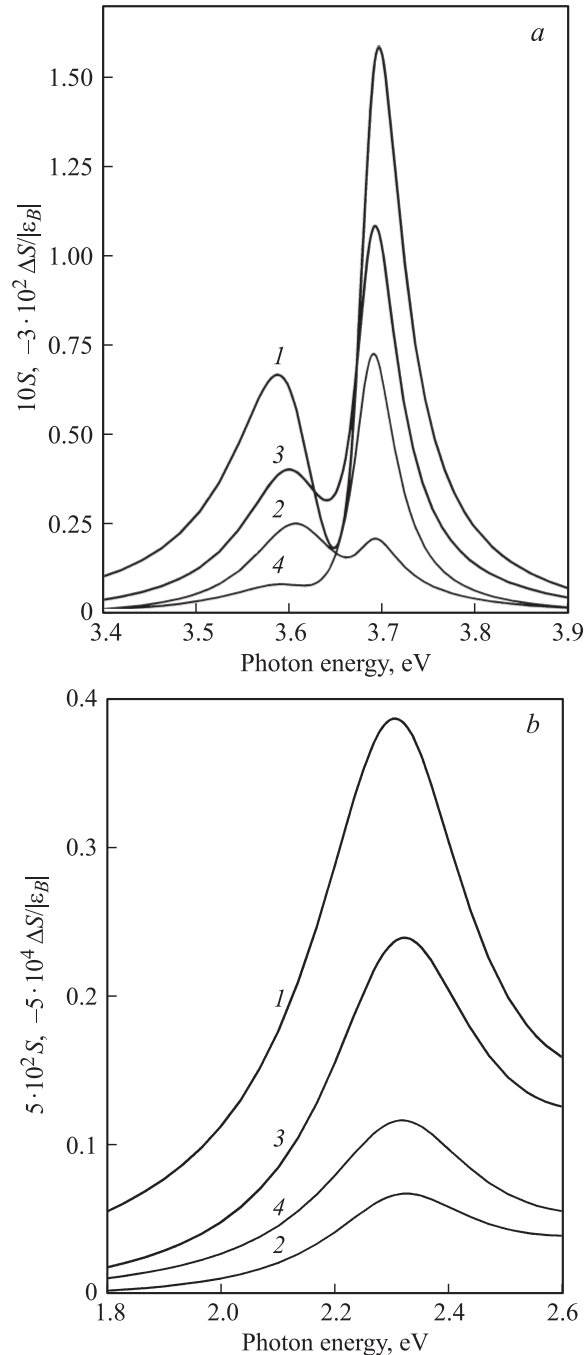


Рис. 3. Спектры интенсивности рассеяния $S = \pi|A|^2/(qa)$ при $\mathbf{M} = 0$ (1) и ее модуляции $\Delta S = -2\pi\text{Re}(AB^*)/(qa|\varepsilon_B|)$ однородной намагниченностью $\mathbf{M} = \hat{\mathbf{x}}M$ (2–4) для нанопроволок Ag (а) и Au (б). Для всех кривых $\theta = 30^\circ$; угол рассеяния равен $\theta' = 45$ (1, 3), 15 (2) и 75° (4). Вычисления по формулам (37) и (38) при $\Omega = \pi/4$ для образца Co с функцией ε_2 из [20], $\arg\varepsilon_B = 0$, функциями ε для Ag и Au из [19], $a = 5$ nm, $z_0 = -10$ nm; в случае Ag принято $\varepsilon_1 = 2$, в случае Au $\varepsilon_1 = 3$.

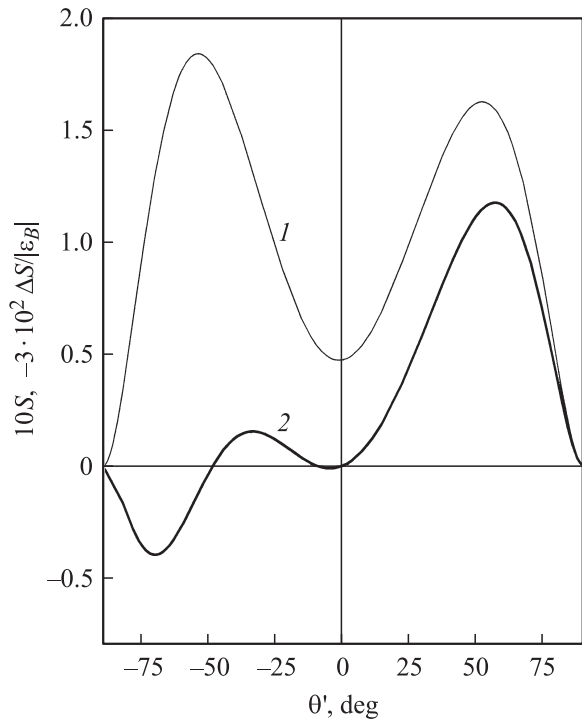


Рис. 4. Зависимость от угла рассеяния θ' интенсивности $S = \pi|A|^2/(qa)$ рассеяния при $\mathbf{M} = 0$ (1) и поправки к ней $\Delta S = -2\pi\text{Re}(AB^*)/(qa|\epsilon_B|)$ при однородной намагниченности $\mathbf{M} = \hat{\mathbf{x}}M$ (2). Вычисления при энергии $\hbar\omega = 3.7$ eV возбуждения плазмона в комплексе „цилиндр + изображение“, образованном нанопроволокой Ag и поверхностью Co; $\theta = 30^\circ$, $\Omega = \pi/4$. Остальные параметры те же, что на рис. 3.

На рис. 4 для нанопроволоки Ag показаны зависимости от угла рассеяния θ' максимальных значений спектральных величин S и ΔS , которые достигаются на частоте 3.7 eV (рис. 3, a). Основной вклад в интенсивность спектра рассеяния на этой частоте вносит плазменное колебание, поляризованное перпендикулярно поверхности образца. Как следствие, зависимость $S \sim |A|^2$ оказывается почти симметричной по углу θ' , но магнитооптическая поправка к интенсивности $\Delta S \sim \text{Re}(A \cdot B^*)$ имеет более сложную зависимость от θ' .

На рис. 5, a и b показаны спектры эллипсометрических величин (40) для света, рассеянного нанопроволоками Ag и Au, расположенными вблизи однородно намагниченного Co. В случае нанопроволоки Ag (рис. 5, a) углы ориентации (вращения) эллипса поляризации Φ и углы эллиптичности Θ демонстрируют резонансные особенности, в частности усиление, связанные с возбуждением поверхностных плазмонов. Сопоставление рис. 3, a и 5, a показывает, что положения спектральных особенностей интенсивностных (S , ΔS) и угловых (Φ , Θ) наблюдаемых величин коррелируют друг с другом, но форма и величина спектра усиления этих величин существенно различны. Причина заключается в том, что интенсивностные характеристики (37) и (38) определяются произведением резонансно возрастающих

величин $E_x^{(2)}$ и $E_y^{(3)}$, которые взаимно усиливают друг друга вблизи общего плазменного резонанса. Напротив, эллипсометрические величины (40) определяются, согласно (39), отношением $\xi \sim E_y^{(3)}/E_x^{(2)}$, в котором близкие резонансные особенности погашаются. Последним

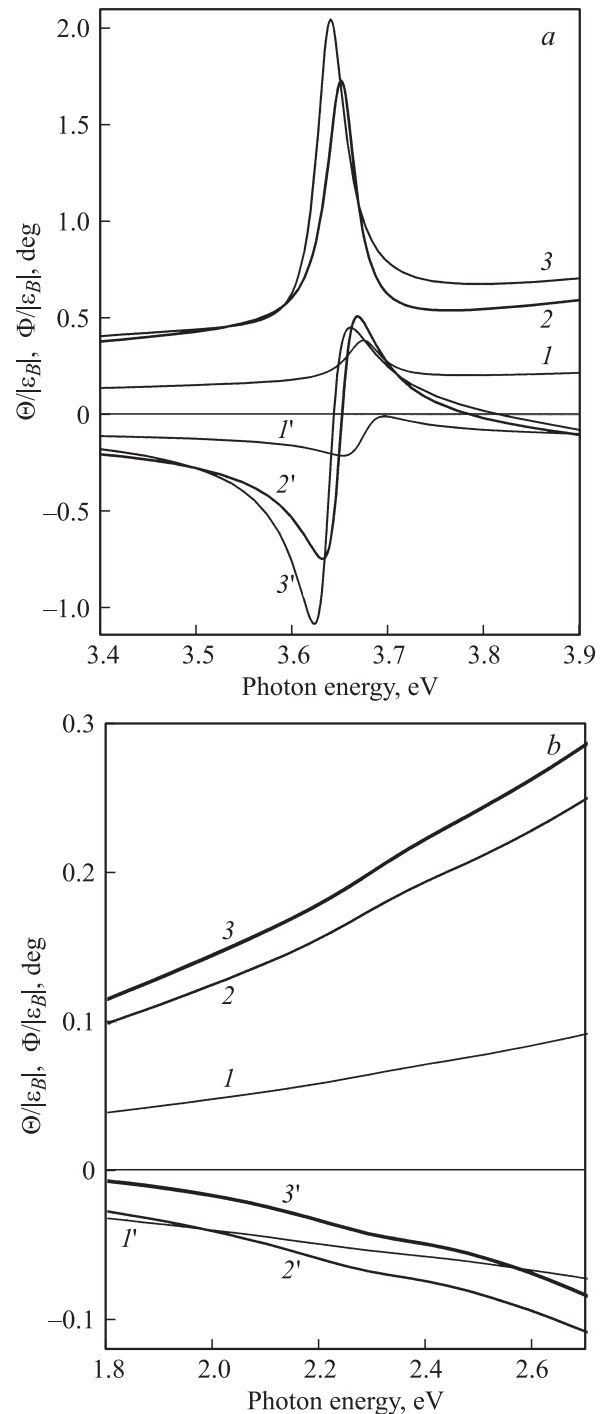


Рис. 5. Спектры углов ориентации эллипса поляризации Φ (1–3) и эллиптичности Θ (1'–3') света, рассеянного нанопроволокой Ag (a) или Au (b) вблизи поверхности Co с однородной намагниченностью $\mathbf{M} = \hat{\mathbf{x}}M$. Вычисления при $\theta = 30^\circ$ и углах рассеяния $\theta' = 15$ (1, 1'), 45 (2, 2') и 75° (3, 3'). Использованы те же параметры, что на рис. 3.

обстоятельством объясняется отсутствие на рис. 5, *a* тонкой структуры, связанной с расщеплением спектра плазмонов в Ag (рис. 3, *a*), и чрезвычайно слабое проявление на рис. 5, *b* для Au резонансной структуры (рис. 3, *b*), обусловленной плазмонами.

7. Заключение

В работе получено аналитическое решение задачи ближнеполевой магнитооптики и сканирующей микроскопии с помощью приповерхностного линейного зонда. Поляризационные и спектрально-угловые особенности магнитооптического рассеяния линейным зондом (нанопроволокой) существенно отличаются от характеристик рассеяния, исследованных ранее для квазиточечного зонда. В предположении, что нанопроволока обладает долгоживущими поверхностными плазмонами, предсказывается существенное резонансное усиление модуляции интенсивности ближнеполевого магнитооптического эффекта Керра в рассеянии света. Этот эффект является проявлением истинного усиления интенсивности магнитооптического рассеяния, которое аналогично усилению магнитооптических эффектов Керра при их возбуждении через состояния поверхностных плазмонных поляритонов. Для света, рассеянного комплексом „цилиндр + изображение“, спектры углов эллиптичности и ориентации эллипса поляризации также показывают резонансные особенности, в частности усиление, связанные с возбуждением плазмонов.

Список литературы

- [1] Surface Enhanced Raman Scattering / Eds R.K. Chang, T.E. Furtak. Plenum Press, N.Y. (1982).
- [2] V.I. Safarov, V.A. Kosobukin, C. Hermann, G. Lampel, J. Peretti, C. Marliere. Phys. Rev. Lett. **73**, 3584 (1994); V.A. Kosobukin. J. Magn. Magn. Mater. **153**, 397 (1996).
- [3] V.I. Safarov, V.A. Kosobukin, C. Hermann, G. Lampel, J. Peretti, P. Bertrand. Phys. Rev. B **64**, 235422 (2001).
- [4] V.A. Kosobukin. Proc. SPIE **3791**, 93 (1999).
- [5] T.J. Silva, S. Schultz, D. Weller. Appl. Phys. Lett. **65**, 658 (1994).
- [6] M.R. Pufall, A. Berger, S. Schultz. J. Appl. Phys. **81**, 5689 (1997).
- [7] V.I. Safarov, V.A. Kosobukin, C. Hermann, G. Lampel, J. Peretti, C. Marliere. Ultramicroscopy **57**, 270 (1995).
- [8] M. Abe, T. Suwa. Phys. Rev. B **70**, 235103 (2004).
- [9] S. Tomita, T. Kato, S. Tsunashima, S. Iwata, M. Fujii, S. Hayashi. Phys. Rev. Lett. **96**, 167402 (2006); *ibid.* **99**, 039901 (2007).
- [10] V.A. Kosobukin. In: Near-field optics / Eds M.A. Paesler, P.J. Moyer. Proc. SPIE **2535**, 9(1995); V.A. Кособукин. ФТТ **39**, 560 (1997).
- [11] V.A. Kosobukin. Surf. Sci. **406**, 32 (1998).
- [12] V.A. Кособукин. ЖТФ **68**, 86 (1998).

- [13] A.A. Maradudin, D.L. Mills. Phys. Rev. B **11**, 1392 (1975).
- [14] D.L. Mills, A.A. Maradudin. Phys. Rev. B **12**, 2943 (1975).
- [15] В.А. Кособукин. Метод функций Грина в теории ближнеполевой магнитооптики и сканирующей магнитооптической микроскопии. Препринт ФТИ № 1724. СПб (1999). 64 с.
- [16] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Наука, М. (1982). 620 с.
- [17] А.К. Звездин, В.А. Котов. Магнитооптика тонких пленок. Наука, М. (1988). 190 с.
- [18] Ф.М. Морс, Г. Фешбах. Методы теоретической физики. ИЛ, М. (1958).Т. 1. 930 с.
- [19] P.B. Johnson, R.W. Christy. Phys. Rev. B **6**, 4370 (1972).
- [20] P.B. Johnson, R.W. Christy. Phys. Rev. B **9**, 5056 (1974).