

В. А. КОСОБУКИН

БЛИЖНЕПОЛЬНАЯ МИКРОСКОПИЯ НА ОСНОВЕ ЛИНЕЙНОГО НАНОЗОНДА

Обсуждаются особенности ближнепольной микроскопии посредством линейного нанозонда, сканирующего поверхность образца на субволновом расстоянии от нее. В качестве зонда рассматривается нанопроволока благородного металла, обладающая локальными плазмонами. Применительно к ближнеполевой микроскопии магнитных доменов исследованы зависящие от положения зонда поляризация рассеянного света и магнитооптическая модуляция его интенсивности, резонансно усиленная плазмонами.

Ключевые слова: ближнепольная оптика, магнитооптика, микроскопия, рассеяние света, плазмон, электромагнитное усиление.

Введение. Задачей ближнепольной микроскопии является получение изображений структуры вещества с разрешением существенно меньшего масштаба, чем длина волны света [1]. Для этого применяют апертуры (щели), волоконно-оптические зонды, малые частицы. Необычайная слабость ближнепольного отклика, особенно магнитооптического, делает необходимым использовать возбуждение локальных плазмонов для усиления слабосигнального отклика [2, 3].

В данной работе обсуждаются принципы сканирующей ближнепольной оптической микроскопии в схеме, использующей линейный нанозонд в качестве источника ближнего светового поля. Схема имеет общий характер, но ниже она обсуждается применительно к ближнепольной магнитооптике. По аналогии с работами [4—7] развивается теория ближнепольных магнитооптических эффектов Керра в рассеянии света линейным зондом. Последний имеет субволновые размеры в двух поперечных измерениях, что необходимо для реализации ближнепольной оптики, а сканирование зондом поверхности образца позволяет сравнивать отклик (оптический контраст) в разных приповерхностных областях. Предлагаемая теория может представить интерес для магнитооптики и микроскопии материалов с плазмонными включениями [8] и для приложений в создании устройств сверхплотной записи [9].

Принципы ближнепольной оптической микроскопии приповерхностных магнитных неоднородностей нанометрового размера [7] реализованы в магнитооптическом микроскопе,

использующем ближнее поле малой (диаметром 30 нм) частицы благородного металла (см. экспериментальную [2] и теоретические работы [4—6]). Рассмотрение магнитооптической задачи позволяет продемонстрировать как общие принципы ближнеполюсной микроскопии, так и эффекты поляризации света и роль плазмонов в усилении оптического отклика.

На рис. 1 иллюстрируются принципы сканирующей ближнеполюсной магнитооптики с помощью линейного зонда (i , r и s — падающая, отраженная и рассеянная волны; \mathbf{M} — латерально неоднородная намагниченность слоя). Источником ближнего поля и излучателем служит линейный зонд (нанопроволока) с характерными поперечными размерами $a \ll 1/k_0$, где $k_0 = \omega/c$, $2\pi/k_0$ — длина волны света в вакууме на частоте ω . Предполагается, что зонд расположен вблизи поверхности образца, параллелен ей и границам раздела слоистой среды, ε_n — диэлектрическая проницаемость n -го слоя. Диэлектрическая проницаемость материала зонда $\varepsilon(\omega)$ обеспечивает существование долгоживущих (имеющих большую добротность) плазмонов, которые локализованы в плоскости поперечного сечения зонда. Объектом ближнеполюсной микроскопии служит домен намагниченности \mathbf{M} нанометрового размера $\sim w \ll k_0^{-1}$ в латеральном направлении (см. рис. 1).

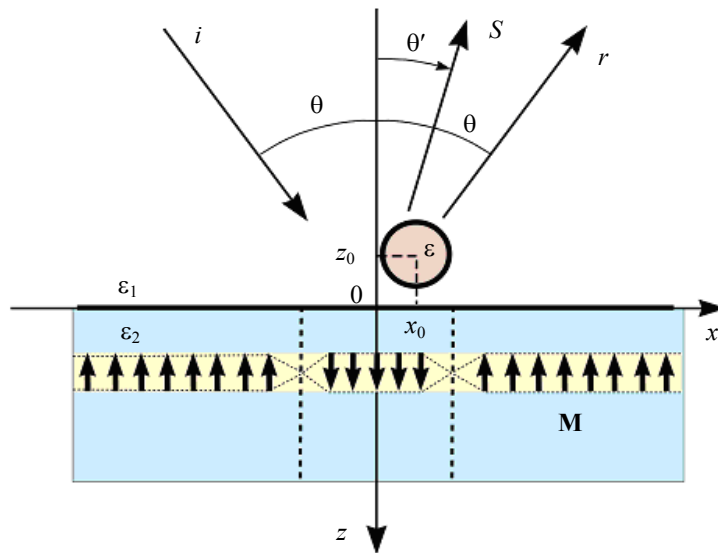


Рис. 1

Система возбуждается линейно поляризованной монохроматической волной

$$\mathbf{E}(\mathbf{p}, \omega) = (\mathbf{e}_x \cos \theta - \mathbf{e}_z \sin \theta) E e^{iq(x \sin \theta + z \cos \theta)}, \quad (1)$$

падающей под углом θ , где $\mathbf{p} = (x, z)$, $q = \sqrt{\varepsilon_1} k_0$. Волна (1) упруго рассеивается зондом и доменом; рассеянные волны детектируются в волновой зоне (на расстоянии $|\mathbf{p}| \gg 1/k_0$). Измеряемый сигнал содержит информацию о поляризации области, находящейся в ближнем поле зонда. Если в зонде (нанопроволоке) возбуждаются локальные плазмоны, то интенсивность ближнего поля и рассеянного света резонансно усиливается. При сдвиге зонда относительно домена на нанометровые расстояния оптический отклик как функция координаты сканирования x_0 (рис. 1) варьируется. Сканирующая ближнеполюсная магнитооптическая микроскопия обеспечивает возможность наблюдения поляризационно-чувствительного оптического контраста по поверхности образца.

Неоднородное распределение намагниченности образца $\mathbf{M}(\mathbf{p})$ параллельно и перпендикулярно поверхности образца описывается функциями $f_{\parallel}(x)$ и $f_{\perp}(z)$ соответственно. Намагниченность $\mathbf{M}(\mathbf{p})$ определяет вклад в диэлектрическую поляризацию при $\mathbf{M} \parallel \mathbf{e}_z$ (см. рис. 1):

$$\Delta P_{\alpha}(\mathbf{p}) = \frac{i\varepsilon_B}{4\pi} f_{\parallel}(x) f_{\perp}(z) \sum_{\beta} (\delta_{\alpha x} \delta_{\beta y} - \delta_{\alpha y} \delta_{\beta x}) E_{\beta}(\mathbf{p}), \quad (2)$$

где $\varepsilon_B \sim M$, $\delta_{\alpha\beta} = 1$ при $\alpha = \beta$ и $\delta_{\alpha\beta} = 0$ при $\alpha \neq \beta$. Для света, зеркально отраженного от поверхности образца, ориентация однородной намагниченности $\mathbf{M} \parallel \mathbf{e}_z$ такая же, как при полярном магнитооптическом эффекте Керра. Далее эффект этого типа рассматривается в геометрии рассеяния $i \rightarrow s$ (рис. 1).

Теория. Задача электродинамики для линейного зонда решается в рамках теории многократного рассеяния [4—7]. Вклады в диэлектрическую поляризацию, создаваемые зондом и магнитным доменом, считаются возмущением. Поляризация зонда рассматривается самосогласованно с учетом резонансного „эффекта сил изображения“, а магнитоиндуцированная поляризация (2) учитывается в первом приближении.

Для простоты далее считаем, что диэлектрическая проницаемость среды равна ε_1 при $z < 0$ и ε_2 при $z > 0$ (см. рис. 1). В качестве модели зонда рассмотрим круговой цилиндр (нанопроволоку), обладающий в оптическом диапазоне локальными плазмонами, поляризованными перпендикулярно оси. При рассеянии волны (1) компонента ее волнового вектора вдоль оси y бесконечного цилиндра сохраняется, а поле рассеянных волн зависит от $\mathbf{p} = (x, z)$. Положение оси цилиндра в плоскости xz задается вектором $\mathbf{p}_0 = x_0 \mathbf{e}_x + z_0 \mathbf{e}_z$, где $|z_0| \ll 1/k_0$ — необходимое условие ближнепольной оптики.

В случае кругового цилиндра радиуса a ($\ll 1/k_0$), расположенного на расстоянии $|z_0|$ от поверхности образца $z = 0$ (см. рис. 1), поперечные компоненты поляризуемости комплекса „цилиндр+изображение“ на единицу его длины равны

$$\chi^{(\alpha)} = \frac{a^2 (\varepsilon - \varepsilon_1)}{2} \left(\varepsilon + \varepsilon_1 - \frac{a^2 (\varepsilon - \varepsilon_1)(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{4|z_0|^2 \varepsilon_1 (\varepsilon_2 + \varepsilon_1)} \right)^{-1}, \quad (3)$$

где $\alpha = x, z$. При $|z_0| \gg a$ выражение (3) описывает поляризуемость изолированного цилиндра в однородной среде, а условие $\text{Re} \varepsilon(\omega) + \varepsilon_1 = 0$ определяет частоту его дипольных плазмонов. Второй член в знаменателе формулы (3) учитывает влияние на частоту плазмона взаимодействия между цилиндром и поверхностью образца (эффект сил изображения).

Обсудим структуру поля, рассеянного комплексом „зонд+изображение“, в случае волны (1), падающей по нормали ($\theta = 0$). При $\rho \gg 1/k_0$, где $\mathbf{p} = (x, z)$ — радиус-вектор точки наблюдения с $z < 0$ (рис. 1), поле излучения может быть представлено цилиндрическими волнами с компонентами ($\alpha = x, y$)

$$\frac{1}{E} E'_{\alpha}(\mathbf{p}, \omega) = \sqrt{2\pi} \frac{e^{iq\rho + i\pi/4}}{\sqrt{q\rho}} \cos \theta' F_{\alpha}(Q'). \quad (4)$$

Здесь $q = \sqrt{\varepsilon_1} k_0$, $\sin \theta' = x/\rho$, $\cos \theta' = |z|/\rho$, угол $\theta' (\neq 0)$ отсчитывается от отрицательного направления оси z , $Q' = q \sin \theta'$ — компонента волнового вектора

$$\mathbf{K}' = q (\mathbf{e}_x \sin \theta' - \mathbf{e}_z \cos \theta') \quad (5)$$

рассеянной волны (4) с $|Q'| \lesssim q$. Выражение (4) описывает линейно поляризованную волну $\mathbf{E}'_{\lambda} = E'_{\lambda} \mathbf{e}'_{\lambda}$ с волновым вектором (5) и вектором поляризации \mathbf{e}'_{λ} , равным $\mathbf{e}'_p = -(\mathbf{e}_x \cos \theta' + \mathbf{e}_z \sin \theta')$ или $\mathbf{e}'_s = \mathbf{e}_y$ в случае поляризации p или s соответственно. В отсут-

ствии намагниченности ($\mathbf{M} = 0$) для упругого (рэлеевского) рассеяния $p \rightarrow p$ на цилиндре в формуле (4) стоит

$$F_x(Q') = k_0^2 \chi^{(x)} e^{-iQ'x_0} h_p(Q', z_0) h_p(0, z_0) \cos \theta', \quad (6)$$

$$h_p(\kappa, z) = e^{ik_1(\kappa)z} + r_p(\kappa) e^{-ik_1(\kappa)z}, \quad r_p = (\varepsilon_1 k_2 - \varepsilon_2 k_1) / (\varepsilon_1 k_2 + \varepsilon_2 k_1), \quad k_n = \sqrt{\varepsilon_n k_0^2 - \kappa^2}.$$

Для магнитооптической компоненты рассеяния $p \rightarrow s$ учет (2) дает

$$F_y(Q') = \frac{\varepsilon_B}{2\varepsilon_1 \cos \theta'} k_0^2 \chi^{(x)} t_s(Q') J(Q', \mathbf{p}_0) h_p(0, z_0), \quad (7)$$

$$J(Q', \mathbf{p}_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\kappa}{2\pi} e^{-i\kappa x_0 - ik_1(\kappa)z_0} I_{\parallel}(Q' - \kappa) I_{\perp}(Q', \kappa) t_p(\kappa) k_1(\kappa), \quad (8)$$

где $t_s = 2k_1 / (k_1 + k_2)$, $t_p = 1 + r_p = 2\varepsilon_1 k_2 / (\varepsilon_1 k_2 + \varepsilon_2 k_1)$,

$$I_{\perp}(Q', \kappa) = \int_0^{\infty} dz f_{\perp}(z) e^{i[k_2(Q') + k_2(\kappa)]z}, \quad (9)$$

$$I_{\parallel}(Q' - \kappa) = \int_{-\infty}^{\infty} dx f_{\parallel}(x) e^{-i(Q' - \kappa)x}. \quad (10)$$

Для ультратонкого магнитного слоя толщиной $l \ll k_0^{-1}$ со средней плоскостью $z = z_1$ ($> l/2$) в согласии с магнитооптикой атомарно тонких слоев [10] интеграл (9) принимает вид: $I_{\perp}(Q', \kappa) = l \exp\{i[k_2(Q') + k_2(\kappa)]z_1\}$.

В общем случае распределение $f_{\parallel} = \bar{f}_{\parallel} + \delta f_{\parallel}$ в (2) включает вклады \bar{f}_{\parallel} однородной и δf_{\parallel} неоднородной намагниченности, чему в выражениях (8) и (10) соответствует $J = \bar{J} + \delta J$ и $I_{\parallel} = \bar{I}_{\parallel} + \delta I_{\parallel}$. В геометрии рис. 1 для латерально однородной намагниченности принимаем $\bar{f}_{\parallel} = -1$ и из формул (8) и (10) получаем

$$\bar{J}(Q', \mathbf{p}_0) = -ql t_p(Q') \cos \theta' e^{-iQ'x_0 - ik_1(Q')z_0 + 2ik_2(Q')z_1}. \quad (11)$$

Подстановка соотношения (11) в (7) дает величину \bar{F}_y , определяющую поле (4) для магнитооптического эффекта Керра в рассеянии света зондом при однородной намагниченности слоя $-M\mathbf{e}_z$. Для домена намагниченности в формулах (2) и (10) принимаем

$$\delta f_{\parallel}(x) = \frac{2w^2}{x^2 + w^2}, \quad \delta I_{\parallel}(\kappa) = 2\pi w e^{-|\kappa|w}. \quad (12)$$

Тогда с точностью до членов $\sim k_0(w + |z_0| + z_1) \ll 1$ из формулы (8) находим

$$\delta J(Q', \mathbf{p}_0) = \frac{4i\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} l w \frac{(w + |z_0| + z_1)^2 - x_0^2}{\left[x_0^2 + (w + |z_0| + z_1)^2\right]^2}. \quad (13)$$

Подстановка соотношения (13) в (7) дает величину δF_y , входящую в поле вида (4), которое связано с намагниченностью домена.

Безразмерное сечение рассеяния света $W = (2aL)^{-1} d\sigma/d\theta'$ на цилиндре длиной $L \gg k_0^{-1}$ представляется в виде $W = \rho S' / (2a S^{\text{inc}})$, где S^{inc} и S' — величины вектора

Пойнтинга падающей (1) и рассеянной (4) волн. Для рассеянного света с поляризацией в плоскости анализатора 45° , образующей угол 45° с плоскостью xz , W выражается суммой вкладов [7]

$$W_R + \bar{W}_M + \delta W_M = \frac{\pi}{qa} \left\{ \frac{1}{2} |F_x|^2 - \left[\operatorname{Re}(F_x^* \bar{F}_y) + \operatorname{Re}(F_x^* \delta F_y) \right] \cos \theta' \right\}, \quad (14)$$

где учтено соотношение $|F_y| \ll |F_x|$ между (6) и (7). Вклад W_R в (14) обусловлен упругим (рэлеевским) рассеянием света $p \rightarrow p$ комплексом „зонд+изображение“ при $\mathbf{M} = 0$, а вклады \bar{W}_M и δW_M — рассеянием $p \rightarrow s$, связанным с латерально однородным \bar{f}_{\parallel} и неоднородным δf_{\parallel} распределениями намагниченности.

Численный анализ. Результаты численного расчета наблюдаемых величин для серебряной нанопроволоки, зондирующей ультратонкий слой кобальта, находящийся в матрице из золота ($z > 0$, рис. 1) вблизи ее поверхности, представлены на рис. 2 и 3. Диэлектрические функции ϵ для Ag и ϵ_2 для Au взяты из работы [11], а ϵ_B для Co — из [12].

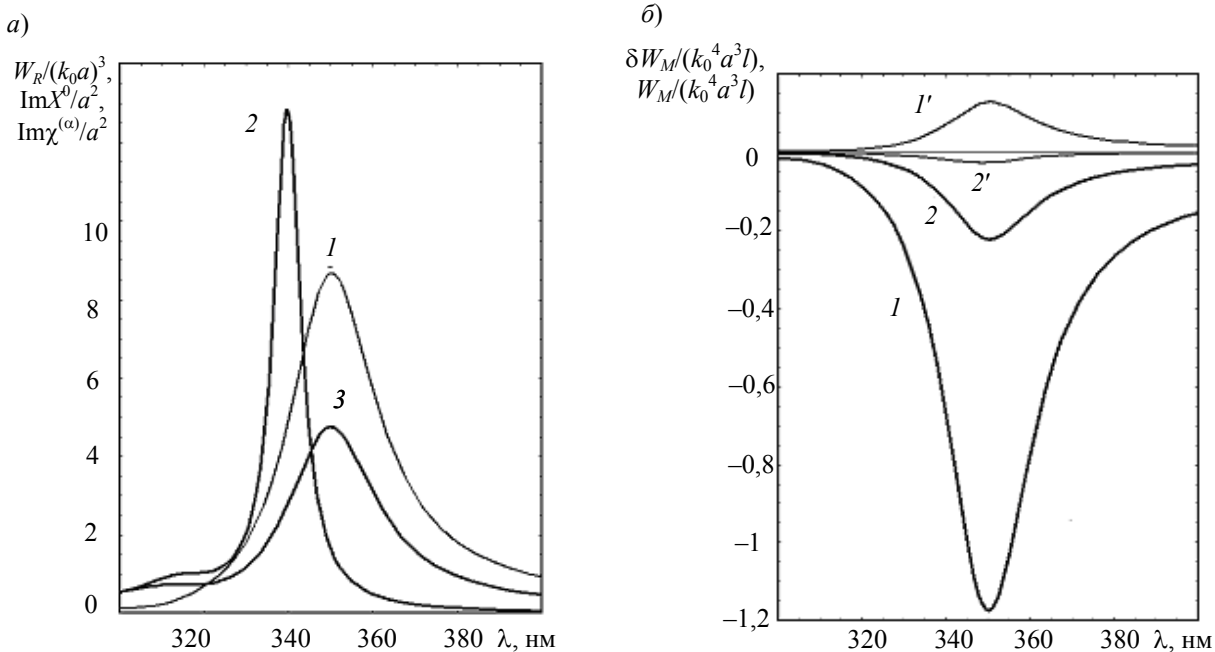


Рис. 2

На рис. 2, а приведен спектр упругого рассеяния света W_R комплексом „цилиндр+изображение“ (кривая 1), вычисленный по формуле (14). Он сравнивается со спектрами мнимой части поляризуемости (оптического поглощения) Ag цилиндра, расположенного в однородной среде (кривая 2) и около границы Au (кривая 3). Все кривые показывают наличие локального плазмонного резонанса, который смещен в длинноволновую сторону и уширен в случае цилиндра, расположенного вблизи массивного Au. На рис. 2, б приведены рассчитанные по формулам (6)—(14) магнитооптические вклады $\delta W_M / (k_0^4 a^3 l)$ (кривые 1 и 2) и $\bar{W}_M / (k_0^4 a^3 l)$ ($1'$ и $2'$) в сечение рассеяния (14) при $\theta' = 30^\circ$ (1 и $1'$) $\theta' = 60^\circ$ (2 и $2'$). Параметры вычислены при нормальном падении света ($\theta = 0$) для цилиндра Ag радиуса $a = 4,5$ нм, находящегося в среде с $\epsilon_1 = 2$ на расстоянии $|z_0| = 5$ нм от поверхности Au со слоем Co внутри, для которого $z_1 = 2$ нм и $l < 2z_1$. Резонансные особенности функций отклика

\bar{W}_M и δW_M в области плазмонного резонанса коррелируют со спектрами поляризуемости цилиндра (рис. 2, а). Таким образом, при возбуждении через локальные плазмоны нанопроволоки магнитооптический отклик $\bar{W}_M + \delta W_M$ существенно усиливается по сравнению с его значением вдали от плазмонного резонанса. Здесь имеет место усиление или ослабление интенсивности рассеяния, аналогичное истинному усилению магнитооптического эффекта Керра поверхностными плазмонами [10]. В спектрах углов керровского вращения и эллиптичности усиление отсутствует: определяющее эти углы отношение F_y/F_x величин (6) и (7) не содержит резонансной функции (3).

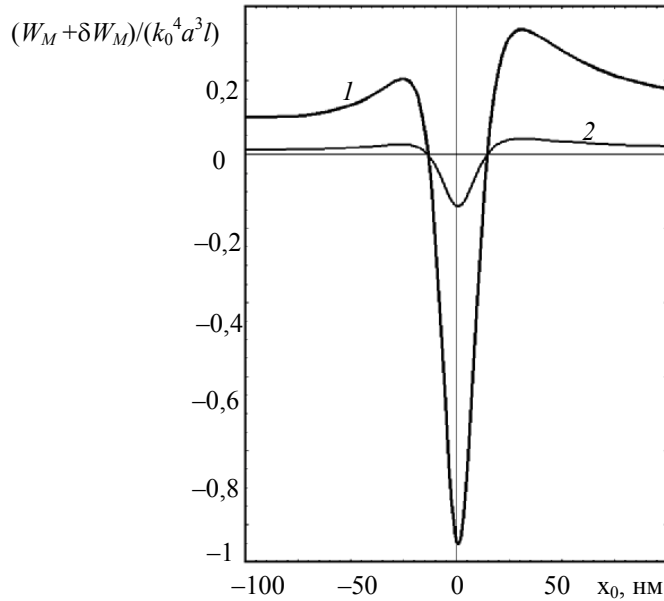


Рис. 3

На рис. 3 иллюстрируется представленная теория применительно к сканирующей ближнеполюсной микроскопии. Магнитооптический отклик $\bar{W}_M + \delta W_M$ из (14) показан на рис. 3 как функция координаты нанозонда x_0 (длина волны 350 (1) и 400 нм (2)); вычислено для рассеянного света при $\theta = 0$, $\theta' = 30^\circ$, $w = 10$ нм и тех же параметрах, что на рис. 2). Зависящий от x_0 вклад δW_M определяет сигнал сканирующей ближнеполюсной микроскопии, который дает „изображение“ домена намагниченности с центром $x = 0$ и формой, заданной выражением (12). Сигнал δW_M проявляется на „фоне“ вклада \bar{W}_M однородной составляющей намагниченности, который не зависит от x_0 . Рис. 3 показывает, что величина вкладов δW_M и \bar{W}_M в интенсивность рассеяния на частоте плазмонного резонанса (длина волны около 350 нм) значительно больше, чем вне резонанса (400 нм). Еще большего резонансного усиления ближнеполюсового сигнала плазмонами можно ожидать в случае эллиптического цилиндра.

Выводы. Предложена схема ближнеполюсного оптического микроскопа, использующего линейный нанозонд (нанопроволоку благородного металла), продемонстрированы особенности сканирующей микроскопии в режиме рассеяния и сделаны практически важные оценки. Для линейного зонда получены существенно иные характеристики рассеяния света, чем для точечных зондов. Показано, что при возбуждении плазмонов в зонде происходит значительное резонансное усиление вклада в интенсивность ближнеполюсных магнитооптических эффектов; при этом усиления керровского вращения и эллиптичности не происходит. Показано, что размер „изображения“ нанобъекта в ближнеполюсной микроскопии превышает его

истинный размер на величину расстояния между объектом и зондом по нормали к поверхности образца. Основные выводы, сделанные в данной работе для весьма сложного случая резонансной магнитооптической микроскопии в поляризованном свете, справедливы и для обычной ближнеполевой оптики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Novotny L., Stranick S. J.* Near-Field Optical Microscopy and Spectroscopy with Point Probes // *Ann. Rev. Phys. Chem.* 2006. Vol. 57. P. 303—331.
2. *Silva T. J., Schultz S., Weller D.* Scanning near-field optical microscope for the imaging of magnetic domains in optically opaque materials // *Appl. Phys. Lett.* 1994. Vol. 65. P. 658—660.
3. *Safarov V. I., Kosobukin V. A., Hermann C., Lampel G., Marliere C., Peretti J.* Near-field magneto-optics with polarization sensitive STOM // *Ultramicroscopy.* 1995. Vol. 57. P. 270—276.
4. *Kosobukin V. A.* Magneto-optics via the near field // *Surface Science.* 1998. Vol. 406. P. 32—47.
5. *Кособукин В. А.* К теории сканирующей ближнеполевой магнитооптической микроскопии // *ЖТФ.* 1998. Т. 43. С. 824—829.
6. *Kosobukin V. A.* Theoretical aspects of near-field magneto-optics and scanning magneto-optical microscopy // *Proc. SPIE.* 1999. Vol. 3791. P. 93—101.
7. *Кособукин В. А.* Ближнеполевая магнитооптика в резонансном рассеянии света линейным нанозондом // *Письма в ЖТФ.* 2008. Т. 34, № 19. С. 86—94.
8. *Abe M., Suwa T.* Surface plasma resonance and magneto-optical enhancement in composites containing multicore-shell structured nanoparticles // *Phys. Rev.* 2004. Vol. B 70. P. 235 103.
9. *Betzig E., Trautman J. K., Wolfe R. et al.* Near-field magneto-optics and high density data storage // *Appl. Phys. Lett.* 1992. Vol. 61. P. 142—144.
10. *Hermann C., Kosobukin V.A., Lampel G. et al.* Surface-enhanced magneto-optics in metallic multilayer films // *Phys. Rev.* 2001. Vol. B 64. P. 235 422.
11. *Johnson P. B., Christy R. W.* Optical constants of the noble metals // *Phys. Rev.* 1972. Vol. B 6. P. 4370—4379.
12. *Кринчик Г. С., Артемьев В. А.* Магнитооптические свойства никеля, кобальта и железа в УФ, видимой и ИК областях спектра // *ЖЭТФ.* 1967. Т. 53. С. 1901.

Сведения об авторе

Владимир Артемович Кособукин — д-р физ.-мат. наук, профессор; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН; Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, кафедра твердотельной электроники; E-mail: Vladimir.Kosobukin@mail.ioffe.ru

Рекомендована
программным комитетом Конференции

Поступила в редакцию
08.09.10 г.