

01;07

## **Ближнеполевая магнитооптика в резонансном рассеянии света линейным нанозондом**

© В.А. Кособукин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
E-mail: Vladimir.Kosobukin@mail.ioffe.ru*Поступило в Редакцию 20 апреля 2008 г.*

Представлена теория магнитооптического рассеяния света ближнеполевым линейным зондом, параллельным поверхности магнетика. Зонд моделируется цилиндрической нанопроволокой, обладающей долгоживущими поверхностными плазмонами. Рассматривается рассеяние в геометрии продольного магнитооптического эффекта Керра (намагниченность параллельна поверхности образца и плоскости падения света). Резонансное взаимодействие системы „зонд + изображение“ учитывается в самосогласованном приближении теории многократного рассеяния, а магнитооптическое взаимодействие — в линейном приближении по намагниченности. Исследованы поляризационные характеристики рассеянного света и магнитооптическая модуляция его интенсивности, резонансно усиленные поверхностными плазмонами.

PACS: 78.20.Ls, 78.67.-n, 07.79.Fc

Возбуждение долгоживущих поверхностных плазмонов в наночастицах благородных металлов приводит к существенному усилению локального электрического поля. В таком действующем поле резонансно усиливаются различные оптические эффекты [1], в том числе и магнитооптические [2,3]. Это важно при исследовании малых объемов вещества, например, в ближнеполевой магнитооптической микроскопии [4,5]. В настоящее время большой интерес вызывают магнитооптические эффекты в композитах, образованных магнитными материалами с внедренными в них частицами благородных металлов [6]. К этим системам применимы сформулированные в работах [7,8] представления теории ближнеполевых магнитооптических эффектов, возбуждаемых через состояния поверхностных плазмонов малой металлической частицы (квазитоочечного резонансного диполя). Результаты работ [7,8] были ориентированы на эксперименты, в которых ближнеполевой

магнитооптический отклик формировался малой сферической частицей благородного металла [4]. Было показано, что в поле поверхностного плазмона усиливается магнитооптическая модуляция как интенсивности рассеянного света, так и его эллипсометрических параметров (эллиптичности и керровского вращения) [3,7]. Магнитооптика в ближнем поле линейного зонда ранее не изучалась.

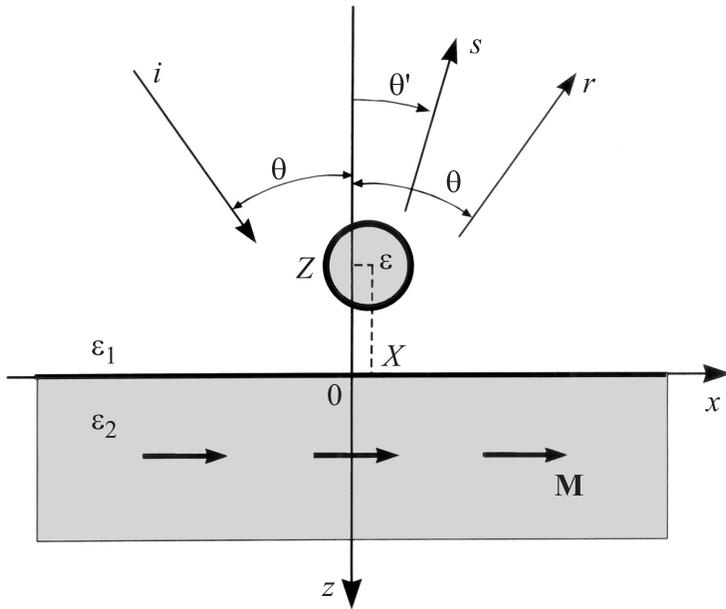
В данной работе представлена теория ближнеполевой магнитооптики с помощью линейного зонда (нанопроволоки). Как в [7,8], методом электродинамических функций Грина исследуется поле рассеянного (отраженного) света, поляризация которого несет информацию о состоянии намагниченности в ближнем поле зонда. Будет показано, что линейный зонд, обладающий поверхностными плазмонами, обеспечивает резонансное усиление магнитооптического отклика, причем последний имеет принципиально иные поляризационные свойства, чем в случае малой сферической частицы.

Модель, представленная на рис. 1, обобщает идею ближнеполевой магнитооптики [7,8] на случай линейного зонда. Для осуществления ближнеполевой микроскопии зонд должен иметь субволновые размеры в двух направлениях — параллельно и перпендикулярно поверхности образца. Этому условию удовлетворяет линейный зонд, в частности, цилиндрическая нанопроволока радиуса  $a \ll \lambda$ , где  $\lambda = 2\pi c/\omega$  — длина волны света на частоте  $\omega$ . Будем считать, что ось  $y$  тонкого цилиндрического зонда параллельна границе раздела полубесконечных диэлектрика и магнетика, имеющих диэлектрические проницаемости  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  (рис. 1) в отсутствие намагниченности. Считаем, что намагниченность  $\mathbf{M}$  также параллельна поверхности образца  $z = 0$  и лежит в плоскости падения света  $xz$ . При отсутствии цилиндра такая конфигурация соответствует продольному магнитооптическому эффекту Керра в отражении; этот термин мы сохраняем и для рассеяния.

В схеме, показанной на рис. 1, рассматриваем распределение света в плоскости, перпендикулярной оси цилиндра  $y$ . Из среды 1 ( $z < 0$ ) на поверхность образца под углом  $\theta$  падает монохроматическая волна

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

с частотой  $\omega$  и линейной поляризацией  $p$  вдоль орта  $\mathbf{e}_p = \hat{\mathbf{x}} \cos \theta - \hat{\mathbf{z}} \sin \theta$ ,  $Q = \sqrt{\varepsilon_1} k_0 \sin \theta$  и  $k_0 = \omega/c$ . Задача теории многократного электромагнитного рассеяния решается методом, описанным



**Рис. 1.** Геометрия задачи;  $i$ ,  $r$ ,  $s$  — падающая, отраженная и рассеянные волны.

в [7,8]. При упругом рассеянии волны (1) волновой вектор остается перпендикулярным оси цилиндра, плоскости падения и рассеяния света совпадают, и все волны зависят от радиус-вектора  $\boldsymbol{\rho} = (x, z)$ .

Поляризации  $\mathbf{P}^I$  и  $\mathbf{P}^{II}$ , обусловленные наличием соответственно цилиндра и намагниченности образца, рассматриваются как возмущение, причем  $|\mathbf{P}^{II}| \ll |\mathbf{P}^I|$ . Поперечные компоненты поляризации тонкого цилиндра, находящегося вблизи границы раздела сред, определяются выражением

$$P_{\alpha}^I(\boldsymbol{\rho}) = \frac{1}{1/\chi^0 - \sigma^{(\alpha)}} \delta(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_0) E_{\alpha}^{(0)}(\boldsymbol{\rho}_0), \quad (2)$$

где  $\mathbf{E}^{(0)}$  — поле в отсутствие возмущения,  $\boldsymbol{\rho}_0 = (X, Z)$ , рис. 1. В (2) входят компоненты  $\chi^{(\alpha)} = [1/\chi^0 - \sigma^{(\alpha)}]^{-1}$  диагонального тензора поля-

ризуемости, отнесенного к единице длины цилиндра. Здесь

$$\chi^0 = \frac{a^2}{2} \frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{\varepsilon + \varepsilon_1} \quad (3)$$

— поляризуемость цилиндра радиуса  $a$  ( $k_0 a \ll 1$ ),  $\varepsilon$  и  $\varepsilon_1$  — диэлектрические проницаемости цилиндра и окружающей его однородной среды. В случае металлического цилиндра функция (3) имеет резонанс на частоте поверхностного плазмона, которая определяется уравнением  $Re\varepsilon(\omega) + \varepsilon_1 = 0$ . В (2) величины

$$\sigma^{(\alpha)}(Z) = \frac{1}{2|Z|^2} \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{\varepsilon_1(\varepsilon_2 + \varepsilon_1)} (\delta_{\alpha x} - \delta_{\alpha z}) \quad (4)$$

( $\delta_{\alpha\beta}$  — символ Кронекера) учитывают в квазистатическом приближении ( $k_0|Z| \ll 1$ ) поляризацию границы раздела сред  $\varepsilon_1/\varepsilon_2$  (эффект „сил изображения“) цилиндром, расположенным на расстоянии  $|Z|$  от этой границы. Таким образом, выражения (2)–(4) определяют самосогласованный резонансный отклик системы „цилиндр + изображение“ на невозмущенное поле  $\mathbf{E}^{(0)}$ .

Возмущение поляризации в линейном приближении по намагниченности  $\mathbf{M} \parallel \hat{\mathbf{x}}$  имеет вид:

$$4\pi P_{\alpha}^{\text{II}}(\boldsymbol{\rho}) = i\varepsilon_B f(\boldsymbol{\rho}) \sum_{\beta} (\delta_{\alpha y} \delta_{\beta z} - \delta_{\alpha z} \delta_{\beta y}) E_{\beta}(\boldsymbol{\rho}). \quad (5)$$

Здесь  $\mathbf{E}$  — поле, учитывающее (2) самосогласованным образом,  $\varepsilon_B \sim M$ , функция  $f(\boldsymbol{\rho})$  описывает распределение намагниченности  $\mathbf{M}(\boldsymbol{\rho})$ .

В нулевом приближении теории, когда цилиндра и намагниченности нет, рассеяние ( $|\theta'| \neq \theta$ ) отсутствует. При последовательном учете возмущений (2) и (5) поле излучения выражается следующим образом:

$$\mathbf{E}(\boldsymbol{\rho}, \omega) = \sum_{n=0}^3 \mathbf{E}^{(n)}(\boldsymbol{\rho}, \omega), \quad (6)$$

где  $\mathbf{E}^{(0)}$  — невозмущенное поле. Вклад  $\mathbf{E}^{(1)}$  с  $n = 1$  соответствует обычному магнитооптическому эффекту Керра, который проявляется в зеркальном отражении света от плоской поверхности магнетика с преобразованием поляризации  $p \rightarrow s$ . Поле рассеянных ( $n \geq 2$ ) волн

в волновой зоне ( $\rho \gg k_0^{-1}$ ) вычисляется методом стационарной фазы в виде:

$$\frac{1}{\overline{E}_p^{inc}} E_\alpha^{(n)}(\rho) = \frac{e^{iq\rho}}{\sqrt{q\rho}} F_\alpha^{(n)}(Q', Q; \rho_0) \cos \theta'. \quad (7)$$

Амплитуда  $F_\alpha^{(n)}(Q', Q; \rho_0)$  описывает рассеяние  $Q \rightarrow Q'$  приповерхностным зондом,  $Q' = q \sin \theta'$ ,  $q = \sqrt{\varepsilon_1} k_0$ ,  $\sin \theta' = x/\rho$ ,  $\cos \theta' = |z|/\rho$ , угол  $\theta'$  отсчитывается от отрицательного направления оси  $z$  (рис. 1). Выражения (7) с  $n = 2$  и  $n = 3$  описывают цилиндрические волны, которые при  $\rho \gg k_0^{-1}$  представляются волнами  $\mathbf{E}'_p = \mathbf{E}^{(2)}$  и  $\mathbf{E}'_s = \mathbf{E}^{(3)}$  с линейными поляризациями  $p$  и  $s$  вдоль ортогональных ортов  $\mathbf{e}'_p = -(\hat{x} \cos \theta' + \hat{z} \sin \theta')$  и  $\mathbf{e}'_s = \hat{y}$  соответственно. Поле  $\mathbf{E}^{(2)}$  отвечает упругому резонансному рассеянию света  $p \rightarrow p$  комплексом „частица + изображение“ в отсутствие намагниченности. Поле  $\mathbf{E}^{(3)}$  представляет рассеяние  $p \rightarrow s$ , включающее последовательность оптических процессов с  $n = 2$  и  $n = 1$ ; в ней проявляется эффект 1-го порядка по магнитооптическому взаимодействию (5). Процесс с  $n = 3$  представляет интерес для ближнеполевого зондирования неоднородной намагниченности благодаря тому, что в этом процессе возможно преобразование волнового вектора  $Q \rightarrow \kappa \rightarrow Q'$  с пространственными компонентами Фурье  $\kappa \gg k_0$ . При наличии плазменного резонанса поляризуемости (3) поля  $\mathbf{E}^{(2)}$  и  $\mathbf{E}^{(3)}$  могут усиливаться в актах рассеяния  $p \rightarrow p$ , чего нет при нерезонансном рассеянии  $s \rightarrow s$ .

Рассеяние света обусловлено неоднородностью диэлектрической (2) или/и магнитооптической (5) поляризации. Наблюдаемыми магнитооптическими величинами являются интенсивность поляризованного излучения в волновой зоне и углы его эллиптичности и ориентации эллипса поляризации.

Рассмотрим сечение рассеяния  $p$ -поляризованной волны (1) в волну с вектором поляризации  $\mathbf{e}'_1 = \mathbf{e}'_p \cos \Omega + \mathbf{e}'_s \sin \Omega$ , который лежит в плоскости анализатора, образующей угол  $\Omega$  с плоскостью падения (рассеяния). Отношение интенсивности рассеянного в этой плоскости света к падающему потоку дает безразмерное дифференциальное сечение рассеяния

$$W_\Omega(\mathbf{M}) = \frac{1}{La} \frac{d\sigma'_\Omega}{d\theta'} = \frac{\rho}{a} \left| \frac{E'_p \cos \Omega + E'_s \sin \Omega}{\overline{E}_p^{inc}} \right|^2, \quad (8)$$

рассчитанное на элемент полярного угла  $d\theta'$  и единицу длины цилиндра  $L$ . В (8)  $E'_p = -E_x^{(2)}/\cos \theta'$  и  $E'_s = E_y^{(3)}$  суть волны (7) с

поляризациями  $p$  и  $s$ . Учитывая, что  $E'_s = 0$  при  $\mathbf{M} = 0$  и  $|E'_s| \ll |E'_p|$  при  $\mathbf{M} \neq 0$ , для модуляции  $\Delta W_\Omega(\mathbf{M}) = W_\Omega(\mathbf{M}) - W_\Omega(0)$  величины (8) намагниченностью  $\mathbf{M}$  получаем

$$\Delta W_\Omega(\mathbf{M}) = -\frac{\cos \theta'}{qa} \operatorname{Re} \{ F_x^{(2)} \cdot [F_y^{(3)}]^* \} \sin 2\Omega. \quad (9)$$

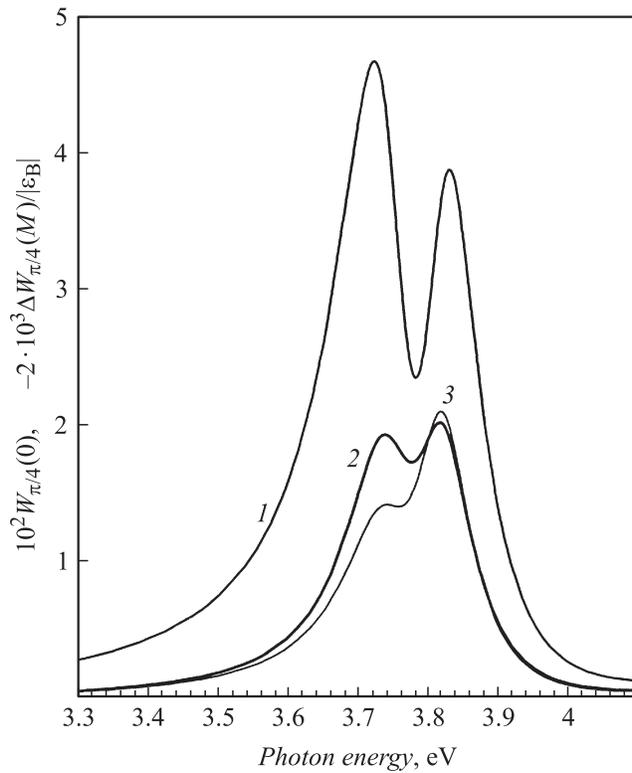
Углы ориентации эллипса поляризации  $\Phi$  и эллиптичности  $\Theta$  рассеянного света выражаются формулами

$$\Phi = \frac{1}{2} \arctan \left( \frac{2 \operatorname{Re} \chi}{1 - |\chi|^2} \right), \quad \Theta = \frac{1}{2} \arcsin \left( \frac{2 \operatorname{Im} \chi}{1 + |\chi|^2} \right), \quad (10)$$

где  $\chi = E'_s/E'_p$  определяется соотношениями вида (7).

Для примера на рисунках 2 и 3 представлены спектры наблюдаемых величин (8)–(10), рассчитанные с функцией  $\varepsilon(\omega)$  из [9] для нанопроволоки Ag и  $\varepsilon_2(\omega)$  из [10] для образца Co. Предполагается, что намагниченность  $\mathbf{M} = \hat{\mathbf{x}}M$  однородна. Для случая  $\Omega = \pi/4$  на рис. 2 показан спектр интенсивности  $W_{\pi/4}(0)$  рассеяния  $p \rightarrow p$  при  $\mathbf{M} = 0$  и его магнитооптическая модуляция  $\Delta W_{\pi/4}(\mathbf{M})/|\varepsilon_B|$ , связанная с рассеянием  $p \rightarrow s$  при  $\mathbf{M} \neq 0$ . Видны резонансные особенности обеих величин в области плазменного резонанса. Таким образом, рис. 2 демонстрирует, что при возбуждении через плазмоны цилиндра магнитооптический отклик  $\Delta W_{\pi/4}(\mathbf{M})/|\varepsilon_B|$  существенно усиливается по сравнению с его значением вдали от резонанса. В согласии с выражениями (2)–(4) спектры на рис. 2 имеют низкочастотную и высокочастотную компоненты расщепления частоты плазмона; им соответствует поляризация плазменных колебаний параллельно и перпендикулярно поверхности образца.

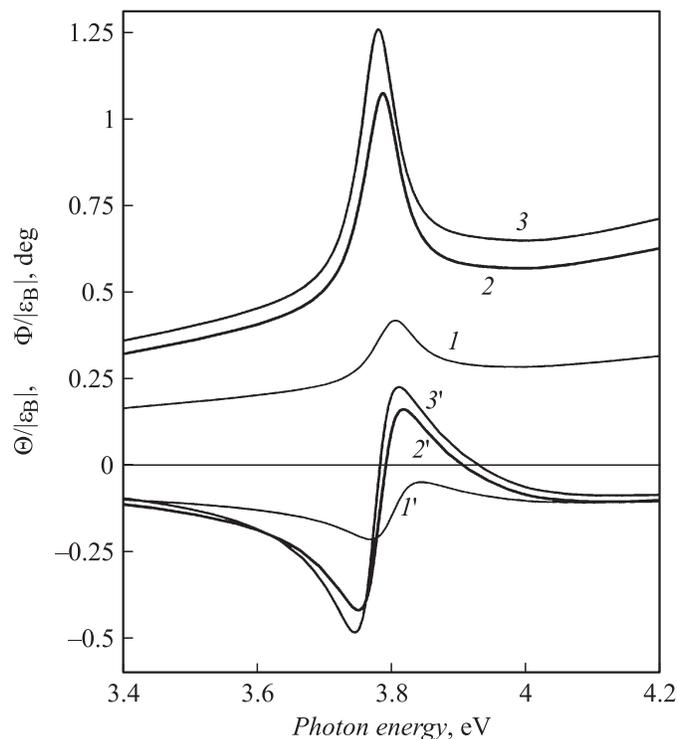
Спектры эллипсометрических параметров (10) показаны на рис. 3. В них также видны резонансные особенности, связанные с возбуждением магнитооптического рассеяния через поверхностные плазмоны цилиндра. Положения спектральных особенностей на рис. 2 и 3, коррелируют, но в форме и величине усиления представленных характеристик имеются существенные различия. Они обусловлены тем, что, например, интенсивностная характеристика (9) на рис. 2 определяется произведением резонансных величин  $E_x^{(2)}$  и  $E_y^{(3)}$ , а эллипсометрические характеристики (10) на рис. 3 — их отношением  $\chi \sim E_y^{(3)}/E_x^{(2)}$ , в котором близкие резонансные особенности погашаются. Этим объясняется



**Рис. 2.** Нормированные спектры интенсивности рассеяния  $W_{\pi/4}(0)$  при  $\mathbf{M} = 0$  (кривая 1) и магнитооптической модуляции интенсивности  $\Delta W_{\pi/4}(\mathbf{M})/|\epsilon_B|$  при однородной намагниченности  $\mathbf{M} = \hat{\mathbf{x}}M$  (кривые 2 и 3). Угол падения  $\theta = 30^\circ$  для всех кривых, угол рассеяния  $\theta' = 45^\circ$  для кривых 1 и 2,  $\theta' = 60^\circ$  для кривой 3. Вычислено при  $\Omega = \pi/4$  по формулам (8) и (9) с функцией  $\epsilon$  из [9] для цилиндра Ag,  $\epsilon_2$  из [10] для образца Co и следующими параметрами:  $\epsilon_1 = 1.5$ ,  $\arg \epsilon_B = 0$ ,  $a = 5$  nm,  $|Z| = 10$  nm и  $X = 0$ .

и отсутствие на рис. 3 тонкой структуры, обусловленной расщеплением спектра плазмонов.

В данной работе решена задача теории магнитооптического рассеяния света через ближнее поле линейного дипольно поляризуемого



**Рис. 3.** Спектральные зависимости углов поворота эллипса поляризации  $\Phi$  (кривые 1–3) и эллиптичности  $\Theta$  (кривые 1'–3') рассеянного излучения. Угол падения  $\theta = 30^\circ$  для всех кривых, угол рассеяния  $\theta' = 20^\circ$  (1 и 1'),  $\theta' = 45^\circ$  (2 и 2') и  $\theta' = 60^\circ$  (3 и 3'). Вычислено по формулам (10) для цилиндра Ag и образца Co с теми же параметрами, что на рис. 2.

нанозонда. Предсказывается резонансное усиление ближнеполевого магнитооптического отклика вследствие возбуждения поверхностных плазмонов в зонде (металлической нанопроволоке). Этот эффект является проявлением истинного усиления интенсивности магнитооптического рассеяния, которое аналогично наблюдавшемуся усилению магнитооптических эффектов Керра при их возбуждении через состояния поверхностных плазмонных поляритонов [2]. Поляризационные и угловые характеристики света, рассеянного линейным зондом вблизи магнетика,

существенно отличаются от характеристик, исследованных ранее для квазиточечного зонда. Спектры магнитоиндуцированных эллиптичности и вращения эллипса поляризации рассеянного света также показывают резонансные особенности, связанные с возбуждением плазмонов.

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

## Список литературы

- [1] *Surface Enhanced Raman Scattering*, Eds Chang R.K. and Furtak T.E. New York: Plenum Press, 1982.
- [2] *Safarov V.I., Kosobukin V.A., Hermann C., Lampel G., Peretti J., Marliere C.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. N 26. P. 3584–3587; Phys. Rev. 2001. B 64. N 23. P. 235 422.
- [3] *Kosobukin V.A.* // Proc. SPIE. 1999. V. 3791. P. 93–101.
- [4] *Silva T.J., Schultz S., Weller D.* // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 65. N 6. P. 658–660; *Pufall M.R., Berger A., Schultz S.* // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. N 8. P. 5689–5691.
- [5] *Safarov V.I., Kosobukin V.A., Hermann C., Lampel G., Peretti J., Marliere C.* // Ultramicroscopy. 1995. V. 57. P. 270–276.
- [6] *Abe M., Suwa T.* // Phys. Rev. 2004. B 70. N 23. P. 235 103; *Tomita S., Kato T., Tsunashima S., Iwata S., Fujii M., Hayashi S.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 167 402; *ibid.* 2007. V. 99. P. 039 901.
- [7] *Kosobukin V.A.* // Surface Science. 1998. V. 406. P. 32–47.
- [8] *Кособукин В.А.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 7. С. 86–91.
- [9] *Johnson P.B., Christy R.W.* // Phys. Rev. 1972. V. B6. N 12. P. 4370–4379.
- [10] *Johnson P.B., Christy R.W.* // Phys. Rev. 1974. V. B9. N 12. P. 5056–5070.