

01;05;07

К теории ближнеполевой магнитооптической микроскопии через плазменные моды нанопроволоки

© В.А. Кособукин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: Vladimir.Kosobukin@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 22 ноября 2010 г.

Представлены результаты теории ближнеполевой магнитооптической микроскопии с помощью линейного зонда, сканирующего приповерхностную область образца. Зонд моделируется цилиндрической нанопроволокой, поддерживающей поверхностные плазмоны. Исследован полярный магнитооптический эффект Керра в рассеянии света нанопроволокой и приповерхностным магнитным нанодоменом. Задача решена аналитически в самосогласованном приближении по дипольному взаимодействию нанопроволоки с поверхностью образца и линейном по намагниченности. Найдена зависимость магнитооптического отклика от относительного положения зонда и домена, оценено разрешение микроскопии.

В работе [1] применительно к схеме действующего микроскопа [2] была построена теория сканирующей ближнеполевой магнитооптической микроскопии с квазиточечным зондом. Источником зондирующего ближнего поля в [1,2] служит серебряная наночастица, а отклик детектируется в рассеянном свете как результат ближнеполевого магнитооптического эффекта Керра [3,4]. По аналогии с [1,4] недавно был теоретически рассмотрен продольный ближнеполевой магнитооптический эффект Керра в поле линейного нанозонда [5]. Решение такой задачи актуально для нанооптики новых магнитных материалов с плазмонными включениями [6] и для микроскопии [1,5,7].

В этой работе на основе модели, предложенной в [5], строится теория сканирующей ближнеполевой магнитооптической микроскопии с помощью линейного нанозонда. Результаты работы [5] обобщаются в следующих направлениях. Обсуждается полярный эффект Керра, характерный для ультратонких ферромагнитных пленок [8,9]. Рассматривает-

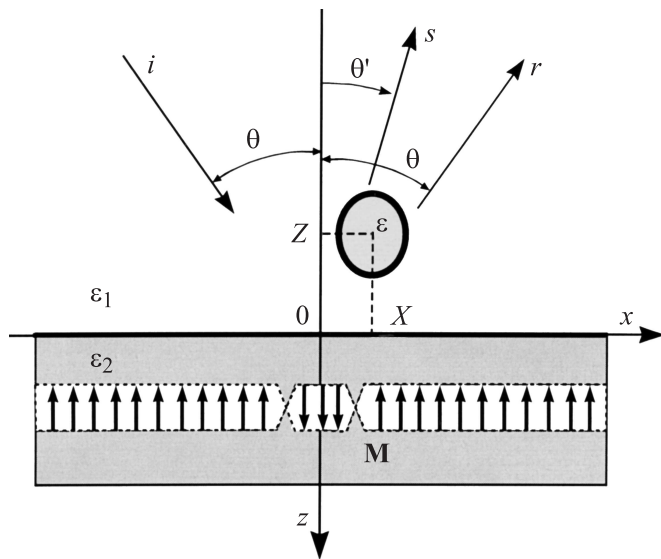


Рис. 1. Геометрия сканирующей ближнеполевой микроскопии с помощью линейного зонда (перпендикулярен плоскости рисунка). Символами i , r , s обозначены падающая, отраженная и рассеянная волны.

ся одномерное сканирование поверхности образца линейным зондом и анализируются особенности оптического „изображения“ магнитных нанодоменов, а также оценивается разрешение микроскопа. Для усиления магнитооптического отклика предполагается возможность возбуждения долгоживущих плазмонов в зонде.

Предлагаемая схема безапертурной микроскопии показана на рис. 1. Ближнее поле возбуждается внешней волной в линейном зонде с нанометровыми поперечными размерами. Последние необходимы для ближнеполевого зондирования и получения субволнового разрешения при сканировании. Зонд параллелен границе раздела сред с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 в отсутствие намагниченности. Объектом зондирования служит латеральный магнитный нанодомен в ультратонком слое, который намагничен по нормали, расположен у поверхности образца и параллелен ей.

Из среды 1 ($z < 0$ на рис. 1) на поверхность образца под углом θ падает волна

$$\mathbf{E}_p^{inc}(\boldsymbol{\rho}, \omega) = \mathbf{e}_p E_p^{inc}(Q, \omega) \exp \left[i(Qx + \sqrt{\varepsilon_1 k_0^2 - Q^2} z) \right], \quad (1)$$

где $\boldsymbol{\rho} = (x, z)$, ω — частота, $Q = q \sin \theta$, $q = \sqrt{\varepsilon_1} k_0$, $k_0 = \omega/c$ и $\mathbf{e}_p = \mathbf{e}_x \cos \theta - \mathbf{e}_z \sin \theta$ — орт линейной p -поляризации света в плоскости падения xz . Волна (1) индуцирует диэлектрическую поляризацию \mathbf{P}^I комплекса „зонд + заряды изображения“ и поляризацию \mathbf{P}^{II} приповерхностной магнитной подсистемы. Излучение, содержащее информацию о локальной поляризации $\mathbf{P}^I + \mathbf{P}^{II}$ зондируемой области, детектируется в волновой зоне. При сканировании, т. е. при изменении латерального расстояния $|X|$ между зондом и магнитным доменом (рис. 1), в рассеянном свете проявляется „контраст“ субволнового масштаба, индуцированный неоднородной намагниченностью.

Задача решается методом функций Грина теории многократного рассеяния [1,3–5]. Самосогласованная поляризация комплекса „линейный зонд + изображение“ имеет вид

$$P_\alpha^I(\boldsymbol{\rho}, \omega) = \chi^{(\alpha)}(\omega) \delta(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_0) E_\alpha^0(\boldsymbol{\rho}_0, \omega). \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{E}^0(\boldsymbol{\rho})$ — поле в отсутствие зонда и намагниченности, $\alpha = x, z$, вектор $\boldsymbol{\rho}_0 = (X, Z)$ определяет положение оси зонда y в плоскости xz . В дальнейшем зонд моделируется нанопроволокой в виде бесконечного кругового цилиндра радиусом $a \ll 1/k_0$. Для единицы длины цилиндра поперечные компоненты диагонального тензора эффективной поляризуемости равны

$$\chi^{(\alpha)} = \frac{a^2}{2} \left(\frac{\varepsilon + \varepsilon_1}{\varepsilon - \varepsilon_1} - \frac{a^2}{4|Z|^2} \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_1(\varepsilon_2 + \varepsilon_1)} \right)^{-1}, \quad (3)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость материала нанопроволоки. В формуле (3) слагаемое, зависящее от расстояния $|Z|$ между зондом и границей раздела сред $\varepsilon_1/\varepsilon_2$, учитывает эффект „сил изображения“. При $a/|Z| \ll 1$ этот эффект исчезает и (3) дает компоненты X^0 поляризуемости изолированного цилиндра. В случае металлического цилиндра функции $\chi^{(\alpha)}(\omega)$ из (3) определяют частоты плазмонов, локализованных на нем. Заметим, что в знаменателе формулы (3) для $\chi^{(z)}$ знак второго члена исправлен по сравнению с формулой (4) из работы [5]; этим в [5]

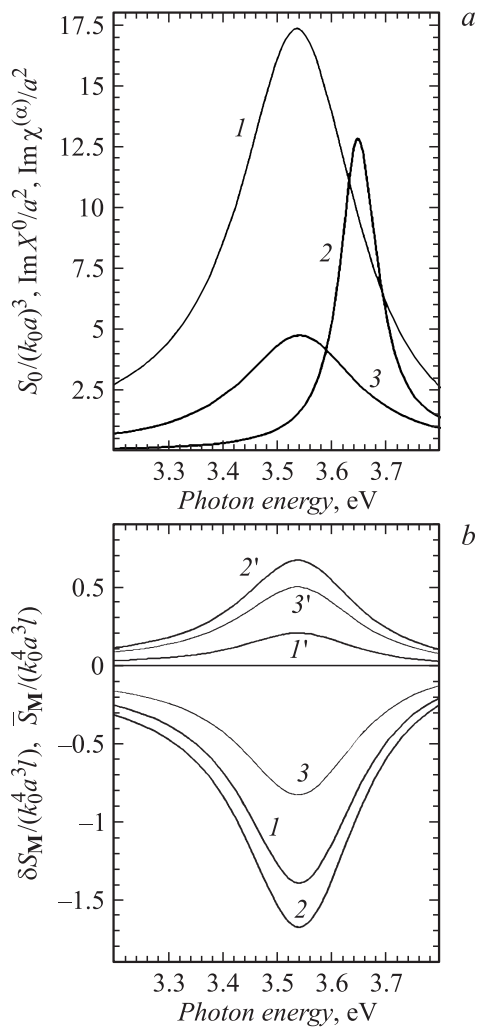


Рис. 2. Спектры: *a* — $S_0/(k_0 a)^3$ при $\theta = 0^\circ$ и $\theta' = 30^\circ$ (1), $\text{Im} X^0/a^2$ (2), $\text{Im} \chi^{(\alpha)}/a^2$ (3), где X^0 и $\chi^{(\alpha)}$ — компоненты поляризуемости цилиндра в однородной среде и у поверхности образца, *b* — $\delta S_M/(k_0^4 a^3 l)$ (1–3) и $\bar{S}_M/(k_0^4 a^3 l)$ (1'–3') при $\theta = 30^\circ$ и $\theta' = 0^\circ$ (1 и 1'), $\theta' = 30^\circ$ (2 и 2'), $\theta' = 60^\circ$ (3 и 3'). Вычислено для Ag-цилиндра в среде с $\epsilon_1 = 2$, Au-подложки и слоя Co при $\Omega = 45^\circ$, $X = 0$, $a = 4.5 \text{ nm}$, $|Z| = 5 \text{ nm}$, $w = 10 \text{ nm}$, $l = z_1 = 2 \text{ nm}$.

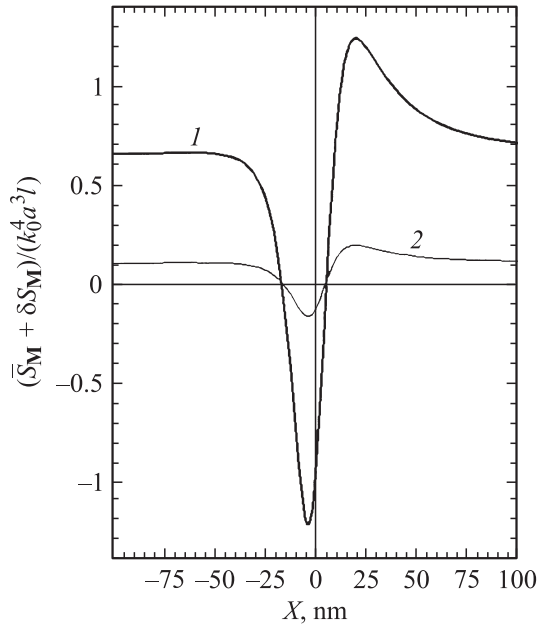


Рис. 3. Эффективность магнитооптического рассеяния $[\bar{S}_M + \delta S_M(X)]/(k_0^4 a^3 l)$ в зависимости от положения зонда X относительно домена ($x = 0$) при энергии фотонов 3.55 eV (кривая 1) и 3.8 eV (2). Вычислено при $\theta = \theta' = 30^\circ$, $w = 10$ nm и других параметрах, что и на рис. 2.

исключается дублетная структура спектров на рис. 2 и сглаживается соответствующая осцилляция на рис. 3.

С неоднородной намагниченностью $\mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}) = M f_{\parallel}(x) f_{\perp}(z) \mathbf{e}_z$, имеющей распределение $f_{\parallel}(x)$ вдоль и $f_{\perp}(z)$ поперек слоя, связана поляризация

$$P_{\alpha}^{\Pi}(\boldsymbol{\rho}) = \frac{i\varepsilon_B}{4\pi} f_{\parallel}(x) f_{\perp}(z) \sum_{\beta} (\delta_{\alpha x} \delta_{\beta y} - \delta_{\alpha y} \delta_{\beta x}) E_{\beta}(\boldsymbol{\rho}), \quad (4)$$

где $\varepsilon_B(\omega)$ — комплексный магнитооптический параметр.

При рассеянии p -поляризованной волны (1) на неоднородной поляризации (2) и (4) волновой вектор перпендикулярен оси зонда, а

плоскости падения и рассеяния света совпадают. Последовательный учет возмущений (2) и (4) дает для поля излучения [5]

$$\mathbf{E}(\boldsymbol{\rho}, \omega) - \mathbf{E}_p^{inc}(\boldsymbol{\rho}, \omega) = \sum_{n=0}^3 \mathbf{E}^{(n)}(\boldsymbol{\rho}, \omega). \quad (5)$$

Здесь поля $\mathbf{E}^{(0)}$ и $\mathbf{E}^{(1)}$ соответствуют зеркальному отражению света и магнитооптическому эффекту Керра при отсутствии зонда ($\mathbf{P}^I = 0$).

Вклады с $n \geq 2$ в (5) описывают рассеяние света с участием зонда. В волновой зоне ($\rho \gg 1/q$) они вычисляются методом стационарной фазы в виде цилиндрических волн

$$\frac{1}{E_p^{inc}} E_\alpha^{(n)}(\boldsymbol{\rho}) = \sqrt{2\pi i} \frac{e^{iq\rho}}{\sqrt{q\rho}} F_\alpha^{(n)}(Q', Q; \rho_0) \cos \theta', \quad (6)$$

где $F_\alpha^{(n)}(Q', Q; \rho_0)$ — амплитуды процессов рассеяния света с изменением латеральной составляющей вектора $Q \rightarrow Q'$, где $Q' = q \sin \theta'$, $\sin \theta' = x/\rho$, $\cos \theta' = |z|/\rho$ (рис. 1). Выражения (6) при $q\rho \gg 1$ имеют вид плоских волн $\mathbf{E}^{(2)} = \mathbf{E}'_p$ и $\mathbf{E}^{(3)} = \mathbf{E}'_s$ с ортами поляризации $\mathbf{e}'_p = -(\mathbf{e}_x \cos \theta' + \mathbf{e}_z \sin \theta')$, $\mathbf{e}'_s = \mathbf{e}_y$ и волновым вектором $\mathbf{K}' = q(\mathbf{e}_x \sin \theta' - \mathbf{e}_z \cos \theta')$. Поле $\mathbf{E}^{(2)}$ отвечает упругому рассеянию света $p \rightarrow p$ комплексом „зонд + изображение“ в отсутствие намагниченности. Поле $\mathbf{E}^{(3)}$ описывает процесс, включающий рассеяние $p \rightarrow p$ зондом и магнитооптическое рассеяние $p \rightarrow s$ первого порядка по возмущению (4). Этот магнитооптический процесс важен для ближнеполевой микроскопии, так как в нем преобразование латеральной компоненты волнового вектора $Q \rightarrow \kappa \rightarrow Q'$ включает промежуточные состояния с коротковолновыми пространственными компонентами Фурье (затухающие волны с $\kappa \gg k_0$). При наличии плазменного резонанса в цилиндре поля $\mathbf{E}^{(2)}$ и $\mathbf{E}^{(3)}$ могут усиливаться в рассеянии $p \rightarrow p$ [5].

В формуле (4) для ультратонкого слоя с $\mathbf{M} \parallel \mathbf{e}_z$, имеющего толщину $l \ll 1/k_0$, полагаем $f_\perp(z) = l\delta(z - z_0)$ [8] и

$$f_\parallel(x) = \frac{2w^2}{x^2 + w^2} - 1. \quad (7)$$

Это распределение соответствует намагниченности, качественно показанной на рис. 1: $\mathbf{M} = \mathbf{e}_z M$ в центре домена ($x = 0$), $\mathbf{M} = 0$ на его

границах $x = \pm w$ и $\mathbf{M} = -\mathbf{e}_z M$ при $|x| \rightarrow \infty$. Выражение 7 имеет вид $f_{\parallel} = \delta f_{\parallel} + \bar{f}_{\parallel}$, где $\delta f_{\parallel}(x)$ связано с латерально-неоднородным, а \bar{f}_{\parallel} — с однородным вкладом в намагниченность.

Рассмотрим эффективность рассеяния волны (1) в компоненту поля $\mathbf{E}^{(2)} + \mathbf{E}^{(3)}$, орт поляризации которой $\mathbf{e}'_{\Omega} = \mathbf{e}'_p \cos \Omega + \mathbf{e}'_s \sin \Omega$ лежит в плоскости анализатора, образующей угол Ω с плоскостью рассеяния. Отношение интенсивности этой линейно поляризованной компоненты к падающему потоку дает безразмерное поперечное сечение рассеяния света $S = (2aL)^{-1} d\sigma/d\theta'$ единицей длины цилиндра L в элемент угла $d\theta'$. В линейном по намагниченности приближении (при $|\mathbf{E}'_s| \ll |\mathbf{E}'_p|$) получаем S в виде

$$S_0 + \bar{S}_{\mathbf{M}} + \delta S_{\mathbf{M}} = \frac{1}{|E_p^{inc}|^2} \frac{\rho}{2a} \left\{ |E'_p|^2 \cos^2 \Omega + \text{Re}[(E'_p)^* E'_s] \sin 2\Omega \right\}. \quad (8)$$

Здесь $E'_p = -E_x^{(2)}/\cos \theta'$ и $E'_s = E_y^{(3)}$ суть волны из (6) с поляризациями p и s . Для кругового цилиндра $\chi^{(x)} = \chi^{(z)}$ в выражении (3), при этом $E'_p \sim \chi^{(x)}$ и $E'_s \sim \chi^{(x)}$. Как следствие, при рассеянии волны (1) интенсивностная характеристика (8) усиливается на резонансных частотах поляризуемости $|\chi^{(x)}(\omega)|^2$. В то же время углы эллиптичности и вращения, которые определяются отношением E'_s/E'_p , такого резонансного множителя не имеют, но он может появиться для плазмонов в нанопроволоке сложного сечения с $\chi^{(x)} \neq \chi^{(z)}$ [10].

При $\mathbf{M} = 0$ формула (8) с $E'_s = 0$ дает поперечное сечение S_0 для рассеяния света $p \rightarrow p$ приповерхностным зондом. При $\mathbf{M} \neq 0$ с $f_{\parallel} = \delta f_{\parallel} + \bar{f}_{\parallel}$ из (7) такое же представление получаем для поля $E'_s = \delta E'_s(X) + \bar{E}'_s$ и связанного с ним вклада $\delta S_{\mathbf{M}}(X) + \bar{S}_{\mathbf{M}}$ в рассеяние $p \rightarrow s$. Величины S_0 и $\bar{S}_{\mathbf{M}}$ не зависят от расстояния $|X|$ между зондом и доменом, а определяющее значение для ближнеполевой микроскопии имеет $\delta S_{\mathbf{M}}$. Учет распределения $\delta f_{\parallel}(x)$ дает при $\mathbf{M} \parallel \mathbf{e}_z$

$$\delta S_{\mathbf{M}}(X) = lw \sum_{\alpha=x,z} \text{Re}[(F_x^{(2)})^* U_{\alpha}] L_{\alpha}(X, w + |Z| + z_1), \quad (9)$$

где зависимость от X в квазистатическом приближении определяется функцией

$$L_{\alpha}(x, z) = \frac{1}{(x^2 + z^2)^2} [(z^2 - x^2)\delta_{\alpha x} - 2xz\delta_{\alpha z}]. \quad (10)$$

Из выражений (9) и (10) следует, что магнитооптический контраст, измеряемый микроскопом, состоит из симметричного и антисимметричного по X вкладов, возбуждаемых x - и z -компонентами поляризуемости (3). Характерная ширина обеих особенностей $w + |Z| + z_1$ определяет латеральное разрешение микроскопа.

Величина (8) рассчитывалась численно для слоя с распределением (7) намагниченности $\mathbf{M} \parallel \mathbf{e}_z$ при оптимальном угле $\Omega = 45^\circ$ поворота плоскости анализатора. Использовались диэлектрические функции Ag для нанопроволоки и Au для подложки из работы [11] и ϵ_B для слоя Co из [12]. На рис. 2, *a* показана эффективность S_0 рассеяния света $p \rightarrow p$ (кривая 1) в сравнении со спектрами 2 и 3 мнимой части поляризуемости (3), которые выражают меру поглощения света плазмонами в изолированном (при $|Z| \rightarrow \infty$) и приповерхностном ($|Z| \gtrsim a$) Ag-цилиндре. Вклады \bar{S}_M и δS_M в спектр рассеяния $p \rightarrow s$ из (8) представлены на рис. 2, *b*. Спектры \bar{S}_M и δS_M имеют резонансные особенности на частоте локального плазмона, как и спектры, показанные на рис. 2, *a*. В результате эффективность рассеяния (8) существенно выше при возбуждении через плазмоны нанопроволоки, чем вне резонанса, как при усилении магнитооптических эффектов Керра поверхностными плазмон-поляритонами [8,9].

Магнитооптический вклад $\delta S_M(X) + \bar{S}_M$ из (8) представлен на рис. 3 как функция координаты сканирования X , или положения зонда относительно домена в латеральном направлении. Величина \bar{S}_M служит „однородным фоном“ для зависимости $\delta S_M(X)$ из (9), дающей в микроскопии контраст изображения неоднородности (10) размером $w + |Z| + z_1$. На частоте плазменного резонанса сигнал $\bar{S}_M + \delta S_M(X)$ имеет значительно большую вариацию (кривая 1, $\hbar\omega = 3.55 \text{ eV}$), чем вдали от него (кривая 2, $\hbar\omega = 3.8 \text{ eV}$). Имея в виду результаты работы [10], можно ожидать, что абсолютную величину сигнала можно увеличить в случае нанопроволоки с сечением, отличающимся от кругового.

Результаты работы показывают, что в случае линейного зонда (нанопроволоки) поляризационные и угловые характеристики ближнеполевой магнитооптики и сканирующей микроскопии существенно отличаются от характеристик, исследованных ранее для точечного зонда. При возбуждении поверхностных плазмонов в нанопроволоке сигнал, определяющий контраст изображения в микроскопии, резонансно усиливается. Эффект плазмонного усиления повышает чувстви-

ность ближнеполевой магнитооптической микроскопии. Предсказываемое резонансное усиление ближнеполевых эффектов Керра может проявляться в различных магнитных структурах с металлическими нановключениями, поддерживающими плазмоны.

Список литературы

- [1] *Kosobukin V.A.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. В. 7. С. 86–91.
- [2] *Silva T.J., Schultz S., Weller D.* // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 65. N 6. P. 658–660.
- [3] *Kosobukin V.A.* // Proc. SPIE. 1995. V. 2535. P. 9–15; Surface Science. 1998. V. 406. P. 32–47.
- [4] *Kosobukin V.A.* // Proc. SPIE. 1999. V. 3791. P. 93–101.
- [5] *Kosobukin V.A.* // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 19. С. 86–94.
- [6] *Abe M., Suwa T.* // Phys. Rev. 2004. V. B 70. N 23. P. 235103; *Tomita S., Kato T., Tsunashima S., Iwata S., Fujii M., Hayashi S.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 167402; *ibid.* 2007. V. 99. P. 039901.
- [7] *Белотелов В.И., Пятаков А.П., Звездин А.К., Котов В.А., Логгинов А.С.* // ЖТФ. 2003. Т. 73. В. 1. С. 3–7.
- [8] *Kosobukin V.A.* // J. Magn. Magn. Mater. 1996. V. 153. P. 397–411.
- [9] *Hermann C., Kosobukin V.A., Lampel G., Safarov V.I., Peretti J., Bertrand P.* // Phys. Rev. 2001. V. B 64. N 23. P. 235422.
- [10] *Kottmann J.P., Martin O.J.F., Smith D.R., Schultz S.* // Phys. Rev. 2001. V. B 64. N 23. P. 235410.
- [11] *Johnson P.B., Christy R.W.* // Phys. Rev. 1972. V. B 6. N 12. P. 4370–4379.
- [12] *Кричик Г.С., Артемьев В.А.* // ЖЭТФ. 1967. Т. 53. № 6. С. 1901–1912.