

ГИГАНТСКИЙ ЭКВАТОРИАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ КЕРРА В МАГНИТОПЛАЗМОННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ. МЕТОД МАТРИЦЫ РАССЕЯНИЯ

В. И. Белотелов^{a,b,}, Д. А. Быков^{c,d}, Л. Л. Досколович^{c,d}, А. Н. Калиш^{a,b}, А. К. Звездин^a*

*^a Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

*^b Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119992, Москва, Россия*

*^c Институт систем обработки изображений Российской академии наук
443001, Самара, Россия*

*^d Самарский государственный аэрокосмический университет им. академика С. П. Королева
443086, Самара, Россия*

Поступила в редакцию 31 октября 2009 г.

Показано, что магнитооптический интенсивностный эффект (экваториальный эффект Керра) в металлодиэлектрической периодической гетероструктуре, состоящей из металлической решетки, образованной щелями субволновой ширины и намагниченной вдоль щелей диэлектрической подложки, резонансно усиливается в несколько десятков раз в области возбуждения собственных волн структуры — поверхностных плазмон-поляритонов и мод Фабри – Перо. При этом использованы методы связанных фурье-мод и матрицы рассеяния, адаптированные на случай гиротропных периодических сред. Резонансное увеличение интенсивностного эффекта обусловлено явлением магнитооптической невязимости.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время благодаря развитию технологии наблюдается новая волна активности в исследовании материалов с перестраиваемыми оптическими свойствами. Среди них следует выделить магнитооптические среды, поскольку они представляют существенный интерес как для фундаментальной, так и для прикладной науки. Магнитооптические наноструктурированные материалы — магнитные среды со специально подобранной структурой, характерный размер которой не превышает нескольких сотен нанометров, обладающие выдающимися магнитооптическими свойствами: магнитооптические эффекты в них могут существенно превосходить аналогичные эффекты в обычных однородных пленках, что дает возможность эффективного контроля интенсивности и состояния поляризации света, который осуществляется с частотой вплоть до нескольких десят-

ков гигагерц. Это позволяет использовать их в новом поколении устройств записи, считывания и обработки информации, оптических изоляторах, биосенсорах и т. п.

Примером магнитных наноструктурированных материалов являются магнитные фотонные кристаллы, представляющие собой, например, чередующиеся четвертьволновые слои магнитного и немагнитного диэлектриков или перфорированные магнитные пленки [1, 2]. Период фотонного кристалла составляет порядка длины волны света. Установлено, что магнитооптические эффекты Фарадея и Керра в фотонных кристаллах возрастают в несколько десятков раз вблизи резонансных длин волн. Такое усиление магнитооптических эффектов может быть объяснено явлением замедления света, возникающим из-за взаимодействия излучения со средой, у которой диэлектрическая проницаемость периодически модулирована [3].

Другим примером наноструктурированных сред служат плазмонные гетероструктуры, состоящие

*E-mail: vladimir.belotelov@gmail.com

из металлических и диэлектрических слоев, перфорированных системой субволновых отверстий [4–7]. Вдоль границы раздела металла с диэлектриком возможно распространение поверхностных электромагнитных волн — поверхностных плазмон-поляритонов [8]. Возбуждение поверхностных волн влияет на оптические свойства структуры. Так, с плазмон-поляритонами связывают явление экстраординарного оптического прохождения. Поверхностные плазмонные волны влияют и на магнитооптические эффекты, вновь приводя к их значительному усилению [9–12]. В данном случае формирование плазмон-поляритонов увеличивает эффективную длину взаимодействия падающего света с магнитным веществом, что и приводит к возрастанию магнитооптических эффектов. Следует отметить, что аналогичное усиление имеет место в любой системе, в которой могут существовать волны, распространяющиеся вдоль поверхности. Кроме поверхностных плазмон-поляритонов, такими свойствами обладают, например, моды Брюстера–Зенека [13], а также волноводные моды диэлектрического слоя [10].

Среди магнитооптических эффектов большую роль играют интенсивностные эффекты, состоящие в относительном изменении коэффициентов отражения или прохождения света при обращении намагниченности образца. Если вектор намагниченности лежит в плоскости ферромагнитной пленки и направлен перпендикулярно плоскости падения света, то в отраженном свете наблюдается магнитооптический экваториальный эффект Керра, описываемый величиной

$$\delta = \frac{I(\mathbf{M}) - I(-\mathbf{M})}{I(0)}, \quad (1)$$

где $I(\mathbf{M})$ и $I(-\mathbf{M})$ — интенсивность отраженного света при противоположных направлениях намагниченности [14]. Возникновение эффекта связано с зависимостью граничных условий от намагниченности пленки. Экваториальный эффект Керра возникает только для поглощающих сред и принимает наибольшие значения при наклонном падении p -поляризованного излучения (вектор электрического поля лежит в плоскости падения). Как правило, эффект Керра наблюдают в проводящих ферромагнетиках (никель, кобальт, их сплавы и т. д.) в отраженном свете. Подобный эффект имеет место и в проходящем свете [9], однако его наблюдение сильно затруднено малостью интенсивности прошедшего излучения.

В случае однородных пленок величина δ не превышает тысячных долей. Эффект можно усилить

при наблюдении на второй оптической гармонике [15, 16], но при этом требуются большие интенсивности падающего света. Кроме того, экваториальный эффект Керра можно усилить и возбуждая поверхностные плазмон-поляритоны [17–25]. Большинство работ в этом направлении сделано для гладких ферромагнитных пленок [17–23]. Лишь в нескольких работах рассмотрены экваториально намагниченные перфорированные пленки [12, 24, 25]. Вместе с тем, случай наноструктурированных систем представляется также весьма перспективным и требует дополнительных исследований. В данной работе изучен экваториальный эффект Керра в металлической решетке на магнитной подложке. При этом использованы методы связанных фурье-мод и матрицы рассеяния.

2. МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ НЕВЗАИМНОСТЬ

Прежде всего, рассмотрим однородную плазмонную пленку, обладающую магнитооптической активностью: тонкий слой благородного металла, нанесенный на ферромагнитный диэлектрик. Поверхностную плазмон-поляритонную волну в такой системе можно возбудить, например, в конфигурации Кретчманна или Отто [26]. Если магнитная подложка намагничена в плоскости вдоль оси y , то в линейном по вектору гирации g приближении тензор диэлектрической проницаемости пленки имеет вид [14]:

$$\hat{\epsilon}_2 = \epsilon_2 \hat{\mathbf{I}} + g \hat{\mathbf{M}}, \quad (2)$$

где $\hat{\mathbf{I}}$ — единичная матрица, $\mathbf{M}_{13} = i$, $\mathbf{M}_{31} = -i$ и $\mathbf{M}_{lj} = 0$ при остальных значениях коэффициентов пары (l, j) , $l, j = 1, 2, 3$. В рассматриваемом диапазоне длин волн от 500 нм до 1200 нм компоненты тензора ϵ_2 и g являются монотонно возрастающими функциями частоты. Металлический слой описывается в приближении теории Друде–Зоммерфельда:

$$\epsilon_1 = \epsilon_\infty - \omega_0^2 / (\omega^2 + i\gamma\omega), \quad (3)$$

где ω_0 — плазменная частота, ϵ_∞ — диэлектрическая проницаемость металла на больших частотах, а γ — частота столкновений, определяющая тепловые потери в металле.

Вблизи поверхности намагниченной пленки становится отличным от нуля векторное произведение намагниченности \mathbf{m} и вектора нормали \mathbf{N} . Магнитное поле нарушает симметрию относительно обращения времени, в то время как наличие границы раздела и связанного с ней вектора нормали нарушает

пространственную инверсию. Интересно отметить, что нарушение пространственно-временной симметрии характерно для сред, обладающих тороидным моментом $\boldsymbol{\tau}$, трансформационные свойства которого совпадают с таковыми для $\mathbf{m} \times \mathbf{N}$ [27]. Таким образом, распространение плазмон-поляритона аналогично распространению волны в среде с тороидным моментом вдоль его направления. Известно, что в электродинамике наличие тороидного момента приводит к возникновению оптической невзаимности, которая в данном случае выражается в отличии волновых векторов электромагнитной волны при распространении в направлении вдоль вектора $\boldsymbol{\tau}$ и в противоположном направлении [28, 29]:

$$\kappa = k_0 \sqrt{\varepsilon} \left(1 + \frac{\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{k}_0}{k_0 \sqrt{\varepsilon}} \right). \quad (4)$$

Покажем, что для поверхностного плазмон-поляритона в случае экваториально намагниченной среды имеет место аналогичная оптическая невзаимность.

Выражение для оптической невзаимности для поверхностных плазмон-поляритонов можно получить из решения уравнений Максвелла для металлического и магнитного слоев с учетом соответствующих граничных условий. Из уравнений Максвелла следует, что, в отличие от прочих возможных направлений намагниченности, в данном случае намагниченность не изменяет состояние поляризации поверхностной волны, а только изменяет ее волновое число κ . В результате вдоль границы раздела между металлом и гиротропным диэлектриком распространяется p -поляризованная волна, магнитное поле которой $H_y(x, z) = H_y \exp(ikx - \gamma_i |z|)$ направлено в плоскости (в системе координат с осью z , перпендикулярной плоскости, и осью x , направленной вдоль распространения плазмон-поляритона). В случае металлической пленки толщиной h , окруженной диэлектрическими средами с диэлектрическими проницаемостями ε_0 и ε_2 , причем вторая среда гиротропная, волновые числа κ и γ_i удовлетворяют трансцендентному уравнению

$$\eta_1 \left(\eta_0 + \eta_2 - \frac{g\kappa}{\varepsilon_2} \right) + \left[\eta_0 \left(\eta_2 - \frac{g\kappa}{\varepsilon_2} \right) + \eta_1^2 \right] \text{th}(\gamma_1 h) = 0, \quad (5)$$

где $\eta_i = \gamma_i/\varepsilon_i$, $\gamma_i = \sqrt{\kappa^2 - \varepsilon_i k_0^2}$, $i = 0, 1, 2$, $k_0 = \omega/c$.

Если толщина металла достаточно велика (больше скин-слоя), то уравнение (5) существенно упрощается и в пределе $\gamma_1 h \rightarrow \infty$ позволяет получить явное выражение для волнового числа плазмона, рас-

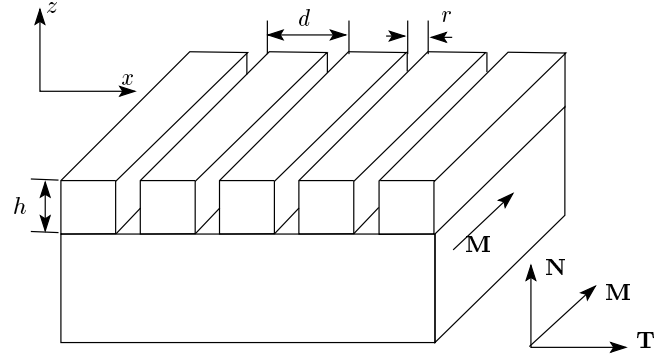


Рис. 1. Экваториально намагниченная гетероструктура: перфорированный металл/ферромагнитный диэлектрик

пространяющегося вдоль границы раздела металла с гиротропной средой:

$$\kappa = \kappa_0(1 + \alpha g), \quad (6)$$

где $\kappa_0 = k_0 (\varepsilon_1 \varepsilon_2 / (\varepsilon_1 + \varepsilon_2))^{1/2}$ и $\alpha = (-\varepsilon_1 \varepsilon_2)^{-1/2} (1 - \varepsilon_2^2 / \varepsilon_1^2)^{-1}$. Из уравнения (6) следует, что волновое число поверхностной волны в первом приближении линейно зависит от гирации пленки g , что подтверждает эффект невзаимности. Формула (6) согласуется с формулой (4), если учесть, что согласно сказанному выше $\boldsymbol{\tau} \sim \mathbf{m} \times \mathbf{N}$ и, следовательно, в данной геометрии $g_y \sim \tau_x$.

Теперь обратимся к структуре, в которой металлический слой перфорирован системой параллельных щелей (рис. 1). При этом в области металла и гиротропного диэлектрика диэлектрическая проницаемость становится периодической функцией координаты x и ступенчатой функцией координаты z :

$$\varepsilon(x, z) = (\varepsilon_1(x) - \varepsilon_2) \theta(z) + \varepsilon_2,$$

а гирация структуры остается ступенчатой функцией $g(z) = g\theta(-z)$, где $\theta(z)$ — функция Хевисайда (граница раздела между металлом и диэлектриком совпадает с плоскостью $z = 0$). Вновь предположим, что толщина металла превышает величину скин-слоя и взаимодействие плазмон-поляритонов на двух поверхностях металла пренебрежимо мало. Из уравнений Максвелла получим дифференциальное уравнение для комплексной амплитуды напряженности магнитного поля \mathbf{H} и запишем его в операторном виде:

$$(\hat{L} + \hat{V}) \mathbf{H} = \omega^2 / c^2 \mathbf{H}, \quad (7)$$

где

$$\hat{L}\mathbf{H} = \nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \mathbf{H} \right), \quad \hat{V}\mathbf{H} = \nabla \times \left(\frac{g}{\varepsilon^2} \hat{\mathbf{M}} \cdot [\nabla \times \mathbf{H}] \right).$$

Оператор \hat{V} учитывает линейный по g магнитооптический вклад.

Поскольку диэлектрическая проницаемость периодична вдоль оси x , компоненту магнитного поля H_y можно представить в виде волны Блоха:

$$H_y(x, z) = \tilde{u}_\kappa(x, z)e^{i\kappa x}, \quad (8)$$

где блоховская амплитуда $\tilde{u}_\kappa(x, z)$ имеет период, равный периоду решетки d :

$$\tilde{u}_\kappa(x, z) = \tilde{u}_\kappa(x + d, z),$$

κ — квазиволновое число. Блоховская волна с квазиволновым числом κ может быть возбуждена падающей волной, у которой проекция волнового вектора на плоскость решетки $k_x^{(i)}$ удовлетворяет соотношению

$$\kappa = k_x^{(i)} + mG, \quad (9)$$

где $G = 2\pi/d$ — вектор обратной решетки. Уравнение (7) при учете соотношения (8) может быть преобразовано в задачу на собственные значения относительно нормированной блоховской огибающей $u_\kappa(x, z)$:

$$\left(\hat{L}' + \hat{V}' \right) u_\kappa = \omega^2/c^2 u_\kappa, \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{L}'u_\kappa = & -\partial_z \left(\frac{1}{\varepsilon} \partial_z u_\kappa \right) - \partial_x \left(\frac{1}{\varepsilon} \partial_x u_\kappa \right) - \\ & - i\kappa \left(u_\kappa \partial_x \left(\frac{1}{\varepsilon} \right) + 2\frac{1}{\varepsilon} \partial_x u_\kappa \right) + \kappa^2 \frac{u_\kappa}{\varepsilon}, \\ \hat{V}'u_\kappa = & i \left[\partial_x \left(\frac{g}{\varepsilon^2} \right) \partial_z u_\kappa - \partial_z \left(\frac{g}{\varepsilon^2} \right) (\partial_x u_\kappa + i\kappa u_\kappa) \right]. \end{aligned}$$

В нулевом по g приближении, т.е. при отсутствии гирации, собственные функции задачи (10) $u_{n,\kappa}$ являются собственными функциями оператора \hat{L}' :

$$\hat{L}'u_{n,\kappa} = (\omega_{0n}(\kappa)/c)^2 u_{n,\kappa}. \quad (11)$$

Им соответствуют определенные дисперсионные зависимости $\omega_{0n}(\kappa)$, где n — номер дисперсионной кривой. Наличие поперечной намагниченности изменяет частоту $\omega_{0n}(\kappa)$. В первом порядке по g теории возмущений из формулы (10) следует

$$\omega_n(\kappa, g) = \omega_{0n}(\kappa) + \frac{c^2 \langle u_{n,\kappa} | \hat{V}' | u_{n,\kappa} \rangle}{2\omega_{0n}(\kappa)}. \quad (12)$$

Матричный элемент $\langle u_{n,\kappa} | \hat{V}' | u_{n,\kappa} \rangle$ с учетом уравнения (10) может быть оценен как

$$\langle u_{n,\kappa} | \hat{V}' | u_{n,\kappa} \rangle \approx \kappa g / \varepsilon_2^2 \int_0^d |u_{n,\kappa}(x, 0)|^2 dx.$$

Следовательно, частота возбуждения плазмон-поляритона в магнитном случае смещается от частоты в немагнитном случае на величину $\Omega(g)$:

$$\Omega(g) = \xi_{n,\kappa} \frac{\kappa g}{\omega_{0n}(\kappa) \varepsilon_2^2}, \quad (13)$$

где $\xi_{n,\kappa}$ — коэффициент, зависящий от распределения поля на границе раздела; его размерность m/c^2 . Таким образом, в перфорированных магнитоплазмонных структурах эффект невзаимности имеет место, причем он определяется не только величиной гирации и диэлектрическими проницаемостями составляющих гетероструктуры, но и распределением поля на границе раздела, т.е. зависит от параметров решетки.

3. МАТРИЦА РАССЕЙЯНИЯ И РЕЗОНАНСЫ ФАНО

При анализе задачи о падении света на периодические структуры удобно использовать метод матрицы рассеяния [30–32]. Этот метод эффективен при поиске собственных волн системы, которые оказывают большое влияние на оптические свойства. В данной работе собственные волны системы были найдены также с использованием метода матрицы рассеяния.

Свет при падении на периодическую структуру дифрагирует на ней, и возникающее при этом электромагнитное поле представимо в виде суперпозиции падающей, отраженных и прошедших плоских волн с продольными волновыми числами $k_x^{(m)}$, отличающимися от волнового числа $k_x^{(i)}$ падающей волны на вектор обратной решетки mG . В общем случае комплексные амплитуды отраженных и прошедших волн могут быть объединены в столбец \mathbf{A}_{scat} , а амплитуды падающих с обеих сторон на структуру волн во всех дифракционных порядках — в столбец \mathbf{A}_{in} .

Комплексные амплитуды падающих и рассеянных волн связаны через матрицу рассеяния \mathbf{S} :

$$\mathbf{S}\mathbf{A}_{in} = \mathbf{A}_{scat}. \quad (14)$$

Матрица рассеяния (\mathbf{S} -матрица) является адекватным физическим инструментом для описания

электромагнитных свойств материалов, существенно неоднородных на субволновом масштабе, для которых стандартные оптические подходы, предполагающие однородность волнового фронта в латеральном направлении, не применимы [30–32]. К числу достоинств метода можно отнести возможность нахождения собственных колебаний структуры. Размерность \mathbf{S} -матрицы определяется размерностью столбцов амплитуд. Матрицу рассеяния рассчитывают численно.

Собственные волны могут распространяться по структуре без внешнего воздействия, поэтому им соответствует нетривиальное решение однородной задачи с нулевым столбцом амплитуд падающих волн \mathbf{A}_{in} : $\mathbf{S}^{-1}\mathbf{A}_{scat} = 0$. Для существования нетривиального решения необходимо, чтобы

$$\det(\mathbf{S}^{-1}) = 0. \quad (15)$$

Матрица рассеяния является функцией частоты и квазиволнового числа. Будем считать, что квазиволновое число задано, и найдем решение (15) по частоте. Решения (15) в общем случае комплексны: $\tilde{\omega}_p = \omega_p + i\gamma_p$. Нули определителя $\det(\mathbf{S}^{-1})$ являются полюсами определителя $\det(\mathbf{S})$. Предполагая, что определитель матрицы рассеяния является мероморфной функцией комплексной частоты, представим его разложением в ряд:

$$\det(\mathbf{S}) = \sum_p \frac{D_p}{\omega - \tilde{\omega}_p} + D_0, \quad (16)$$

где p — целое число, $p \geq 1$, D_0 — аналитическая функция частоты. В соответствии с формулами Крамера, комплексная амплитуда m -го дифракционного порядка A_m может быть представлена отношением вспомогательного определителя $\det(\mathbf{S}_m^{(1)})$, в котором m -ый столбец заменен на столбец \mathbf{A}_{in} , и определителя обратной матрицы рассеяния:

$$A_m = \det(\mathbf{S}_m^{-1}) / \det(\mathbf{S}^{-1}). \quad (17)$$

Следовательно, учитывая, что $\det(\mathbf{S}) = 1 / \det(\mathbf{S}^{-1})$, вблизи каждого p -го полюса $\tilde{\omega}_p$ определителя матрицы рассеяния получаем, что комплексные амплитуды дифракционных порядков имеют резонансную особенность и в окрестности полюса $\tilde{\omega}_p$ комплексная амплитуда m -го дифракционного порядка имеет вид

$$A_m = \frac{a_{pm}}{\omega - \tilde{\omega}_p} + b_{pm}, \quad (18)$$

где

$$a_{pm} = D_p \det(\mathbf{S}_m^{-1}),$$

$$b_{pm} = \left(\sum_{p' \neq p} \frac{D_{p'}}{\omega - \tilde{\omega}_{p'}} + D_0 \right) \det(\mathbf{S}_m^{-1}).$$

Энергетические коэффициенты прохождения T_m и отражения R_m в m -ом распространяющемся дифракционном порядке пропорциональны сумме квадратов модулей амплитуд двух волн m -го порядка, распространяющихся в подложке или в среде над решеткой и поляризованных взаимно ортогонально (например, s - и p -поляризации). Таким образом, интенсивность I_m прошедшего или отраженного излучения в m -ом дифракционном порядке зависит от квадратов амплитуд $|A_m|^2$ соответствующих элементов столбца \mathbf{A}_{scat} : $I_m = f(|A_m|^2)$, поэтому особенности спектров отражения и прохождения определяются особенностями $|A_m|^2$. Найдем зависимость $|A_m|^2$ от частоты. Вычисляя интенсивность $I_m \sim |A_m|^2$ с помощью уравнения (18), получим

$$I_m \sim |A_m|^2 = \frac{(\omega - \omega_z)^2 + \gamma_z^2}{(\omega - \omega_p)^2 + \gamma_p^2} |b_{pm}|^2, \quad (19)$$

где

$$\omega_z = \omega_p [1 - \operatorname{Re}(q_{pm})], \quad \gamma_z = \gamma_p \left[1 - \frac{\omega_p}{\gamma_p} \operatorname{Im}(q_{pm}) \right],$$

$$q_{pm} = \frac{a_{pm}}{\omega_p b_{pm}}.$$

Следовательно, зависимости $|A_m|^2$, R и T от частоты обладают характерным несимметричным профилем со следующими друг за другом максимумом и минимумом (или наоборот, в зависимости от знака $\operatorname{Re}(q_{pm})$), который принято называть резонансом Фано [33–35]. Параметр q_{pm} называют параметром Фано. Он показывает отношение эффективностей резонансного и нерезонансного процессов. В задаче о взаимодействии света с решеткой резонансным процессом является возбуждение собственных волн системы, таких как квазиволноводные моды, плазмон-поляритоны, щелевые моды и т. д. В то же время нерезонансный вклад в интенсивность в m -ом дифракционном порядке связан с излучением, рассеянным дифракционной решеткой без возбуждения собственных волн. Амплитуда волны в m -ом дифракционном порядке складывается из двух составляющих: резонансной, возникшей из-за возбуждения собственных волн, и нерезонансной. Если нерезонансный процесс пренебрежимо мал ($|q| \rightarrow \infty$), частотная зависимость принимает стандартную симметричную форму лоренцевой кривой. Ширина резонансной кривой зависит от параметра диссипации γ_p .

Для металло-диэлектрических структур, рассматриваемых в данной работе (рис. 1), собственными волнами являются поверхностные плазмон-поляритоны, а также моды внутри щелей. Поэтому в данном случае полюсы матрицы $\tilde{\omega}_p$ соответствуют частотам возбуждения поверхностных волн и щелевых мод. Как было показано выше, частота возбуждения плазмон-поляритона в поперечно намагниченной гетероструктуре зависит от величины гирации (от намагниченности) (см. (12), (13)). Следовательно, резонансные кривые Фано должны сместиться по частоте относительно своего положения для немагнитного случая на величину $\Omega(g)$:

$$|A_m(g, \omega)|^2 = |A_m(0, \omega - \Omega(g))|^2$$

(рис. 2а). При малых значениях гирации изменением формы резонанса можно пренебречь. В результате возникнет характерное для экваториального эффекта Керра изменение коэффициентов прохождения и отражения при смене знака намагниченности. Поскольку $\Omega(g) \ll \omega$, частотная зависимость величины ΔI фактически выражает производную функции $|A_m(0, \omega)|^2$.

По сравнению со случаем однородных неплазмонных пленок, величина эффекта Керра существенно усилена. При этом она зависит не только от магнитооптических свойств среды, но и от формы резонансной кривой: при более острых резонансных пиках величина эффекта Керра существенно возрастает. Поскольку ширина резонансного максимума определяется диссипацией, следует ожидать, что ΔI и характеризующая эффект величина δ зависят от γ_p . Если нерезонансные процессы в системе слабы, т. е. $|q| \gg 1$, из уравнений (18) и (19) следуют выражения для максимальных значений ΔI и δ :

$$(\Delta I)_{max} \sim (|A_m|^2)_{max} \sim \frac{\Omega(g)}{\gamma_p^3} |a_{pm}|^2, \tag{20}$$

$$(\delta)_{max} = \frac{\sqrt{3}\Omega(g)}{\gamma_p}.$$

Обе величины уменьшаются с ростом коэффициента диссипации γ_p .

При существенном нерезонансном вкладе (т. е. при малых значениях q) абсолютное изменение интенсивности ΔI остается на прежнем уровне, но в то же время спектры коэффициентов оптического прохождения и отражения меняют форму. Это приводит к увеличению относительного изменения интенсивности света δ , в частности, потому что знаменатель в формуле (1) уменьшается. Это иллюстрирует рис. 2.

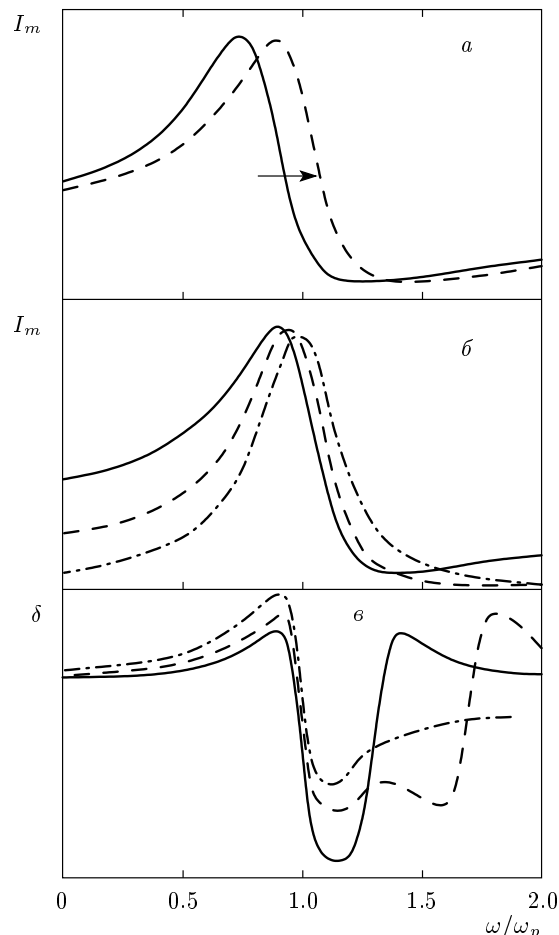


Рис. 2. а) Смещение резонанса Фано, индуцированное вектором гирации в экваториальной геометрии, б) резонансы Фано, в) величина магнитооптического эффекта δ при различных значениях параметра Фано q : $q = 0.3$ (сплошная линия), $q = 0.7$ (штриховая линия), $q = 3$ (штрихпунктирная линия); $\gamma_p/\omega_p = 0.1$

Проведенный качественный анализ проблемы показывает, что в поперечном магнитном поле плазмонные резонансы отражения и прохождения смещаются по частоте в зависимости от величины и направления поля, практически не изменяя свою форму, что и приводит к усилению экваториального эффекта Керра.

4. СОБСТВЕННЫЕ ВОЛНЫ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ

Для расчета дисперсионных зависимостей собственных волн структуры и изучения ее оптических

свойств необходимо прежде всего численно построить матрицу рассеяния системы.

Методика вычисления матрицы рассеяния задачи описана, например, в работах [31, 36]. Матрицу рассеяния для многослойных структур строят рекуррентным образом. В структуре выделяют N слоев, однородных вдоль оси z (в соответствии с обозначениями рис. 1), и $N + 1$ соответствующих им границ раздела. Комплексные амплитуды собственных волн на разных сторонах каждого слоя или поверхности раздела связаны через матрицу перехода \mathbf{T}_i , а полная матрица перехода для всей структуры имеет вид $\mathbf{T} = \prod_{i=1}^{2N+1} \mathbf{T}_i$. Вид матриц \mathbf{T}_i определяется в результате нахождения собственных волн для каждого слоя и учета граничных условий на границе раздела. Во внешней среде вблизи поверхности крайнего слоя выделяют также виртуальную поверхность раздела, для которой матрица перехода \mathbf{T}_0 и матрица рассеяния \mathbf{S}_0 являются единичными. Обозначим \mathbf{S}_i матрицу рассеяния для той части структуры, которая заключена между виртуальной поверхностью раздела и i -м слоем или поверхностью раздела. Для таких матриц имеют место рекуррентные соотношения, связывающие компоненты матриц \mathbf{S}_i с компонентами матриц \mathbf{S}_{i-1} и \mathbf{T}_i . Искомая матрица рассеяния для всей структуры $\mathbf{S} = \mathbf{S}_{2N+1}$.

Коэффициенты оптического отражения и прохождения, а также распределение электромагнитного поля в структуре могут быть найдены методом связанных фурье-мод, который состоит в следующем [36]. В силу периодичности структуры компоненты электромагнитного поля могут быть представлены в виде суперпозиции блоховских волн. Уравнения Максвелла записываются в усеченном фурье-пространстве, причем для достижения хорошей сходимости при этом применяются специальные правила факторизации [37]. Вид блоховских волн находится путем решения задачи на собственные значения, получаемой из уравнений Максвелла. Найденный вид блоховских волн позволяет построить матрицу рассеяния, после чего коэффициенты оптического отражения и прохождения определяются из уравнения (14). Из вида блоховских волн также определяется распределение электромагнитного поля.

Начнем с расчета дисперсионных зависимостей собственных волн структуры. Для этого необходимо численно решить уравнение (15).

В общем случае решение уравнения (15) представляет собой пару комплексных чисел κ и ω . Однако собственные моды возбуждаются волной, обла-

дающей действительными κ и ω . Поэтому по крайней мере одно из двух чисел необходимо считать действительным в зависимости от конкретной задачи [38, 39]. В данной работе рассмотрен случай падения плоской волны на бесконечную периодическую структуру. Задача обладает трансляционной симметрией в плоскости решетки. Следовательно, интенсивность возбужденных в ней собственных мод также должна быть периодической функцией, и затухание волн, распространяющихся в латеральном направлении, должно отсутствовать. Это приводит к необходимости считать величину κ действительной, а частоту ω комплексной. Фактически, задача сводится к поиску локального минимума по частоте $\det(\mathbf{S}^{-1})$ для κ из первой зоны Бриллюэна.

На рис. 3а приведен результат расчета дисперсионной диаграммы для рассматриваемой решетки со следующими параметрами: $d = 430$ нм, $r = 40$ нм, $h = 100$ нм (см. рис. 1). По вертикальной оси отложена действительная часть $\text{Re}(\hbar\omega_p)$.

Линии 1–3 представляют дисперсионные кривые поверхностных волн, возбужденных на границе воздух–металл, а линии 4–6 — дисперсионные кривые поверхностных волн, распространяющихся вдоль границы металл–диэлектрик. Наряду с ними, на рис. 3а есть еще относительно пологая линия 7, представляющая закон дисперсии локализованного плазмона — моды в щели или, как часто говорят, моды Фабри–Перо [40–43]. В области частот, соответствующих энергии фотона 1.6–1.8 эВ, наблюдается взаимодействие различных собственных волн структуры, выраженное в характерном расщеплении и изгибе дисперсионных кривых.

Штриховые линии показывают дисперсию плазмон-поляритона в приближении пустой решетки, т. е. с использованием выражения (6) и условия фазового синхронизма плазмона и падающей волны (9). Видно, что такое приближение применимо только для некоторых участков диаграммы. Отклонение от реального закона дисперсии наиболее существенно для мод 3 и 6. Это, в частности, обусловлено взаимодействием с близко расположенной модой Фабри–Перо (линия 7).

Дополнительную информацию о собственных волнах несет рис. 3б, на котором для каждой моды показан фактор качества $Q = -\text{Re}\omega_p/2\text{Im}\omega_p$, характеризующий скорость затухания моды [43]. Мода 7 обладает наименьшим фактором качества, что может быть объяснено ее локализацией в области щели [43]. Так же фактор качества достаточно мал у взаимодействующей с ней моды 6. В то же время фактор качества поверхностных плазмон-поляритонных

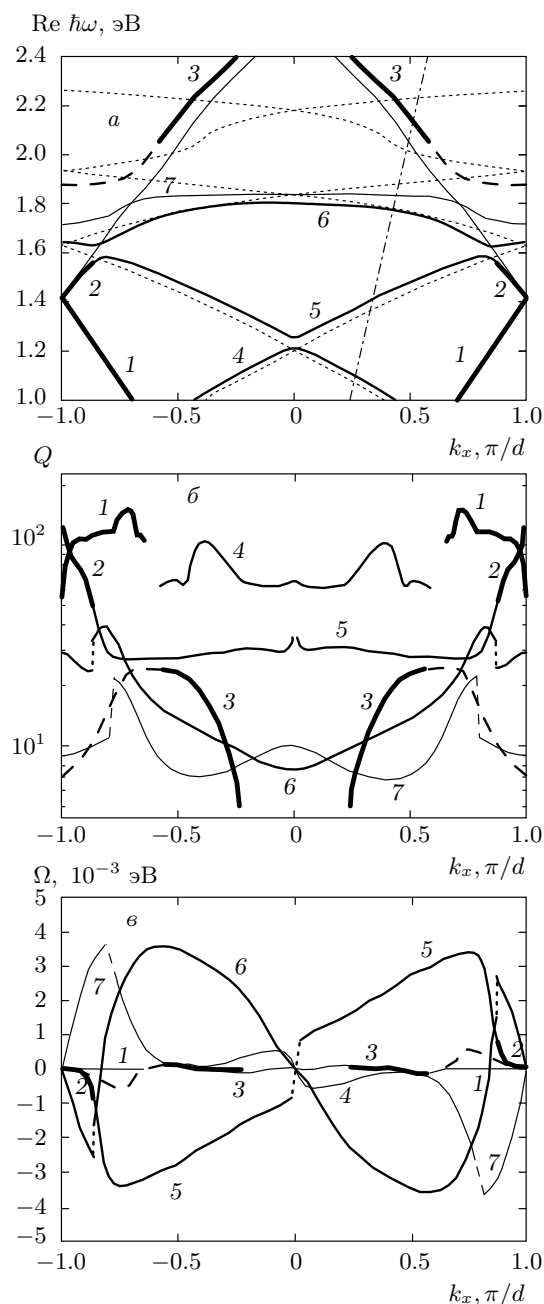


Рис. 3. а) Дисперсионная диаграмма собственных волн металл-диэлектрической гетероструктуры, полученная методом матрицы рассеяния (сплошные линии) и в приближении пустой решетки (штриховые линии для границы металл-воздух, пунктирные — металл-диэлектрик). Штрихпунктирная линия — дисперсия световой волны в воздухе (угол падения 20°). б) Фактор качества дисперсионных кривых. в) Вызванное намагниченностью смещение дисперсионных кривых Ω . Штриховые линии, соединяющие разрывные участки сплошных линий, показывают, что эти линии соответствуют одной и той же моде. Параметры гетероструктуры см. в тексте

мод 1, 2, 4, 5 существенно больше.

При наличии внешнего магнитного поля, приложенного в экваториальной конфигурации, дисперсионные кривые в соответствии с формулой (13) должны испытать смещение. Причем в точке Γ первой зоны Бриллюэна (т.е. при $\kappa = 0$) это смещение обращается в нуль. Дисперсия смещения по частоте $\Omega(g)$ для каждой собственной волны показана на рис. 3в. Номера соответствуют дисперсионным кривым на рис. 3а. Обращает на себя внимание несколько закономерностей. Прежде всего, вызванное внешним магнитным полем смещение сильно зависит от положения точки в первой зоне Бриллюэна и достигает наибольших значений при значениях κ вблизи области наибольшего взаимодействия различных собственных волн. Как и ожидалось, смещение при нулевом квазиволновом числе κ обращается в нуль. Линии поверхностных плазмонов на границе металла с воздухом практически не смещаются, в то время как смещение дисперсионных кривых плазмонов на границе с магнитной подложкой наиболее существенно. Такую закономерность можно объяснить тем, что при локализации плазмонной волны на границе с воздухом взаимодействие с магнитной средой минимально и она слабо влияет на характеристики плазмона, в частности, на его закон дисперсии. Линия моды Фабри-Перо (линия 7) также испытывают смещение, но оно меньше, чем у плазмонов на границе с ферромагнетиком. Это также объяснимо, если учесть, что при возбуждении щелевой моды волна внутри решетки концентрируется не только в центральной области щели, но и вблизи ее границ и, следовательно, взаимодействует с магнитной средой, хотя это взаимодействие и слабее, чем в случае распространения плазмона вдоль границы раздела с магнитной средой. Таким образом, наибольшие значения экваториального эффекта Керра следует ожидать при возбуждении поверхностного плазмон-поляритона на границе с магнитной подложкой.

Если на металл-диэлектрическую гетероструктуру падает свет, то при некоторых длинах волн будет возбуждена одна из рассмотренных мод. Линия, соответствующая падению света под углом 20° , показана штрихпунктиром на рис. 3а. Графики зависимостей коэффициентов прохождения, отражения и величины δ от длины волны падающего света представлены на рис. 4. Вертикальными линиями с номерами отмечены точки на шкале длины волны, представляющие ту или иную волновую моду структуры на рис. 3. Минимум отражения (максимум прохождения) при $\lambda = 580$ нм соответствует

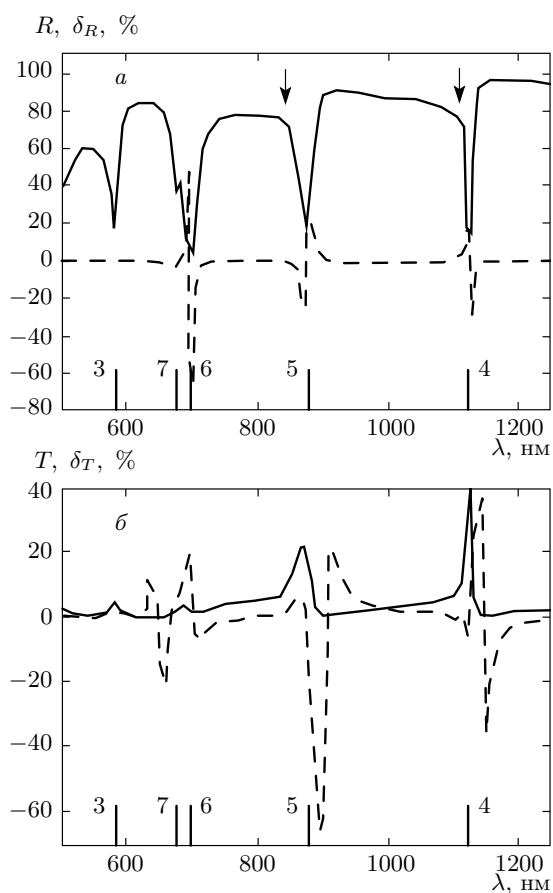


Рис. 4. а) Спектры коэффициента отражения (сплошная линия) и его относительного изменения δ_R (штриховая линия). б) Спектры коэффициента прохождения (сплошная линия) и его относительного изменения δ_T коэффициента прохождения (штриховая линия). Угол падения света 20° . Плоскость падения перпендикулярна щелям, р-поляризация. Стрелками отмечены длины волн аномалий Рэля–Вуда. Параметры гетероструктуры такие же, как на рис. 3

поверхностному плазмон-поляритону на границе металла с воздухом, а минимумы отражения (максимумы прохождения) при $\lambda = 685$ нм, $\lambda = 875$ нм и $\lambda = 1128$ нм — поверхностным плазмонам на границе металла с магнетиком. Такие особенности в спектрах принято называть аномалиями Вуда. Кроме того, при $\lambda = 678$ нм наблюдается небольшой минимум отражения вблизи основного провала. Он связан с возбуждением моды Фабри–Перо. Фактически, в диапазоне длин волн от 670 нм до 700 нм в гетероструктуре одновременно возбуждаются два типа мод: локализованные и поверхностные плазмон-поляритоны. Это иллюстрирует рис. 5, на ко-

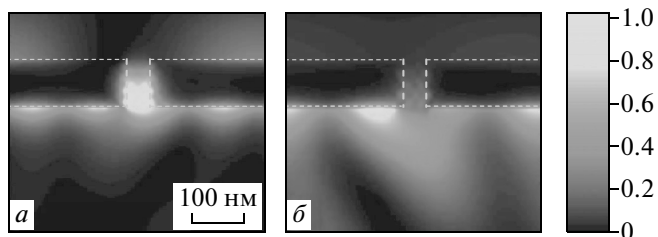


Рис. 5. Распределение квадрата модуля компоненты магнитного поля H_y при $\lambda = 680$ нм (а) и $\lambda = 875$ нм (б). Величина $|H_y|^2$ показана градациями серого в относительных единицах. Металлическая решетка отмечена пунктирной линией. Параметры гетероструктуры такие же, как на рис. 3, 4

тором представлено распределение квадрата модуля компоненты магнитного поля вдоль щелей решетки $|H_y|^2$. При $\lambda = 680$ нм электромагнитное поле концентрируется и в щели, и на границе с диэлектриком. В то же время при $\lambda = 875$ нм, соответствующей только поверхностному плазмон-поляритону, поле сконцентрировано исключительно на границе раздела металла с диэлектриком.

В полном согласии с предыдущими рассуждениями наибольшая величина магнитооптического интенсивностного эффекта возникает при длинах волн, находящихся вблизи аномалий Вуда (возбуждения плазмон-поляритонов) на границе с магнитной подложкой. При этом δ достигает величины 70 %, что позволяет говорить о гигантском эффекте Керра. Отметим, что для однородной магнитной пленки без металлического покрытия $\delta \sim 0.1$ %.

Дополнительная особенность наблюдения эффекта Керра в данном случае заключается в том, что он легко наблюдается в прошедшем свете, что обычно сильно затруднено для однородных пленок из-за очень малой интенсивности прошедшего излучения. В данном случае δ составляет более 20 % при прохождении 40 %.

В согласии с предыдущими рассуждениями не все особенности спектров прохождения и отражения сопровождаются одинаково большим усилением интенсивностного эффекта. Так, в районе минимума отражения (максимума прохождения) на длине волны 580 нм усиление интенсивностного эффекта отсутствует: поверхностная волна локализована на границе металла с воздухом, а вблизи следующего провала отражения (длина волны 677 нм), соответствующего возбуждению щелевой моды, усиление эффекта меньше.

Наряду с несколькими провалами и пиками спектры отражения также имеют особенности, которые являются аномалиями Рэлея–Вуда [44] (помечены стрелками на рис. 4). При этом никакого усиления интенсивностного эффекта не наблюдается. Это связано с тем, что аномалии возникают при исчезновении/появлении одного из распространяющихся дифракционных порядков и определяются периодом решетки, т. е. не зависят от гирации подложки.

5. ВЫВОДЫ

Теоретический и численный анализы показали, что металло-диэлектрическая периодическая гетероструктура, состоящая из металлической решетки с субволновыми щелями, нанесенной на намагниченную вдоль щелей диэлектрическую подложку, обладает ярко выраженными магнитооптическими свойствами: экваториальный эффект Керра в отраженном и прошедшем свете резонансно усиливается на один или несколько порядков.

Расчет полюсов матрицы рассеяния позволил построить дисперсионные диаграммы собственных волн гетероструктуры, исследовать смещение дисперсионных кривых, вызванное намагниченностью в экваториальной геометрии, и сопоставить условия возбуждения плазмон-поляритонов с частотами резонансного усиления эффекта Керра. Показано, что усиление возникает в районе аномалий Вуда, т. е. вблизи частот возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов на границе между металлом и магнитной подложкой. Эффект Керра также возрастает и при возбуждении мод внутри щелей, однако в последнем случае усиление эффекта меньше.

Важно отметить, что не все особенности (максимумы/минимумы) спектров прохождения и отражения сопровождаются усилением интенсивностного магнитооптического эффекта. Так, провалы в спектре отражения, соответствующие возбуждению плазмонов на границе с воздухом, а также острые максимумы — аномалии Рэлея–Вуда, не сопровождаются усилением эффекта.

Выявлено, что причина увеличения эффекта связана с явлением магнитооптической невязимости, выраженном в зависимости волнового числа плазмон-поляритона от направления намагниченности в экваториальной конфигурации. Анализ собственных волн гетероструктуры, основанный на теории возмущений при решении уравнений Максвелла и методе матрицы рассеяния, показал, что явление

невязимости приводит к нечетному по намагниченности смещению резонансов в спектрах оптического прохождения и отражения, что и приводит к большим значениям экваториального эффекта Керра.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 08-02-00717, 09-02-01028, 09-02-92671, 09-07-12147, 09-07-92421), а также в рамках программы поддержки ведущих научных школ (грант № НШ-671.2008.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Levy, H. C. Yang, M. J. Steel et al., *Lightwave Technol.* **19**, 1964 (2001).
2. M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39**, R151 (2006).
3. V. I. Belotelov, A. N. Kalish, V. A. Kotov et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **321**, 826 (2009).
4. T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi et al., *Nature* **391**, 667 (1998).
5. J. V. Coe, J. M. Heer, S. Teeters-Kennedy et al., *Annu. Rev. Phys. Chem.* **59**, 179 (2008).
6. *Nanophotonics with Surface Plasmons (Advances in Nano-Optics and Nano-Photonics)*, ed. by V. M. Shalaev and S. Kawata, Elsevier, Amsterdam (2007).
7. *Surface Plasmon Nanophotonics (Springer Series in Optical Sciences 131)*, ed. by M. L. Brongersma and P. G. Kik, Springer, Dordrecht (2007).
8. *Поверхностные поляритоны*, под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса, Наука, Москва (1985), с. 6.
9. А. В. Дружинин, И. Д. Лобов, В. М. Маевский и др., *Физика металлов и металловедение* **56**, 58 (1983).
10. V. I. Belotelov, L. L. Doskolovich, and A. K. Zvezdin, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 77401 (2007).
11. A. B. Khanikaev, A. V. Baryshev, and A. A. Fedyanin, *Opt. Express* **15**, 6612 (2007).
12. G. A. Wurtz, W. Hendren, R. Pollard et al., *New J. Phys.* **10**, 105012 (2008).
13. M. Sarrazin and J. P. Vigneron, *Phys. Rev. B* **71**, 075404 (2005).
14. A. K. Zvezdin and V. A. Kotov, *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials*, IOP, Bristol (1997), p. 5, 43.

15. M. Fiebig, V. V. Pavlov, and R. V. Pisarev, *J. Opt. Soc. Amer. B* **22**, 96 (2005).
16. В. И. Белотелов, А. П. Пятаков, С. А. Еремин и др., *ФТТ* **42**, 1826 (2000).
17. R. K. Hickernell and D. Sarid, *Opt. Lett.* **12**, 570 (1987).
18. R. D. Olney and R. J. Romagnoli, *Appl. Opt.* **26**, 2279 (1987).
19. D. M. Newman, M. L. Wears, and R. J. Matelon, *Europhys. Lett.* **68**, 692 (2004).
20. N. Bonod, R. Reinisch, E. Popov et al., *J. Opt. Soc. Amer. B* **21**, 791 (2004).
21. J. B. González-Díaz, A. García-Martín, G. Armelles et al., *Phys. Rev. B* **76**, 153402 (2007).
22. E. F. Vila, X. M. B. Sueiro, J. B. González-Díaz et al., *IEEE Trans. Magn.* **44**, 3303 (2008).
23. B. Sepulveda, L. M. Lechuga, and G. Armelles, *J. Lightwave Techn.* **24**, 945 (2006).
24. V. I. Belotelov, D. A. Быков, Л. Л. Досколович et al., *J. Opt. Soc. Amer. B* **26**, 1594 (2009).
25. D. M. Newman, M. L. Wears, R. J. Matelon et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 345230 (2008).
26. E. Kretschmann, *Z. Phys.* **241**, 313 (1971).
27. В. М. Дубовик, Л. А. Тосунян, *Физика элементарных частиц и атомного ядра* **14**, 1193 (1983).
28. А. К. Звездин, *Кр. сообщ. по физике ФИАН* **6**, 35 (2000).
29. A. N. Kalish, V. I. Belotelov, and A. K. Zvezdin, *Proc. SPIE* **6728**, 67283D (2007).
30. D. M. Whittaker and I. S. Culshaw, *Phys. Rev. B* **60**, 2610 (1999).
31. S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov et al., *Phys. Rev. B* **66**, 045102 (2002).
32. M. Neviere, E. Popov, and R. Reinisch, *J. Opt. Soc. Amer. A* **12**, 513 (1995).
33. U. Fano, *Phys. Rev.* **124**, 1866 (1961).
34. S. Fan, W. Suh, and J. D. Joannopoulos, *J. Opt. Soc. Amer. A* **20**, 569 (2003).
35. M. Sarrazin and J. P. Vigneron, *Europhys. News* **38**(3), 27 (2007).
36. N. Chateau and J. P. Hugonin, *J. Opt. Soc. Amer. A* **11**, 1321 (1994).
37. L. Li, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **5**, 345 (2003).
38. A. Archambault, T. V. Teperik, F. Marquier et al., *Phys. Rev. B* **79**, 195414 (2009).
39. A. B. Akimov, A. S. Vengurlekar, T. Weiss et al., *Письма в ЖЭТФ* **90**, 398 (2009).
40. Y. Takakura, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5601 (2001).
41. P. Lalanne, C. Sauvan, J. P. Hugonin et al., *Phys. Rev. B* **68**, 125404 (2003).
42. X. Jiao, P. Wang, L. Tang et al. *Appl. Phys. B* **80**, 301 (2005).
43. F. Marquier, J. Greffet, S. Collin et al., *Opt. Express* **13**, 70 (2005).
44. R. W. Wood, *Phys. Rev.* **48**, 928 (1935).