01;05;07

К теории сканирующей ближнеполевой магнитооптической микроскопии

© В.А. Кособукин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 13 марта 1997 г.)

Развита аналитическая теория сканирующей ближнеполевой магнитооптической микроскопии. В основе теории лежит эффект упругого рассеяния света малой резонансно поляризующейся частицей, с помощью которой сканируется плоская поверхность неоднородно намагниченной среды. Эффективная поляризуемость частицы вычислялась с учетом эффекта динамических "сил изображения" во всех порядках теории возмущений по взаимодействию частицы с размагниченным ферромагнетиком, а магнитооптическое возмущение — в первом порядке по намагниченности. Для ферромагнитной структуры, намагниченной перпендикулярно поверхности, найдены основные вклады в магнитооптическое рассеяние света с учетом ближнеполевого взаимодействия частица–магнетик в квазистатическом приближении. Оценено оптическое разрешение магнитной (диэлектрической) неоднородности по размерам.

В результате общего прогресса ближнеполевой оптики [1] существенно расширились и возможности магнитооптических исследований. Так, разработанные недавно методы ближнеполевой магнитооптической микроскопии [1–5] позволяют наблюдать при сканировании поверхности контраст магнитооптического отклика на значительно меньшем масштабе, чем длина световой волны $\sim c/\omega$, где c — скорость, ω — частота света. Теория магнитооптических эффектов Керра в ближнем световом поле была предложена применительно к оптической схеме экспериментов [3,4] в работах [6,7] для случая, когда намагничение однородно в плоскости поверхности. Ближнеполевой отклик приповерхностных немагнитных неоднородностей изучался теоретически в ряде работ [8,9] в основном численными методами для ближнеполевого зондирования с помощью оптического световода с заостренным концом. При этом обсуждалась также возможность определения размеров и формы малых приповерхностных диэлектрических неоднородностей на основе их ближнеполевого отклика в отсутствие магнитооптических эффектов.

Цель данной работы — построить аналитическую теорию ближнеполевой микроскопии магнитных структур при сканировании поверхности малой металлической частицей. Рассматриваемая модель показана на рис. 1. Она включает плоскую границу раздела $z = 0$ между прозрачным немагнитным диэлектриком (вакуумом) при $z < 0$ и средой ($z > 0$), обладающей неоднородной в плоскостях $z = \text{const}$ магнитной структурой. В первой из сред расположена малая (с размерами, много меньшими, чем c/ω) частица или дипольно поляризующаяся неоднородность другого типа. Линейно поляризованная световая волна, падающая из немагнитной среды, может рассеиваться на частице или магнитной неоднородности, а также участвовать в комбинированных процессах, включающих оба эти типа рассеяния. Исследование роли таких комбинированных процессов в сканирующей ближнеполевой микроскопии проводится в данной работе для случая, когда вектор намагниченности (магнитное поле) перпендикулярен поверхности, т.е. проявляется полярный магнитооптический эффект Керра [10]. Таким образом, полученные ниже результаты предсталяют собой обобщение [7] на случай сред с неоднородным распределением намагниченности в плоскости поверхности.

Модель и основные уравнения

Следуя работе [7], невозмущенную модель (рис. 1) определим диэлектрическим тензором $\varepsilon^0(z,\omega)\hat{I}$ с $\varepsilon^0(z) = \varepsilon_1\vartheta(-z) + \varepsilon_2\vartheta(z)$, где $\vartheta(z) = 0$ при $z < 0$ и $\vartheta(z) = 1$ при $z > 0$, $\hat{I}$ — единичный тензор, компонентами которого являются символы Кронекера $\delta_{\alpha\beta}$ с декартовыми индексами α и β. Электрическое поле света $\mathbf{E}^0(\mathbf{r})$ и тензорная функция Грина $\hat{D}^0(\mathbf{r},\mathbf{r}')$ в отсутствие возмущения, а также полное поле $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ при наличии возмущения диэлектрической поляризации $\mathbf{P}(\mathbf{r})$ описываются уравнениями [7]

$$\Big[\mathrm{rotrot} - \varepsilon^0(z,\omega)k_0^2\hat{I}\Big]\begin{Bmatrix}\mathbf{E}^0(\mathbf{r})\\ \hat{D}^0(\mathbf{r},\mathbf{r}')\\ \mathbf{E}(\mathbf{r})\end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix}0\\ \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\hat{I}\\ 4\pi k_0^2\mathbf{P}(\mathbf{r})\end{Bmatrix}, \quad (1)$$

причем $\mathbf{E}^0(\mathbf{r})$ и $\hat{D}^0(\mathbf{r},\mathbf{r}')$ удовлетворяют максвелловским граничным условиям по переменной $\mathbf{r}$, $k_0 = \omega/c$. Для компонент функции Грина далее используем представление

$$D^0_{\alpha\beta}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega) = \int\frac{d^2Q}{(2\pi)^2}\exp\Big[i\mathbf{Q}(\mathbf{r}_\parallel-\mathbf{r}'_\parallel)\Big]G^0_{\alpha\beta}(z,z';\mathbf{Q},\omega),$$

$$G^0_{\alpha\beta}(z,z';\mathbf{Q},\omega) = \sum_{\mu,\nu}S_{\alpha\mu}(\mathbf{Q}/Q)d^0_{\mu\nu}(z,z';Q,\omega) \times S_{\beta\nu}(\mathbf{Q}/Q), \quad (2)$$

где $\mathbf{r}_\parallel = (x,y)$, $\mathbf{Q} = (\mathbf{e}_xQ_x + \mathbf{e}_yQ_y)$, $S_{xx} = S_{yy} = Q_x/Q$, $-S_{xy} = S_{yx} = Q_y/Q$, $S_{zz} = 1$ и $\mathbf{e}_\alpha$ — орт α-й декартовой оси.

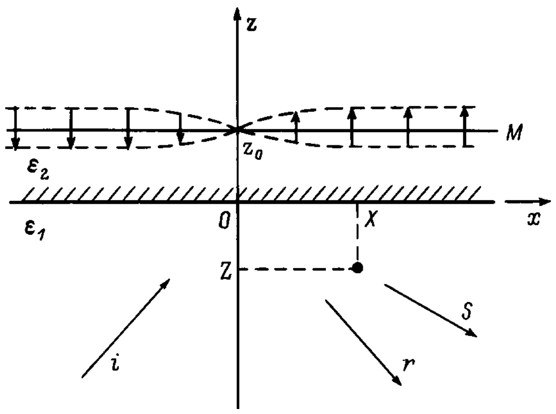

Рис. 1. Схема ближнеполевой магнитооптической микроскопии.

Входящие в (2) компоненты функции Грина $d^0_{\alpha\beta}(z,z';Q,\omega)$ являются решениями неоднородных обыкновенных дифференциальных уравнений, которые получаются из второго уравнения (1) при $\mathbf{Q} = \mathbf{e}_x Q$, когда $(\partial/\partial\mathbf{r}) = (iQ, 0, d/dz)$ [11].

Возмущение $\mathbf{P} = \mathbf{P}^{\mathrm{I}} + \mathbf{P}^{\mathrm{II}}$ включает вклады немагнитной частицы (источника ближнего поля) $\mathbf{P}^{\mathrm{I}}$ и намагниченной среды $\mathbf{P}^{\mathrm{II}}$. В дальнейшем $\mathbf{P}^{\mathrm{I}}$ учитывается самосогласованно во всех порядках теории возмущений, а $\mathbf{P}^{\mathrm{II}}$ — в первом порядке по намагниченности. В рамках теории многократного рассеяния света для малой частицы, находящейся вблизи плоской поверхности, получаем [12]

$$P^{\mathrm{I}}_\alpha(\mathbf{r},\omega) = \chi^{(\alpha)}(\omega)\delta(\mathbf{r}-\mathbf{R})E^0_\alpha(\mathbf{R},\omega), \qquad (3)$$

где $\mathbf{R} = (X, 0, Z)$, $Z < 0$ (рис. 1).

Компоненты диагонального тензора поляризуемости приповерхностной частицы выражаются формулой $\chi^{(\beta)} = [1/\alpha^{(\beta)} - \sigma^{(\beta)}]^{-1}$ через компоненты диагонального тензора поляризуемости частицы $\alpha^{(\beta)}$, вычисленной как отклик на внешнее поле в однородной среде (ср. с [13]). Величины $\sigma^{(\beta)}$ вычислены в терминах $\hat{D}^0(\mathbf{r},\mathbf{r}')$ в [7]. Указанный переход от $\alpha^{(\beta)}$ к $\chi^{(\beta)}$ соответствует учету поверхностных зарядов "изображения" частицы (ближнего поля) в отсутствие намагниченности [13].

Для магнитооптического вклада в поляризацию (в среде с $z > 0$) в общем случае принимаем

$$4\pi P^{\mathrm{II}}_\alpha(\mathbf{r}) = \sum_\beta \Delta\varepsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{r},\mathbf{H})E_\beta(\mathbf{r})$$
$$= i\varepsilon_B(\mathbf{H})h(\mathbf{r}_\parallel)f(z)\sum_\beta \Psi_{\alpha\beta}(\mathbf{H}/H)E_\beta(\mathbf{r}), \qquad (4)$$

где предполагается, что векторы намагниченности $\mathbf{M}$ и магнитного поля $\mathbf{H}$ параллельны друг другу.

Принципиальным для рассмотрения сканирующей микроскопии является наличие в формуле (4) пространственной модуляции диэлектрического тензора (намагниченности), которая выражается функцией $h(\mathbf{r}_\parallel)$. В дальнейшем будем предполагать, что магнитная неоднородность одномерна в плоскости поверхности, т.е. $h(\mathbf{r}_\parallel) = h(x)$ в выражении (4).

Элементарные процессы

В качестве элементарных падающих и вторичных волн будем рассматривать линейно поляризованные TE- (s-поляризация) и TM- (p-поляризация) волны; в них электрический вектор соответственно перпендикулярен и параллелен плоскости, образованной волновым вектором и нормалью к границе раздела сред $z = 0$. При этом поле s- или p-поляризованной волны с $\mathbf{Q}^i = \mathbf{e}_x Q^i = \mathbf{e}_x\sqrt{\varepsilon_1}k_0\sin\Theta^i$, падающей под углом Θ^i, задается одним из следующих выражений ($z < 0$)

$$\left\{\mathbf{E}^i_s(\mathbf{r}), \mathbf{E}^i_p(\mathbf{r})\right\} = \left\{\bar{E}^i_s\mathbf{e}_y, \bar{E}^i_p(\mathbf{e}_x\cos\Theta^i - \mathbf{e}_z\sin\Theta)\right\}$$
$$\times\exp\left[i\left(Q^i x + \sqrt{\varepsilon_1 k_0^2 - (Q^i)^2}\,z\right)\right]. \qquad (5)$$

Согласно [6,7], решение последнего из уравнений (1) при условиях (3)–(5) представляется в форме

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},\omega) = \sum_{n=0}^{5}\mathbf{E}^{(n)}(\mathbf{r},\omega). \qquad (6)$$

Здесь $\mathbf{E}^{(0)}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^0(\mathbf{r}) = \exp(iQ^i x)\mathbf{E}^0(z;Q^i)$ соответствует зеркальному отражению света в отсутствие частицы и магнитной неоднородности. Другие вклады, представленные диаграммами на рис. 2, относятся к процессам упругого (рэлеевского) рассеяния света между начальным (i) и конечным (f) состояниями излучения. Диаграмма *1* соответствует рассеянию света приповерхностной частицей в отсутствие намагниченности, которое исследовано в работе [7].

Последующие диаграммы ($n = 2{-}5$) исчерпывающе представляют совокупность процессов магнитооптического рассеяния, линейных по намагниченности. Диаграмма *2* относится к дифракции света на магнитной неоднородности, причем в случае одномерной неоднородности с функцией распределения $h(x)$ поле рассеянного света выражается формулой

$$\mathbf{E}^{(2)}(\mathbf{r}) = k_0^2 i\varepsilon_B\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dQ_x}{2\pi}$$
$$\times\exp\left[i\left(Q_x x - k_1(Q_x)z\right)\right]\hat{d}^0(0^-,0^+;Q_x)\hat{\Psi}$$
$$\times H(Q_x - Q^i_x)F\left[k_2(Q_x) + k_2(Q^i_x)\right]\mathbf{E}^0(0^+;Q^i_x). \qquad (7)$$

Здесь $Q^i_x = Q^i$, а $k_m \equiv \sqrt{\varepsilon_m k_0^2 - Q^2}$ или в общем случае $k^t_m \equiv k_m(Q^t) = \sqrt{\varepsilon_m k_0^2 - (Q^t)^2}$ для света в среде с

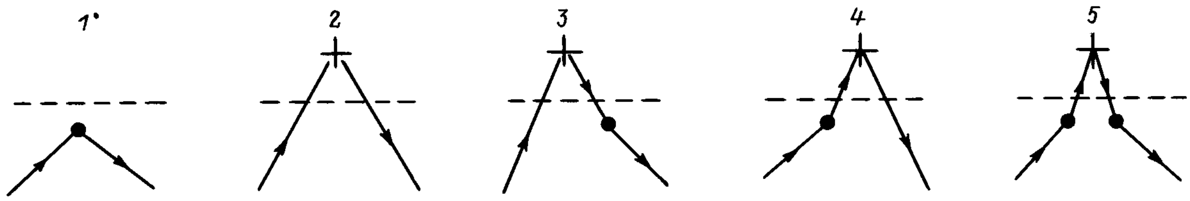

Рис. 2. Схематическое представление вкладов нулевого и первого порядков по намагниченности в магнитооптическое рассеяние света малой немагнитной частицей и неоднородностью намагниченности. Сплошные линии — распространяющиеся волны в невозмущенной слоистой среде (функции $\hat{D}^0$ и $\mathbf{E}^0$), точки — рассеяние света частицей (поляризуемость $\hat{\chi}$), крестики — магнитооптический эффект Керра (восприимчивость $\Delta\hat{\varepsilon}/4\pi$), штриховая линия — условная граница раздела сред.

номером m на t-м этапе рассеяния,

$$H(Q_x) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} dx \exp(-iQ_x x) h(x), \tag{8}$$

$$F\left[k_2(Q') + k_2(Q'')\right] = \int\limits_{0}^{\infty} dz \exp\Big\{ i\big[k_2(Q') + k_2(Q'')\big] z \Big\} f(z). \tag{9}$$

При $\sqrt{x^2+z^2} \gg 1/k_0$ интеграл в (7) вычисляется методом наискорейшего спуска [7] с седловой точкой $Q_x^f = \sqrt{\varepsilon_1} k_0 \sin\Theta^f \operatorname{sgn}(x)$, где $\Theta^f = \operatorname{arctg}(|x/z|)$, причем угол рассеяния Θ^f определяется относительно отрицательного направления оси z. Вследствие одномерного распределения $h(x)$ рассеяние света происходит в плоскости xz. При этом в функции $H(Q_x^f - Q^i)$ из (7) $|Q_x^f - Q^i| \sim k_0$, т. е. данный процесс эффективен только в обычной магнитооптической микроскопии, где в соответствии с критерием Рэлея разрешение магнитных объектов ограничено масштабом $\sim 1/k_0$ [10].

Ближнеполевое магнитооптическое рассеяние

Для ближнеполевой микроскопии представляют интерес процессы, соответствующие диаграммам с $n = 3-5$. Общим для этих процессов является возможность двухкратного рассеяния (на частице и неоднородности), в каждом акте которого компонента Q_x двумерного волнового вектора $\mathbf{Q}$ может измениться на величину, значительно превышающую по модулю k_0. Если соответствующие компоненты имеются в пространственном спектре Фурье магнитной неоднородности, то в упругом рассеянии света возможно появление зависящей от координаты X модуляции отклика на субволновом масштабе.

Диаграмма *3* соответствует процессу рассеяния света на магнитной неоднородности, после которого каждая s- или p-поляризованная волна рассеивается частицей. Поле излучения в этих процессах выражается формулой

$$\mathbf{E}^{(3)}(\mathbf{r}) = 4\pi k_0^4 i\varepsilon_B \hat{D}^0(\mathbf{r},\mathbf{R})\hat{\chi}\hat{U}(\mathbf{R};Q^i)\hat{\Psi}\mathbf{E}^0(0^+;Q^i). \tag{10}$$

Здесь

$$\hat{U}(\mathbf{R};Q^i) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{dQ_x}{2\pi} \exp\Big[i\big(Q_x X - k_1(Q_x)Z\big)\Big] \hat{d}^0(0^-,0^+;Q_x) \times H(Q_x - Q^i) F(k_2 + k_2^i), \tag{11}$$

причем $\hat{D}^0(\mathbf{r},\mathbf{r}')$ определяется формулой (1). Диаграмма *4* описывает рассеяние света частицей, за которым следует дифракция s- или p-поляризованных волн на магнитной неоднородности. Эти процессы дают следующий вклад в поле излучения:

$$\mathbf{E}^{(4)}(\mathbf{r}) = 4\pi k_0^4 i\varepsilon_B \int \frac{d^2Q}{(2\pi)^2} e^{i(\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r}_\parallel - k_1(\mathbf{Q})z)} \times \hat{G}^0(0^-,0^+;\mathbf{Q})\hat{\Psi}\hat{V}(\mathbf{Q};\mathbf{R})\hat{\chi}\mathbf{E}^0(\mathbf{R}), \tag{12}$$

$$\hat{V}(\mathbf{Q};\mathbf{R}) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{dQ'_x}{2\pi} \exp\Big[-i\big(Q'_x X + k_1(\mathbf{Q}')Z\big)\Big] \hat{d}^0(0^+,0^-;Q'_x) \times H(Q_x - Q'_x) F(k_2 + k'_2), \tag{13}$$

где $\mathbf{Q} = (Q_x, Q_y)$, $\mathbf{Q}' = (Q'_x, Q_y)$.

Наконец, диаграмма *5* относится к процессу магнитооптического рассеяния на неоднородности, имеющему место между двумя актами рассеяния частицей. Соответствующий вклад в поле (6) представляется в виде

$$\mathbf{E}^{(5)}(\mathbf{r}) = 16\pi^2 k_0^6 i\varepsilon_B \hat{D}^0(\mathbf{r},\mathbf{R})\hat{\chi}\hat{W}(\mathbf{R})\hat{\chi}\mathbf{E}^0(\mathbf{R}), \tag{14}$$

где

$$\hat{W}(\mathbf{R}) = \int \frac{d^2Q}{(2\pi)^2} \exp\Big[i\big(Q_x X - k_1(\mathbf{Q})Z\big)\Big] \times \hat{G}^0(0^-,0^+;\mathbf{Q})\hat{\Psi}\hat{V}(\mathbf{Q};\mathbf{R}). \tag{15}$$

Для заданного направления $\mathbf{r}/r$ при $|\mathbf{r}| \gg c/\omega$ каждую компоненту поля (6) можно представить локально в виде линейной комбинации двух асимптотически плоских волн $\sim \exp(i\sqrt{\varepsilon_1}k_0 r)$ с поляризациями s и p. Амплитуды этих волн $\bar{E}_{\lambda'}^{(n)}$ связаны с амплитудой $\bar{E}_\lambda^i$ λ-поляризованной падающей волны (5) соотношениями [6,7]

$$\bar{E}_{\lambda'}^{(2)} = (1/\sqrt{r})\, l_{\lambda'\lambda}^{(2)} \bar{E}_\lambda^{(i)}, \quad \bar{E}_{\lambda'}^{(n)} = (1/r)\, l_{\lambda'\lambda}^{(n)} \bar{E}_\lambda^{(i)}, \tag{16}$$

где индексами поляризации падающей λ и рассеянных λ' волн могут быть s и p.

В (16) первое выражение соответствует цилиндрически расходящейся волне (7), а второе — сферическим волнам с $n = 1, 3-5$. При этом поперечное сечение рассеяния света в элемент телесного угла $d\Omega^f = \sin\Theta^f d\Theta^f d\varphi^f$ с преобразованием поляризации $\lambda \to \lambda'$ есть

$$\frac{d\sigma_{\lambda'\lambda}(\mathbf{M})}{d\Omega^f} = \left|\sum_{n=1}^{5} l_{\lambda'\lambda}^{(n)}\right|^2 \cong \left|l_{\lambda'\lambda}^{(1)}\right|^2$$
$$+ 2\sum_{n=2}^{5} \mathrm{Re}\left[l_{\lambda'\lambda}^{(1)} l_{\lambda'\lambda}^{(n)*}\right] \equiv \sum_{n=1}^{5} \frac{d\sigma_{\lambda'\lambda}^{(n)}}{d\Omega^f}. \quad (17)$$

Здесь $d\sigma_{\lambda'\lambda}(0)/d\Omega^f \equiv d\sigma_{\lambda'\lambda}^{(1)}/d\Omega^f = |l_{\lambda'\lambda}^{(1)}|^2$ — поперечное сечение упругого рассеяния света приповерхностной частицей в отсутствие намагниченности и предполагается, что $|l_{\lambda'\lambda}^{(1)}| \gg |l_{\lambda'\lambda}^{(n)}|$ для всех $n \geq 2$. Выражения для углов поворота осей эллипса поляризации и эллиптичности рассеянного света в терминах $l_{\lambda'\lambda}^{(n)}$ даются в работе [7] формулами (35) и (36) соответственно.

Оптическое разрешение и форма изображения

Обсудим теперь предыдущие результаты применительно к сканирующей ближнеполевой магнитооптической микроскопии, т. е. исследуем величины (16) или (17) как функции координаты X в случае $|\mathbf{R}| \ll 1/k_0$. Для этого рассмотрим ультратонкий ферромагнитный слой атомной толщины l, намагниченный перпендикулярно своей плоскости ($\mathbf{M} \parallel \mathbf{e}_z$) и одномерно неоднородный в этой плоскости, т. е. в выражении (4)

$$\Psi_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha x}\delta_{\beta y} - \delta_{\alpha y}\delta_{\beta x}, \quad f(z) = l\delta(z - z_0), \quad (18)$$

где $z_0 > 0$, $l < z_0 \ll 1/k_0$.

Будем предполагать, что в таком слое имеется доменная стенка, в которой одномерное распределение намагниченности и ее фурье-представление выражаются формулами

$$h(x) = (2/\pi)\,\mathrm{arctg}\,(x/\Delta),$$
$$H(Q_x) = 2\exp\bigl(-|Q_x|\Delta\bigr)/(iQ_x), \quad (19)$$

где Δ — ширина доменной стенки ($0 < \Delta \ll 1/k_0$).

Такая модель соответствует, в частности, наноструктурам, образованным ультратонкими слоями ферромагнетика со спейсерами из благородного металла, причем ось легкого намагничивания перпендикулярна интерфейсам [14].

При условиях (18), (19) матричные элементы $l_{\lambda'\lambda}^{(n)}$ вычисляются по аналогии с работой [7], где исследован полярный магнитооптический эффект Керра в ближнем поле малой частицы в случае однородной магнитной среды (т. е. при $h(x) = 1$). При вычислении величин $l_{\lambda'\lambda}^{(n)}$ в ближнеполевом приближении ($|Z|, z_0, \Delta \ll 1/k_0$) учитываем, что область интегрирования в (11), (13) определяется волновым вектором $|Q_x| \sim 1/|Z| \gg k_0$. Предполагая далее, что $|Q_x| \gg \sqrt{|\varepsilon_m|}k_0$, будем пренебрегать вкладами в ближнее поле чисто поперечного s-поляризованного электрического поля, которые описываются функциями d_{yy}^0: последние имеют малость $\sim (k_0/Q)^2 \sim (k_0 Z)^2 \ll 1$ по сравнению с функциями $d_{\alpha\beta}^0$, соответствующими продольно-поперечному p-поляризованному полю (здесь индексы α и β равны x или z). При учете (19) интегралы (11) и (13) выражаются в квазистатическом приближении через следующие функции:

$$\Bigl\{K_X(\mathbf{R}), K_Z(\mathbf{R})\Bigr\} = \{X, -L\}\,\frac{1}{X^2 + L^2}, \quad (20)$$

где $L = |Z| + z_0 + \Delta$ определяет характерное расстояние между частицей и зондируемым объектом по нормали к поверхности, причем $L \ll 1/k_0$.

При указанных условиях главными являются следующие матричные элементы:

$$\begin{Bmatrix} l_{ss}^{(3)} \\ l_{ps}^{(3)} \end{Bmatrix} = A\exp(-iQ^f X\cos\varphi^f)$$
$$\times \begin{Bmatrix} g_s^+(Q^f)\chi^{(x)}K_X\sin\varphi^f \\ g_p^+(Q^f)\chi^{(x)}K_X\cos\Theta^f\cos\varphi^f + g_p^-(Q^f)\chi^{(z)}K_Z\sin\Theta^f \end{Bmatrix} t_s(Q^i), \quad (21)$$

$$\begin{Bmatrix} l_{sp}^{(4)} \\ l_{pp}^{(4)} \end{Bmatrix} = A\begin{Bmatrix} t_s(Q^f)\cos\varphi^f \\ -t_p(Q^f)\cos\Theta^f\sin\varphi^f \end{Bmatrix}\Bigl[K_X\chi^{(x)}g_p^+(Q^i)\cos\Theta^i$$
$$- K_Z\chi^{(z)}g_p^-(Q^i)\sin\Theta^i\Bigr]\exp(iQ^iX). \quad (22)$$

Здесь

$$A = \frac{i\varepsilon_B k_0^2 \bar{t}_p l}{\pi\varepsilon_1}, \quad (23)$$

$$g_\lambda^\pm(Q) = \exp\bigl[ik_1(Q)Z\bigr] \pm r_\lambda(Q)\exp\bigl[-ik_1(Q)Z\bigr], \quad (24)$$

$\varphi^f = \mathrm{arctg}\,(y/x)$, $\Theta^f = \mathrm{arctg}\,(\sqrt{x^2+y^2}/|z|)$, причем угол Θ^f отсчитывается от отрицательного направления оси z. Коэффициенты отражения $r_\lambda(Q)$ и пропускания $t_\lambda(Q)$ λ-поляризованной волны равны

$$r_\lambda(Q) = \frac{\eta_1^\lambda(Q) - \eta_2^\lambda(Q)}{\eta_1^\lambda(Q) - \eta_2^\lambda(Q)}, \quad t_\lambda(Q) = 1 + r_\lambda(Q), \quad (25)$$

где $\eta_m^p(Q) = \varepsilon_m/k_m(Q)$, $\eta_m^s(Q) = k_m(Q)$ и $k_m(Q) = \sqrt{\varepsilon_m k_0^2 - Q^2}$ в среде с номером m.

В (23) $\bar{t}_p = 2\varepsilon_1/(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$ — квазистатический ($k_0/Q \to 0$) предел величины $t_p(Q)$, а (24) при $|Z| \ll 1/k_0 \sim 1/Q^f$ принимает вид $\bar{g}_\lambda^\pm = 1 \pm \bar{r}_\lambda$, где $\bar{r}_p = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$ и $\bar{r}_s = 0$.

Выражение (15) с учетом (4) и (18) представим в виде $\hat{W}(\mathbf{R}) = l\hat{J}(\mathbf{R})$, тогда в квазистатическом приближении ($k_0L \ll 1$)

$$\hat{J}(\mathbf{R}) = \frac{1}{(2\pi)^3}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dQ_x \int\limits_{-\infty}^{\infty} dQ'_x \int\limits_{-\infty}^{\infty} dQ_y \exp\Big[i(Q_x - Q'_x)X\Big]$$

$$\times \exp\Big[-(|Q_x|) + |Q'_x|)(|Z| + z_0)\Big] H(Q_x - Q'_x)$$

$$\times \hat{G}^0(0^-, 0^+; \mathbf{Q})\hat{\Psi}\hat{G}^0(0^+, 0^-; \mathbf{Q}'), \qquad (26)$$

где $\mathbf{Q} = (Q_x, Q_y)$ и $\mathbf{Q}' = (Q'_x, Q_y)$, причем существенными являются значения $|Q_x| \sim |Q'_x| \sim 1/|Z| \gg k_0$.

Как выше, из $\hat{G}^0$ в (26) исключаем функции d^0_{yy}, а также члены, линейные по Q_y и исчезающие после интегрирования (26) вследствие трансляционной симметрии модели (19) по координате y. Учитывая, что ненулевыми оказываются только компоненты J_{xy}, J_{yx}, J_{yz} и J_{zy} в результате получаем следующие матричные элементы:

$$\begin{pmatrix} l^{(5)}_{ss} \\ l^{(5)}_{ps} \end{pmatrix} =$$

$$-B\begin{pmatrix} g^+_s(Q^f)\chi^{(x)}J_{xy}\sin\varphi^f \\ g^+_p(Q^f)\chi^{(x)}J_{xy}\cos\Theta^f\cos\varphi^f + g^-_p(Q^f)\chi^{(z)}J_{zy}\sin\Theta^f \end{pmatrix} g^+_s(Q^i), \qquad (27)$$

$$\begin{pmatrix} l^{(5)}_{sp} \\ l^{(5)}_{sp} \end{pmatrix} = B\begin{pmatrix} g^+_s(Q^f)\cos\varphi^f \\ -g^+_p(Q^f)\cos\Theta^f\sin\varphi^f \end{pmatrix}$$

$$\times \Big[J_{yx}\chi^{(x)}g^+_p(Q^i)\cos\Theta^i - J_{yz}\chi^{(z)}g^-_p(Q^i)\sin\Theta^i\Big], \qquad (28)$$

в которых

$$B = 4\pi i k_0^6 \varepsilon_B l \chi^{(y)} \exp\Big[i(Q^i - Q^f\cos\varphi^f)X\Big]. \qquad (29)$$

Полученные выше матричные элементы $l^{(n)}_{\lambda'\lambda}$ вместе с элементами, найденными [7] в отсутствие намагниченности, полностью определяют как вклады в поперечные сечения рассеяния (17), так и эллипсометрические параметры рассеянного света.

Чтобы оценить ближнеполевые вклады в поле (6) и наблюдаемые величины (17), используем следующие оценки интегралов (11) и (13) $U \sim V \sim (l/L)/k_0^2$. Учитывая, что для рассеянного света $D^0(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \sim 1/r$, находим $E^{(3)} \sim E^{(4)} \sim (1/r)\varepsilon_B l(k_0^3\chi/k_0L)E^0$ и $E^{(5)}/E^{(3)} \sim \chi/L^3$. В общем случае для металлической частицы с характерным размером a имеем $\chi \sim a^3\omega_p/\Gamma$ [7], где параметр $\omega_p/\Gamma \sim 10$ определяет "добротность" возможного плазменного резонанса в частице на частоте ω_p. Таким образом, будучи малым при достаточно больших значениях $L \sim 1/k_0$, поле $E^{(5)}$ может сравниться по величине с $E^{(3)} \sim E^{(4)}$ при $L \geq a$.

В ближнеполевом приближении по взаимодействию частицы с поверхностью рассеяние света частицей при наличии магнитной неоднородности имеет ряд отличий по сравнению с рассеянием света в случае однородно намагниченной среды. Так, поле $\mathbf{E}^{(3)}$ возбуждается только s-поляризованной внешней волной, а поле $\mathbf{E}^{(4)}$ — только p-поляризованной волной. Сравнение (21)–(23) с результатами [7] показывает, что компонента $\chi^{(y)}$ тензора поляризуемости приповерхностной частицы исключается из этих полей, так как поперечное поле неэффективно в ближнеполевых процессах с $n = 3, 4$. В то же время выражения (27), (28), описывающие магнитооптический аналог эффекта "сил изображения" при $\mathbf{M} \parallel \mathbf{e}_z$, включают $\chi^{(y)}$ через (29) для всех каналов рассеяния с $n = 5$. Рассеяние света, связанное с нормальной к поверхности компонентой поляризуемости $\chi^{(z)}$, исключается при угле падения $\Theta^i = 0$ для поля $\mathbf{E}^{(4)}$ и при угле рассеяния $\Theta^f = 0$ для поля $\mathbf{E}^{(3)}$. Компоненты $\mathbf{E}^{(3)}$–$\mathbf{E}^{(5)}$ поля (6) содержат различные комбинации углов падения и рассеяния, которые также можно использовать для выделения различных каналов рассеяния. Существенно, что в ближнеполевом приближении диаграммы направленности излучения, например, зависимости вкладов в (17) от азимутального угла φ^f, имеют более простой вид, чем их аналоги в общем случае, обсуждавшиеся в [7] для однородной намагниченности $\mathbf{M} \parallel \mathbf{e}_z$.

Однако основной интерес с точки зрения ближнеполевой микроскопии связан с зависимостью наблюдаемых величин, таких как $d\sigma^{(n)}_{\lambda'\lambda}/d\Omega^f$, от расстояния $|Z| + z_0$ между частицей и магнитной неоднородностью. В модели (19) эта зависимость определяется выражениями (20) и (26), которые входят в (17) линейно. Величины $L = |Z| + z_0 + \Delta$ или $|Z| + z_0$ в (20) и (26) являются мерой оптического разрешения: это можно обосновать в обычной схеме [15], рассматривая функции формы изображения (20) для двух объектов, разделенных расстоянием $\sim L$. Таким образом, формулы (20) и (26) показывают, что оптическое разрешение (минимальный масштаб наблюдаемой пространственной модуляции магнитооптического изображения) определяется величиной $L = |Z| + z_0 + \Delta$, т. е. разрешение должно улучшаться при уменьшении расстояния $|Z| + z_0$. В то же время в силу условия $|Z| \geq a$ наблюдаемый размер изображения даже в пределе $z_0 \to 0$ и $\Delta \to 0$ не может быть меньше, чем характерный размер частицы a, который, таким образом, является основным фактором, ограничивающим оптическое разрешение. Предсказываемое для величин $|d\sigma^{(n)}_{\lambda'\lambda}/d\Omega^f|$ увеличение разрешения с уменьшением $|Z|$ коррелирует с результатами экспериментов [3,4]. В последних отмечалось, что контраст изображения (оптическое разрешение) в сканирующем магнитооптическом микроскопе увеличивался при уменьшении расстояния между частицей и поверхностью магнитной среды, которая представляла собой ферромагнитную сверхрешетку. Ясно, что при наличии немагнитных микрошероховатостей поверхности или дефектов указанная закономерность должна наблюдаться и для их оптического разрешения. Такой эффект численно моделировался в [8,9], а в рамках нашей теории он может быть описан аналитически при использовании вместо (18) возмущения с соответствующими симметрией и пространственным распределением диэлектрической проницаемости.

Заключение

Выше представлена аналитическая теория ближнеполевой сканирующей магнитооптической микроскопии в случае, когда проявляется полярный магнитооптический эффект Керра. Показано, что в рассмотренной оптической схеме масштаб разрешения магнитной неоднородности вдоль поверхности ограничен размером зондирующей частицы, причем субволновое разрешение улучшается при уменьшении относительного расстояния между этой частицей и магнитной неоднородностью по нормали к поверхности магнитной среды. Форма магнитооптического изображения в плоскости поверхности существенно зависит также от распределения намагниченности перпендикулярно поверхности. Специфические особенности магнитооптического рассеяния в предложенной выше теории связываются только со специальной (магнитооптической) симметрией возмущения диэлектрического тензора. Поэтому при использовании возмущения другого типа возможно простое обобщение данной аналитической теории для описания ближнеполевых эффектов, не связанных с намагниченностью. Можно ожидать, что при этом изменятся только диаграммы направленности излучения, но не будут затронуты полученные выше результаты, касающиеся оптического разрешения.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 96-02-17898.

Автор благодарен Т.Дж. Сильве за полезное обсуждение ряда вопросов, касающихся эксперимента.

Список литературы

[1] Near Field Optical / Ed. D.W. Pohl, D. Courjon. Kluwer Acad. Publ., 1993. 436 p.
[2] *Betzig E., Trautman J.K., Wolfe R.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1992. Vol. 61. P. 142.
[3] *Silva T.J., Schultz S., Weller D.* // Appl. Phys. Lett. 1994. Vol. 65. N 6. P. 658. Silva T.J. Doct. Dis. Univ. of California (San Diego), 1994. 263 p.
[4] *Silva T.J., Kos A.B.* Near-Field Optical / Ed. M.A. Paesler, P.J. Moyer. Proc. SPIE. 1995. Vol. 2. P. 2535.
[5] *Safarov V.I., Kosobukin V.A., Hermann C.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 73. N 26. P. 3584. Microsc., Microanal., Microstruct. 1994. Vol. 5. N 4-6. P. 381. Ultramicroscopy. 1995. Vol. 57. P. 270.
[6] *Kosobukin V.A.* // Near-Field Optical / Ed. M.A. Paesler, P.J. Moyer. Proc. SPIE. 1995. Vol. 9. P. 2535.
[7] *Кособукин В.А.* // ФТТ. 1997. Т. 39. Вып. 2. С. 560.
[8] *Garcia N., Nieto-Vesperinas M.* // Opt. Lett. 1995. Vol. 20. P. 949. Carminati R., Greffet J.-J. // Opt. Commun. 1995. Vol. 116. P. 316.
[9] *Maradudin A.A., Mendoza-Suarez A., Mendez E.R., Nieto-Vesperinas M.* In: Optical at the Nanometer Scale, M. Nieto-Vesperinas, N. Garcia. Eds. Kluwer Acad. Publ., 1996. P. 41.
[10] *Звездин А.К., Котов В.А.* Магнитооптика тонких пленок. М., 1988. 190 с.
[11] *Maradudin A.A., Mills D.L.* // Phys. Rev. 1975. Vol. B11. N 4. P. 1392. Ibid. Vol. B12. N 8. P. 2943.
[12] *Бродский А.М., Урбах И.М.* Электроника границы металл/электролит. М., 1989. 296 с. Кособукин В.А. // ФТТ. 1993. Т. 35. Вып. 4. С. 884. Там же Т. 36. Вып. 10. С. 3015.
[13] *Ландау Л.Д., Лифщиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: 1982. 620 с.
[14] *Allenspach R., Stampanoni M., Bischof A.* // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 65. N 26. P. 3344. Allenspach R., Bischof A. // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 69. N 23. P. 3385.
[15] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М., 1970. 856 с.