Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 2, с. 73 – 78

Фазовый контроль гигантского резонансного сдвига Гуса–Хенхен

А. А. Жаров[+], *Н. А. Жарова*[*1)], *А. А. Жаров*[+×], *мл.*

[+]*Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н. Новгород, Россия*

[*]*Институт прикладной физики РАН, 603950 Н. Новгород, Россия*

[×]*Université de Lorraine, CNRS, IJL, F-88000 Epinal, France*

Поступила в редакцию 19 мая 2020 г.
После переработки 19 мая 2020 г.
Принята к публикации 4 июня 2020 г.

Продемонстрирована возможность эффективного управления латеральным сдвигом Гуса–Хенхен световых пучков, отраженного и прошедшего через слоистую диэлектрическую структуру, за счет фокусировки (дефокусировки) падающего пучка. Зависимость сдвига отраженного и прошедшего пучков от кривизны фазового фронта падающего пучка имеет место при наличии достаточно узкой угловой линии прохождения через структуру и связана с уширением его пространственного спектра, а также с различием коэффициентов отражения (прохождения) пространственных гармоник, формирующих пучок. В результате достигается многократное изменение сдвигов Гуса–Хенхен по сравнению со случаем падающего излучения с плоским фазовым фронтом вплоть до смены знака сдвига.

DOI: 10.31857/S1234567820140013

Эффект Гуса-Хенхен (ГХ) [1], т.е. латеральный сдвиг отраженного светового пучка относительно координаты его зеркального отражения, впервые наблюдался экспериментально при отражении света от плоской границы раздела двух сред в условиях полного внутреннего отражения (см. обзор [2]). Для количественного описания сдвига чаще всего используют формулу Артмана [3], полученную для случая $|R| = 1$ (полное внутреннее отражение)

$$\Delta_{GH} = -\partial\phi_R/\partial k_\parallel, \tag{1}$$

где ϕ_R – фаза комплексного коэффициента отражения, $k_\parallel$ – компонента волнового вектора вдоль границы раздела. При выводе формулы Артмана использовался метод стационарной фазы, и, таким образом, эта формула применима лишь в случае достаточно широких волновых пув (соответственно, узких в $k_\parallel$-пространстве), для которых фаза коэффициента отражения может быть аппроксимирована линейной функцией $k_\parallel$. В результате в рамках этого приближения величина Δ_{GH} оказывается малой по сравнению с шириной пучка.

С другой стороны, при резонансном возбуждении в среде собственной квазилокализованной моды, обеспечивающей латеральный перенос энергии, изменение фазы коэффициента отражения на спектральной ширине $\Delta k_\parallel$ пучка может стать значительным. В этом случае формула Артмана становится неприменимой, но пространственный сдвиг отраженного пучка может оказаться сравнимым с его шириной, и реализуется т.н. “гигантский” эффект ГХ [4–7].

Существуют различные механизмы латерального переноса энергии при отражении падающего излучения от слоистых структур, связанные с возбуждением поверхностных плазмонов и волноводных мод [8–10]. Структурирование самой поверхности отражения (метаповерхность) также может приводить к гигантскому эффекту ГХ, что, в частности, продемонстрировано в работе [11].

Интерес к изучению эффекта ГХ обусловлен потенциальными “сенсорными” приложениями в химии и биологии [9, 12, 13], возможностью использования его для создания полностью оптических переключателей [14] и др. В этой связи необходим поиск путей управления сдвигом пучка и, что особено важно для приложений, достижения максимального увеличения сдвига. Способы контроля сдвига ГХ с помощью внешних электрического и магнитного полей изучались применительно к отражению терагерцового излучения от графеновых пленок на подложке из метаматериала с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью [15] и плазмонных градиентных метаповерхностей [16].

В данной работе предлагается способ эффективного управления сдвигом ГХ с помощью модуляции фазового фронта падающего светового пучка.

В качестве примера рассмотрим планарную диэлектрическую структуру, изображенную на рис. 1,

1)e-mail: zhani@appl.sci-nnov.ru

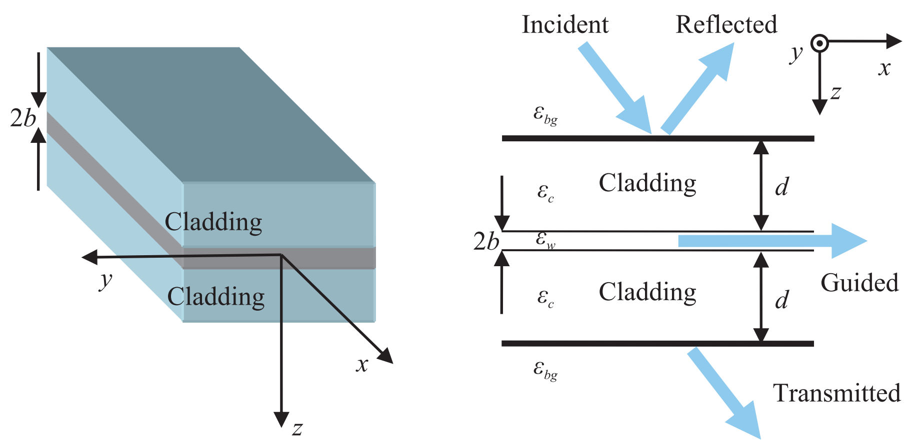

Рис. 1. (Цветной онлайн) Планарная диэлектрическая структура, рассматриваемая в этой работе

в которой центральный слой с проницаемостью ε_w и толщиной $2b$ расположен между слоями с проницаемостью ε_c и толщиной d, а вся эта структура помещена в среду с диэлектрической проницаемостью ε_{bg}. Пусть на эту структуру падает двумерный световой пучок ТЕ-поляризации $\mathbf{E} = E\mathbf{y}_0$, $\mathbf{H} = H_x\mathbf{x}_0 + H_z\mathbf{z}_0$, поля в котором зависят от времени как $\sim \exp(-i\omega t)$. Тогда единственная компонента электрического поля E удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$\partial^2_{xx}E + \partial^2_{zz}E + k_0^2\varepsilon E = 0,$$

где $k_0 = \omega/c$ – волновое число излучения в свободном пространстве, c – скорость света, и зависимость диэлектрической проницаемости от координаты z дается функцией

$$\varepsilon(z) = \begin{cases} \varepsilon_{bg}, & |z| \geq d+b, \\ \varepsilon_c, & a < |z| < d+b, \\ \varepsilon_w, & |z| \leq b. \end{cases} \quad (2)$$

Центральный слой структуры может образовывать диэлектрический волновод, туннельно связанный с окружающим пространством и поддерживающий таким образом распространение квазилокализованной волноводной моды $\sim \exp(ihx)$. Для существования такого волновода диэлектрические проницаемости слоев должны удовлетворять неравенству

$$\varepsilon_{bg}, \varepsilon_w > \varepsilon_c,$$

а волновое число моды h ограничивается условием

$$\sqrt{\varepsilon_{bg}}, \sqrt{\varepsilon_w} > h/k_0 > \sqrt{\varepsilon_c}.$$

Предположим для простоты, что центральный (волноведущий) слой структуры является достаточно тонким в масштабе длины волны, $\sqrt{\varepsilon_w}k_0 b \ll 1$, а туннельные барьеры (обкладки центрального слоя толщиной d) достаточно широки, чтобы обеспечить малые радиационные потери волновода. В этих условиях волновое число моды удовлетворяет дисперсионному уравнению

$$h/k_0 \approx \sqrt{\varepsilon_c} + (\varepsilon_w - \varepsilon_c)^2 k_0^2 b^2 / 2\sqrt{\varepsilon_c}, \quad (3)$$

а коэффициент радиационного затухания[2)] имеет вид [17]

$$\gamma_r = 4k_0 \frac{k_0^3 b^3 (\varepsilon_w - \varepsilon_c)^3}{\sqrt{\varepsilon_c(\varepsilon_{bg} - \varepsilon_c)}} e^{-2k_0^2(\varepsilon_w - \varepsilon_c)bd}. \quad (4)$$

В качестве примера, в дальнейшем мы будем изучать рассеяние светового пучка на диэлектрической структуре со следующими материальными и геометрическими параметрами: $\varepsilon_w = 2.1$ (стекло, *fused silica*), $\varepsilon_c = 1$ (воздух), $\varepsilon_{bg} = 5.29$ (TiO_2), вакуумная длина волны излучения $\lambda = 2\pi/k_0 = 1.5$ мкм, $b = 0.2$ мкм, $d = 0.9$ мкм.

При условии возбуждения высокодобротной волноводной моды ($h \gg \gamma_r$) коэффициенты отражения R и прохождения T плоских волн через рассматриваемую структуру имеют характерную лоренцовскую форму линии

$$R(k_x) = \frac{i\Delta}{i\Delta + \gamma_r}, \quad T(k_x) = \frac{\gamma_r}{i\Delta + \gamma_r}, \quad (5)$$

где $\Delta = k_x - h$ – линейная отстройка излучения от резонанса с собственной модой. Соответствующие зависимости модулей и фаз коэффициентов $R = |R|\exp(i\phi_R)$, $T = |T|\exp(i\phi_T)$ приведены на рис. 2. Дисперсия коэффициентов отражения и

[2)]Мы будем пренебрегать джоулевыми потерями в диэлектрике по сравнению с радиационными потерями.

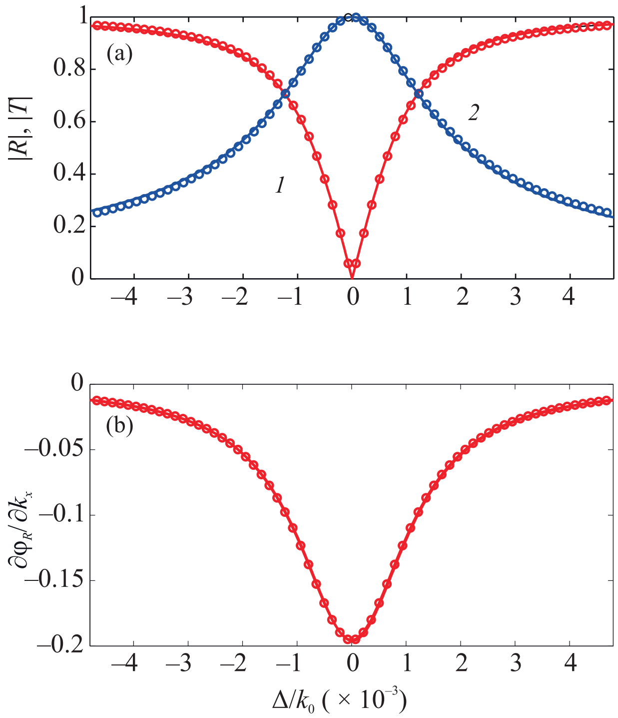

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость модуля коэффициентов отражения (кривая *1*) и прохождения (кривая *2*) как функция линейной отстройки пространственного спектра от резонанса прохождения; (b) – производная от фазы коэффициента отражения по продольному волновому числу $\partial\phi_R/\partial k_x$. Сплошные линии отвечают дисперсии коэффициентов R,T, полученной численно методом трансфер-матриц, символы "$\circ$" соответствуют аналитической зависимости (5). Результаты получены для толщины $d = 0.9$ мкм. Соответствующий коэффициент радиационного затухания $\gamma_r = 5.1\cdot 10^{-3}$ мкм$^{-1}$

прохождения, полученная по формулам (5) (символы "$\circ$" на рис. 2) хорошо совпадает с результатами непосредственных вычислений методом трансфер-матриц (сплошные линии).

Непосредственное дифференцирование фазы коэффициента отражения (5) дает

$$-\partial\phi_R/\partial k_x = \gamma_r/(\Delta^2+\gamma_r^2).$$

Эта величина сильно меняется на ширине лоренцовского резонанса, и, очевидно, что для пучков с шириной пространственного спектра большей γ_r ее нельзя рассматривать в качестве сдвига ГХ. Иными словами, формула Артмана в этом случае неприменима. Ниже предлагается обобщение формулы (1), которое остается справедливым для спектрально широких волновых пучков и основано на интегральном представлении "центра тяжести" распределения поля E_s (здесь индекс s может принимать значения inc, ref или tr) в падающем, отраженном и прошедшем волновых пучках

$$x_s = \int_{-\infty}^{\infty} x|E_s(x)|^2dx \Big/ \int_{-\infty}^{\infty} |E_s(x)|^2 dx,$$

где $E_{\rm inc}$ ($E_{\rm ref}$, $E_{\rm tr}$) – поле в падающем (отраженном, прошедшем) пучке в координатном представлении при $z=-d-b$ ($z=-d-b$, $z=d+b$), $x_{\rm inc}$ – (интегральная) координата точки зеркального отражения, а сдвиги ГХ для отраженного и прошедшего пучков определяются естественным образом как $\Delta x_{\rm ref,\,tr} = x_{\rm ref,\,tr} - x_{\rm inc}$.

Используя Фурье-представление полей через их спектр $E_s(x) = 1/\sqrt{2\pi}\int \mathcal{E}_s(k)\exp(ikx)dk$, нетрудно получить для каждого из них

$$\int |E_s(x)|^2dx = \iint \mathcal{E}_s^*(k-q)\mathcal{E}_s(k)\delta(q)dkdq = \\ = \int |\mathcal{E}_s|^2(k)dk,$$

$$\int x|E_s(x)|^2dx = \frac{1}{i}\iint \mathcal{E}_s^*(k-q)\mathcal{E}_s(k)\delta'(q)dkdq = \\ = -\int |\mathcal{E}_s|^2(k)\psi_s' dk,$$

где $\psi_s(k)$ – фаза комплексной амплитуды поля $\mathcal{E}_s(k)$ ($\mathcal{E}_s(k) = |\mathcal{E}_s|\exp(i\psi_s)$), $\delta(k)$ – дельта-функция Дирака и штрих означает производную по k_x. Учитывая простую связь полей в k-представлении, $\mathcal{E}_{\rm ref} = R\mathcal{E}_{\rm inc}$, $\mathcal{E}_{tr} = T\mathcal{E}_{\rm inc}$, найдем окончательно

$$x_{\rm inc} = -\int |\mathcal{E}_{\rm inc}|^2\phi_{\rm inc}'dk \Big/ \int |\mathcal{E}_{\rm inc}|^2dk,$$
$$x_{\rm ref} = -\int |R|^2|\mathcal{E}_{\rm inc}|^2(\phi_R'+\phi_{\rm inc}')dk \Big/ \int |R|^2|\mathcal{E}_{\rm inc}|^2dk, \quad (6)$$
$$x_{\rm tr} = -\int |T|^2|\mathcal{E}_{\rm inc}|^2(\phi_T'+\phi_{\rm inc}')dk \Big/ \int |T|^2|\mathcal{E}_{\rm inc}|^2dk.$$

Полученные выражения (6) приводят к важным следствиям. Прежде всего нужно отметить, что каждая из координат $x_{\rm inc}$, $x_{\rm ref}$, $x_{\rm tr}$ зависит от $\phi_{\rm inc}'$, однако для случая полного внутреннего отражения (когда модуль коэффициента отражения $|R| = 1$) эта зависимость полностью компенсируется при вычислении сдвигов ГХ отраженного и прошедшего пучков, и вклад от $\phi_{\rm inc}'$ в $\Delta x_{\rm ref,\,tr}$ оказывается нулевым. Для того, чтобы сдвиги отраженного и прошедшего пучков зависели от кривизны фазового фронта падающего пучка, необходимо наличие достаточно узкой линии прохождения излучения через рассматриваемую структуру с шириной, соизмеримой с шириной углового спектра падающего пучка. Далее, если для каждого из полей E_s фазы меняются при изменении k_x медленно по сравнению с амплитудами, то сдвиги также не зависят от $\phi'_{\rm inc}$. В этом случае $\Delta x_{\rm ref,\,tr} = -\partial\phi_{R,T}/\partial k_x$, что для отраженного излучения совпадает с формулой Артмана (при рассеянии излучения на рассматриваемой структуре это условие медленности выполняется лишь для спектрально узких пучков, см. выше).

Более интересной представляется ситуация, когда $\phi'_{\rm inc}$ влияет на сдвиги ГХ, поскольку легко реализуемая модуляция фазового фронта падающего излучения может служить средством контроля эффекта ГХ. Простейшая модуляция такого рода – это квадратичная фазовая коррекция, $\sim x^2$, которая получается, например, при линзовой или зеркальной фокусировке/дефокусировке волнового пакета с плоским фазовым фронтом. Эта фазовая модуляция в x-пространстве преобразуется в квадратичную по k_x модуляцию фазы поля в спектральном представлении.

Пусть падающее излучение представляет собой гауссов пучок шириной a с квадратичным фазовым фронтом, кривизна которого характеризуется параметром α

$$E_{\rm inc} = \exp(-0.5x^2/a^2 - 0.5i\alpha x^2). \tag{7}$$

Будем считать, что в соответствующем волновом пакете x-компонента волнового числа заполнения сдвинута относительно резонанса прохождения на δk_x, и введем переменную $\tilde{\Delta} = k_x - (h + \delta k_x)$. Тогда поле в спектральном представлении будет также иметь вид гауссова пучка

$$\mathcal{E}_{\rm inc} = \exp(-0.5\tilde{\Delta}^2\tilde{a}^2 - 0.5i\beta\tilde{\Delta}^2), \tag{8}$$

с характерной шириной $1/\tilde{a}$ и квадратичной фазой, пропорциональной параметру β:

$$\tilde{a}^2 = a^2/(1+\alpha^2a^4), \quad \beta = -\alpha a^4/(1+\alpha^2a^4). \tag{9}$$

Производная от фазы при этом $\phi'_{\rm inc} = -\beta\tilde{\Delta}$, и изменение сдвигов ГХ, обусловленное кривизной фронта, будет пропорционально параметру β. Очевидно, что для симметричного по x распределения амплитуды (7) $x_{\rm inc} = 0$, поэтому $\Delta x_{\rm ref,\,tr}$ совпадают в этом случае с $x_{\rm ref,\,tr}$.

Для угла падения пучка, отвечающего максимуму прохождения, поправка из-за кривизны к $\Delta x_{\rm ref,\,tr}$ также исчезает: поскольку в этом случае $\tilde{\Delta} = \Delta$, то из соображений симметрии следует, что слагаемое, пропорциональное β, обращается в нуль.

Очевидно, что фокусировка падающего излучения сказывается не только на фазе, но и на модуле поля в спектральном представлении (см. формулу (9)), и может привести к существенному уширению спектра по сравнению со случаем падения пучка с плоским фазовым фронтом. В пределе $\alpha a^2 \gg 1$ $\tilde{a} \to 1/(\alpha a)$ и $\beta \to -1/\alpha$, т.е. спектр сильно уширяется, а его фазовая модуляция становится слабой. Спектральное уширение сфокусированного волнового пучка иллюстрируется на рис. 3а, где показаны

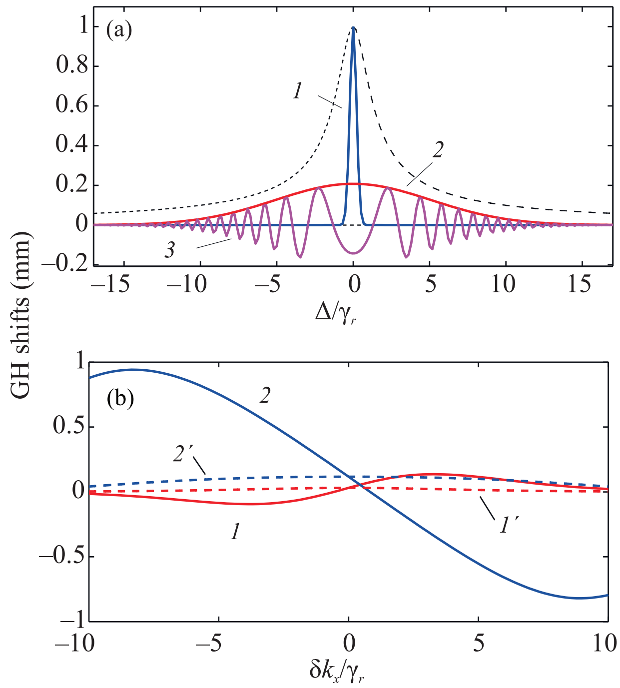

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Модуль спектра $|\mathcal{E}_{\rm inc}|(\Delta/\gamma_r)$ гауссова пучка (7) с волновым числом заполнения, отвечающем резонансу прохождения ($\delta k_x = 0$), с шириной $a = 0.89$ мм и кривизной фазового фронта $\alpha = 0$ (кривая *1*) и $\alpha = 29\,\text{мм}^{-2} = 1.12\gamma_r^2$ (кривая *2*); соответствующие ширины пространственного спектра различаются в 23 раза. Для сравнения показаны также функция $\mathrm{Im}(\mathcal{E}_{\rm inc})$ (кривая *3*) и модуль коэффициента прохождения $|T|$ (штриховая линия). (b) – Сдвиги ГХ для отраженного (кривые *1*, *1′*) и прошедшего (кривые *2*, *2′*) излучения в зависимости от δk_x; штриховые линии отвечают падающему излучению с плоским фазовым фронтом, а сплошные – сфокусированному пучку с параметром $\alpha = 29\,\text{мм}^{-2}$. Максимальный сдвиг отраженного сфокусированного пучка в 4.4 раза больше, чем пучка с плоским фазовым фронтом, для прошедшего излучения отношение сдвигов ГХ оказывается равным 8. Материальные и геометрические параметры рассматриваемой системы даны в подписи к рис. 2

спектральные линии для гауссовых пучков одинаковой ширины, но имеющих плоский и квадратичный фазовые фронты. Оказывается, что для выбранных параметров спектральная ширина сфокусированного пучка в 23 раза больше, чем ширина линии пучка с плоским фронтом. Рисунок 3a отвечает случаю с волновым числом заполнения $\delta k_x = 0$, когда сдвиги ГХ для сфокусированного и несфокусированного пучков совпадают, несмотря на существенно различные ширины спектра. Однако при изменении отстройки волнового пакета от резонанса прохождения сдвиги ГХ могут заметно вырасти. Поведение $\Delta x_{\mathrm{ref,\,tr}}$ в зависимости от $\delta k_x/\gamma_r$ иллюстрируется на рис. 3b, где (в максимуме) достигается усиление эффекта ГХ в 4 раза для отраженного и в 8 раз для прошедшего излучения. Более того, при изменении δk_x оказывается возможным обратить знак сдвигов ГХ, что недостижимо для падающего излучения с плоским фазовым фронтом. Перемена знака $\Delta x_{\mathrm{ref,\,tr}}$ также происходит при замене $\alpha \to -\alpha$, т.е. при использовании, например, дефокусирующей линзы.

Пространственная структура прошедшего и отраженного полей представлена на рис. 4 в зависимости от параметра отстройки δk_x, где опять для сравнения показаны поля, возбуждаемые гауссовыми волновыми пакетами с квадратичным (рис. 4a, b) и с плоским (рис. 4c, d) фазовым фронтом. Почти симметричная относительно $x = 0$ (точки зеркального отражения) структура полей $|E_{\mathrm{ref,\,tr}}|$ на рис. 4c, d меняется при фокусировке падающего пучка на заметно асимметричную на рис. 4a, b, что и является причиной усиления эффекта ГХ. Также очевидной при взгляде на структуру полей становится возможность достижения отрицательных сдвигов ГХ. Сдвиги ГХ зависят, таким образом, от многих параметров, и чтобы найти максимальное значение $\Delta x_{\mathrm{ref,\,tr}}$, нужно провести вычисления по формулам (6), по крайней мере, для трехмерного массива параметров a, α, δk_x, которые легко (в отличие от γ_r) контролируются в эксперименте. Однако оценить как оптимальные значения a, α, δk_x, так и максимально достижимые величины $\Delta x_{\mathrm{ref,\,tr}}$, можно аналитически. Если в выражениях (6) приближенно заменить $|\mathcal{E}_{\mathrm{inc}}| = \exp(-0.5(\tilde{\Delta})^2\tilde{a}^2)$ на $|\mathcal{E}_{\mathrm{inc}}| \approx 0.5[\theta(\tilde{\Delta} + 1/\tilde{a}) - \theta(\tilde{\Delta} - 1/\tilde{a})]$ ($\theta(\xi)$ – степ-функция Хевисайда), то интегрирование дает $\Delta x_{\mathrm{tr}} = -I_1/I_0$, где

$$I_1 = [-0.5\xi/(1+\xi^2) + (\gamma_r\beta\delta k_x - 0.5)\arctan\xi - 0.5\gamma_r^2\beta\ln(1+\xi^2)]|_{\xi-}^{\xi+},$$

$$I_0 = \gamma_r \arctan\xi|_{\xi-}^{\xi+}$$

и $\xi\pm = (\delta k_x \pm 1/\tilde{a})/\gamma_r$.

Численное исследование показывает, что при условии $a^2 \gg 1/\alpha, 1/\gamma_r^2$ максимум модуля сдвига для

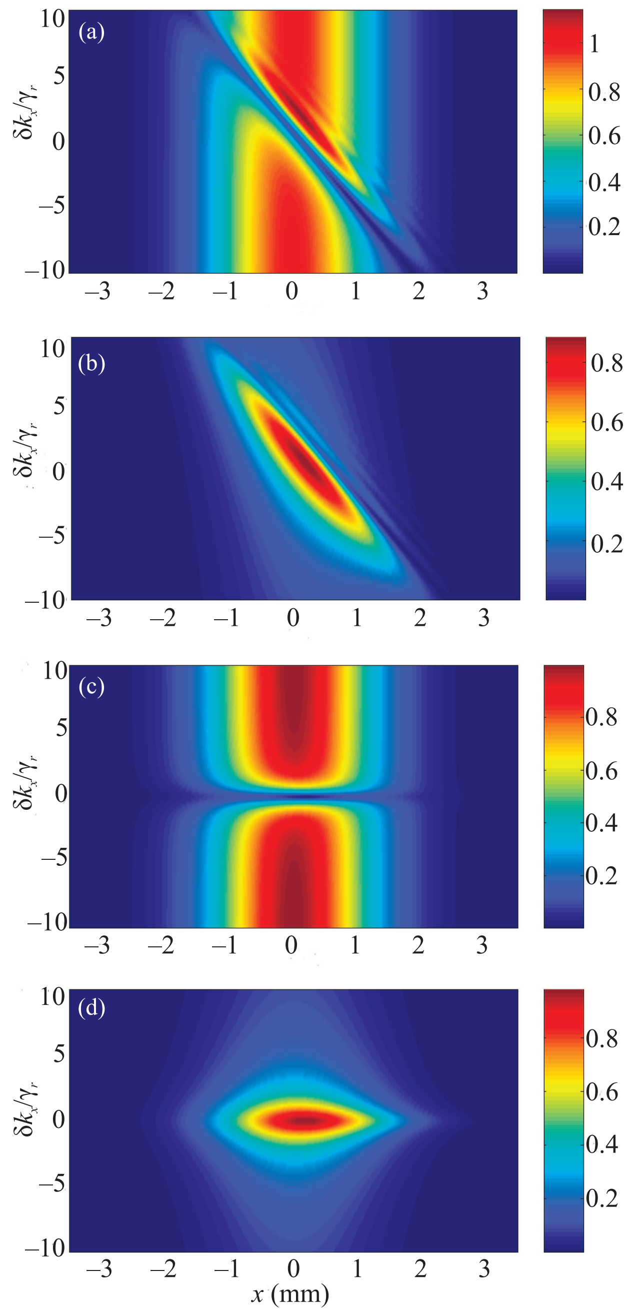

Рис. 4. (Цветной онлайн) Пространственная структура модуля отраженного $|E_{\mathrm{ref}}|(x)$ (a) и прошедшего $|E_{\mathrm{tr}}|(x)$ (b) излучения при возбуждении собственной моды гауссовым пучком с квадратичным фазовым фронтом для различных значений параметра отстройки δk_x; то же для отраженного (c) и прошедшего (d) полей при падении несфокусированного гауссова пучка. Сильная асимметрия, вносимая модуляцией фазы падающего излучения, приводит к значительному росту сдвигов ГХ. Параметры падающего пучка приведены в подписи к рис. 3

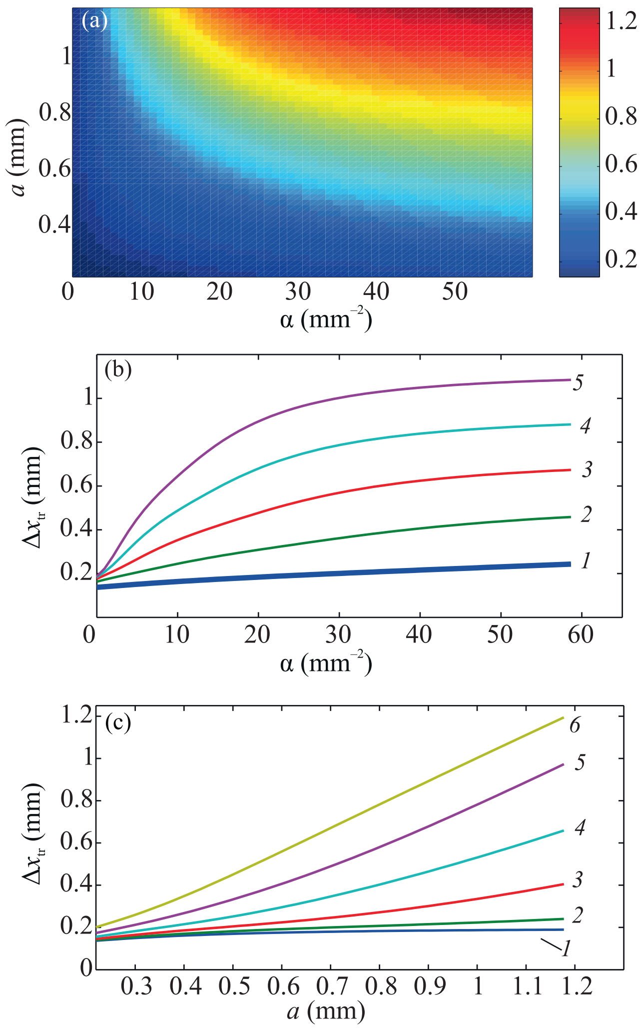

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Сдвиг ГХ для прошедшего излучения $\Delta x_{\rm tr}$ как функция параметров a и α. (b) – $\Delta x_{\rm tr}$ в зависимости от α: кривые [*1*, *2*, *3*, *4*, *5*] отвечают ширине пучка a = [0.2196, 0.4151, 0.6106, 0.8061, 1.0016] мм. (c) – $\Delta x_{\rm tr}$ в зависимости от a: кривые [*1*, *2*, *3*, *4*, *5*, *6*] отвечают кривизне фазового фронта α = [0, 0.9776, 2.9327, 6.8429, 14.6633, 30.3042] мм$^{-2}$; при вычислениях считалось, что $\delta k_x = 1/\tilde{a}$. Параметры падающего пучка приведены в подписи к рис. 3

прошедшего излучения достигается при $\delta k_x \approx \pm 1/\tilde{a}$, а сама величина $\Delta x_{\rm tr}$ приближенно равна

$$\Delta x_{\rm tr} \approx 1/\gamma_r \pm \beta/\tilde{a} + 0.5\beta\gamma_r \approx 1/\gamma_r \pm a,$$

что согласуется с результатами непосредственных вычислений (см. рис. 3b).

Более интересной с точки зрения эксперимента является зависимость сдвигов ГХ от ширины a и кривизны фазового фронта α. Результаты вычислений представлены на рис. 5, где для простоты считалось, что $\delta k_x = 1/\tilde{a}$. Эти результаты также подтверждают, что максимальный сдвиг ГХ $\Delta x_{\rm tr}$, который можно получить за счет фокусировки/дефокусировки, равен полуширине (на уровне 0.5 от максимума поля) падающего пучка, и такой сдвиг может быть легко зафиксирован в эксперименте. Величина максимального сдвига отраженного излучения оказывается порядка $\Delta x_{\rm ref}$, достигаемой для падающего пучка с плоским фронтом, но поскольку $\Delta x_{\rm ref}$ зависит от α, то эта зависимость позволяет контролировать эффект ГХ.

В заключение, в работе предложен способ управления сдвигом Гуса–Хенхен отраженного и прошедшего через слоистую диэлектрическую структуру световых пучков. Показано, что существенное изменение ГХ сдвигов, вплоть до изменения их знака, может быть достигнуто за счет квадратичной коррекции фазового фронта, т.е. фокусировки или дефокусировки падающего излучения.

Работа поддержана грантом Минобрнауки (проект 2020-538-02-НЦМУ–1-10).

---

1. F. Goos and H. Hanchen, Ann. Phys. (Leipzig) **1**, 333 (1947).
2. K. Y. Bliokh and A. Aiello, J. Opt. **15**, 014001 (2013).
3. K. V. Artmann, Ann. Phys. (Leipzig) **2**, 87 (1948).
4. D. Felbacq, A. Moreau, and R. Smaali, Opt. Lett. **28**, 1633 (2003).
5. R. Yang, W. Zhu, and J. Li, Opt. Express **22**, 2043 (2014).
6. I. V. Shadrivov, A. A. Zharov, and Y. S. Kivshar, Appl. Phys. Lett. **83**, 2713 (2003).
7. I. V. Shadrivov, R. W. Ziolkowski, A. A. Zharov, and Y. S. Kivshar, Opt. Express **13**, 481 (2005).
8. C. Luo, J. Guo, Q. Wang, Y. Xiang, and S. Wen, Opt. Express **21**, 10430 (2013).
9. Y. Hirai, K. Matsunaga, Y. Neo, and T. Matsumoto, Appl. Phys. Lett. **112**, 051101 (2018).
10. F. Huerkamp, T. A. Leskova, A. A. Maradudin, and B. Baumeier, Opt. Express **19**, 15483 (2011).
11. V. Yallapragada, A. Ravishankar, G. Mulay, G. Agarwal, and V. Achanta, Sci. Rep. **6**, 19319 (2016).
12. C. W. Chen, W. C. Lin, L. S. Liao, Z. H. Lin, H. P. Chiang, P. T. Leung, E. Sijercic, and W. S. Tse, Appl. Opt. **46**, 5347 (2007).
13. X. Yin and L. Hesselink, Appl. Phys. Lett. **89**, 261108 (2006).
14. T. Sakata, H. Togo, and F. Shimokawa, Appl. Phys. Lett. **76**, 2841 (2000).
15. Y. Fan, N. Shen, F. Zhang, Z. Wei, H. Li, Q. Zhao, Q. Fu, P. Zhang, T. Koschny, and C. M. Soukoulis, Adv. Optical Mater. **4**, 1824 (2016).
16. H. Wu, Q. Luo, H. Chen, Y. Han, X. Yu, and Sh. Liu, Phys. Rev. A **99**, 033820 (2018).
17. A. A. Zharov, D. A. Smirnova, and A. I. Smirnov, J. Opt. Soc. Am. B **29**, 443 (2012).