УДК 535.016

ГЕНЕРАЦИЯ БЕССЕЛЕВЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ В МЕТАМАТЕРИАЛАХ

***НГУЕН ФАМ КУИНЬ АНЬ*[1], *С. Н. КУРИЛКИНА*[1), 2)]**

[1)]*Белорусский государственный университет,*
пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь
[2)]*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси,*
пр. Независимости, 68-2, 220072, г. Минск, Беларусь

Развита теория генерации бесселевых плазмон-поляритонов в структуре, содержащей слой одноосного метаматериала, отделенного от подложки внешней среды дополнительными изотропными диэлектрическими слоями. Получено и проанализировано дисперсионное уравнение для случаев симметричной и асимметричной структур. Показано, что если гиперболический метаматериал обладает экстремально большой анизотропией, то в структуре возможна генерация бесселева плазмон-поляритона, продольная компонента вектора электрической напряженности которого монотонно возрастает внутри слоя метаматериала. Установлена зависимость условий возбуждения бесселевых плазмон-поляритонов от толщины дополнительных слоев структуры. Показано, что внедрение дополнительного (промежуточного или защитного) слоя в структуру обусловливает уменьшение центрального максимума бесселева плазмон-поляритона, при этом оно оказывается тем более заметно, чем толще указанный слой. Полученные результаты могут быть использованы при разработке новых приборов и устройств тестирования поверхностей, основанных на применении бесселевых плазмон-поляритонов.

Ключевые слова: бесселев плазмон-поляритон; метаматериал; металлодиэлектрическая среда; диэлектрическая проницаемость; анизотропия.

GENERATION OF BESSEL PLASMON-POLARITONS IN METAMATERIALS

***NGUYEN PHAM QUYNH ANH*[a], *S. N. KURILKINA*[a, b]**

[a]*Belarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus*
[b]*B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus,*
68-2 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220072, Belarus

Corresponding author: S. N. Kurilkina (s.kurilkina@ifanbel.bas-net.by)

In the paper it is developed the theory of Bessel plasmon-polaritons generation in a structure containing a layer of a uniaxial metamaterial separated from the substrate and the external medium by additional isotropic dielectric layers. The dispersion equation for the cases of symmetric and asymmetric structures is obtained and analyzed. It is shown that if a hyperbolic metamaterial possesses an extremely large anisotropy, the Bessel plasmon-polariton generation in the

Образец цитирования:
Нгуен Фам Куинь Ань, Курилкина С. Н. Генерация бесселевых плазмон-поляритонов в метаматериалах // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2018. № 2. С. 35–45.

For citation:
Nguyen Pham Quynh Anh, Kurilkina S. N. Generation of Bessel plasmon-polaritons in metamaterials. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2018. No. 2. P. 35–45 (in Russ.).

Авторы:
Нгуен Фам Куинь Ань – аспирант кафедры физической оптики и прикладной информатики физического факультета. Научный руководитель – С. Н. Курилкина.
Светлана Николаевна Курилкина – доктор физико-математических наук, профессор; профессор кафедры физической оптики и прикладной информатики физического факультета[1)]; главный научный сотрудник[2)].

Authors:
Nguyen Pham Quynh Anh, postgraduate student at the department of physical optics and applied informatics, faculty of physics.
Svetlana N. Kurilkina, doctor of science (physics and mathematics), full professor; professor at the department of physical optics and applied informatics, faculty of physics[a]; chief researcher[b].
s.kurilkina@ifanbel.bas-net.by

structure is possible for which the longitudinal component of the electric vector increases monotonically inside the metamaterial layer. The dependence of the excitation conditions of Bessel plasmon-polaritons on the thickness of additional layers of the structure is established. It is shown that the implementation of an additional (intermediate or protective) layer in the structure causes a decrease of the central maximum of the Bessel-plasmon-polariton. Meanwhile, it becomes more noticeable for the thick layers. The obtained results can be used while elaborating new devices for surface testing.

Key words: Bessel plasmon-polariton; metamaterial; metal-dielectric medium; dielectric permittivity; anisotropy.

Введение

В последнее время внимание исследователей привлекает новый класс композитных сред – метаматериалов (ММ), обладающих уникальными свойствами [1–3] и вследствие этого представляющих интерес для управления излучением, получения изображений со сверхвысоким разрешением, в литографии [4]. Одним из видов ММ являются гиперболические метаматериалы (ГММ), оптические свойства которых в приближении эффективной среды описываются диагональным тензором диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \mathrm{diag}\{\varepsilon_\mathrm{t}, \varepsilon_\mathrm{t}, \varepsilon_\mathrm{l}\}$, имеющим главные значения (поперечную ε_t и продольную ε_l проницаемости), различающиеся знаком [5]. Это обусловливает появление гиперболической (а не эллиптической, наблюдаемой у обычных диэлектриков) дисперсии. Существуют два типа ГММ: а) тип I ($\varepsilon_\mathrm{l} < 0$, $\varepsilon_\mathrm{t} > 0$), характеризуемый дисперсионной поверхностью, представляющей собой двухполостный гиперболоид; б) тип II ($\varepsilon_\mathrm{l} > 0$, $\varepsilon_\mathrm{t} < 0$), дисперсионная поверхность для которого является однополостным гиперболоидом.

В 1987 г. Дж. Дурнин предложил новый тип волн, получивших название бесселевых световых пучков (БСП). Их особенностями являются бездифракционная природа (значительно меньшая дифракционная расходимость приосевой области в сравнении с традиционными, например гауссовыми, пучками) и способность к самовосстановлению волнового фронта после препятствий [6; 7]. Поперечный профиль амплитуды этих пучков описывается бесселевой функцией первого рода. В среде пространственных частот БСП можно рассматривать как суперпозицию плоских волн с волновыми векторами, расположенными на конической поверхности. Особенности взаимодействия бесселевых световых пучков с кристаллами и диэлектрическими структурами рассмотрены в работах [8–12]. Одна из возможностей использования преимуществ БСП для микроскопии заключается в создании бесселевых плазмон-поляритонов (БПП) – квазибездифракционных световых полей, формируемых на границе сред с различающимися по знаку диэлектрическими проницаемостями. В работах [13–15] найдены условия существования и изучены свойства БПП, генерируемых в изотропной металлической пленке. Представляет интерес исследование возможности генерации БПП в метаматериалах с экстремально большой анизотропией. Решение данной проблемы будет реализовано в настоящей работе.

Условие генерации бесселевых плазмон-поляритонов в структуре, содержащей слой метаматериала

Рассмотрим гиперболический метаматериал на основе наноструктуры, образованной чередующимися слоями металла и диэлектрика с проницаемостями и толщинами ε_m, d_m и ε_d, d_d соответственно. При этом диэлектрическая проницаемость металла описывается модифицированной формулой Друде

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_\mathrm{p}^2}{\omega^2 + i\omega\Gamma} = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_\mathrm{p}^2}{\omega^2 + \Gamma^2} + \frac{i\omega_\mathrm{p}^2\Gamma}{\left[\omega\left(\omega^2 + \Gamma^2\right)\right]}, \tag{1}$$

где $\omega = \dfrac{2\pi c}{\lambda}$ – циклическая частота; ω_p – плазменная частота; ε_∞ – константа; $\Gamma = \dfrac{V_\mathrm{F}}{l}$ – константа затухания; V_F – скорость Ферми; l – длина свободного пробега электронов в объемном металле. Для серебра, например, имеем $\varepsilon_\infty = 5$, $\omega_\mathrm{p} = 14 \cdot 10^{15}$ с$^{-1}$, $\Gamma = 32 \cdot 10^{12}$ с$^{-1}$, $V_\mathrm{F} = 1{,}4 \cdot 10^6$ мс$^{-1}$ [16].

При малой толщине каждого слоя в приближении эффективной среды данную структуру можно рассматривать как одноосную среду, диэлектрические свойства которой описываются тензором диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon} = \mathrm{diag}\{\varepsilon_\mathrm{t}, \varepsilon_\mathrm{t}, \varepsilon_\mathrm{l}\}$:

$$\varepsilon_\mathrm{t} = (1 - f)\varepsilon_\mathrm{d} + f\varepsilon_\mathrm{m}, \quad \varepsilon_\mathrm{l}^{-1} = \frac{1 - f}{\varepsilon_\mathrm{d}} + \frac{f}{\varepsilon_\mathrm{m}}, \tag{2}$$

где $f = \dfrac{d_\text{m}}{d_\text{m} + d_\text{d}}$ – фактор заполнения (объемная доля металла в наноструктуре); ε_m определяется формулой (1).

Используя выражения (2), проанализируем возможность реализации ГММ на основе наноструктуры ITO – Ag при $f = 0{,}5$ ($d_\text{m} = d_\text{d} = 20$ нм). Как видно из рис. 1, данная структура проявляет свойства ГММ типа I в спектральном диапазоне 306 нм < λ_I < 414 нм и типа II – при λ_II > 414 нм. Отметим, что на длине волны $\lambda_S = 414$ нм гиперболический метаматериал обладает экстремально большой анизотропией, когда $\operatorname{Re}(\varepsilon_\text{t}) \approx 0$, $\operatorname{Re}(\varepsilon_\text{l}^{-1}) \approx 0$.

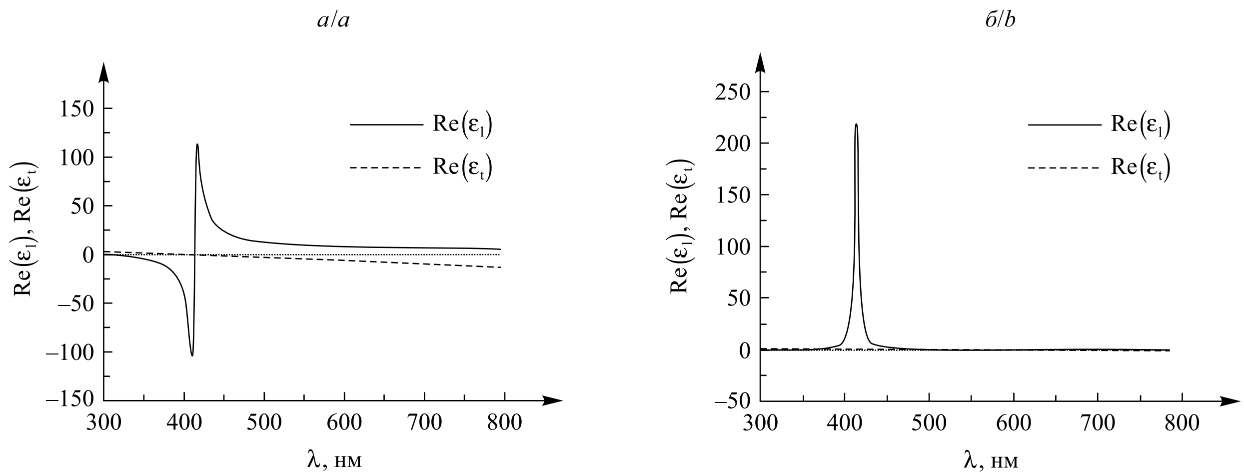

Рис. 1. Спектральные зависимости действительной (*а*) и мнимой (*б*) частей продольной (сплошная кривая) и поперечной (пунктирная кривая) диэлектрических проницаемостей металлодиэлектрической слоистой структуры ITO – Ag с толщиной диэлектрических и металлических слоев 20 нм

Fig. 1. Spectral dependences of real (*a*) and imaginal (*b*) parts of longitudinal (solid line) and transversal (dashed line) dielectric permittivity of metal-dielectric layered structure ITO – Ag. Thickness of dielectric and metal layers is 20 nm

Положим далее, что слой гиперболического метаматериала с толщиной L_c расположен между двумя диэлектрическими слоями – промежуточным и защитным с толщиной L_1, L_2 соответственно, которые отделяют его от диэлектрической подложки и внешней диэлектрической среды (рис. 2). Будем использовать цилиндрическую систему координат, при этом выберем ее таким образом, чтобы ее начало ($z = 0$) было расположено на границе раздела подложка – промежуточный слой (см. рис. 2).

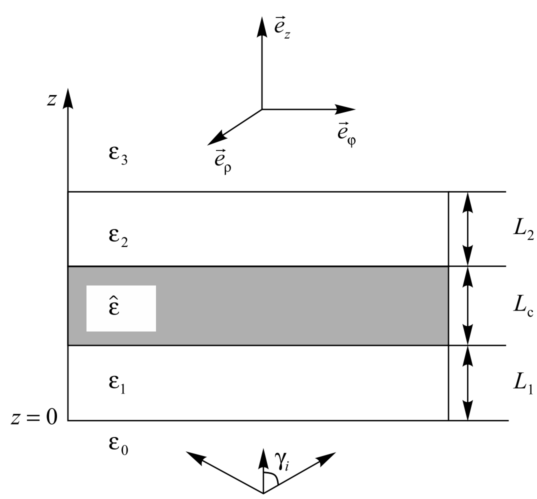

Рис. 2. Слоистая структура: подложка ε_0 – промежуточный диэлектрический слой ε_1 – слой ГММ – защитный диэлектрический слой ε_2 – внешняя диэлектрическая среда ε_3

Fig. 2. Layered structure: substrate ε_0 – intermediate dielectric layer ε_1 – HMM layer – protective dielectric layer ε_2 – external dielectric medium ε_3

Из уравнений Максвелла следуют выражения для продольной (z), радиальной (ρ) и азимутальной (φ) компонент векторов электрической $\vec{E}(R)$ и магнитной $\vec{H}(R)$ напряженности бесселева светового пучка е-типа, распространяющегося вдоль оси z в одноосной среде:

$$E_{\rho}^{\mathrm{e}} = i\frac{k_{z\mathrm{e}}}{\varepsilon_{\mathrm{t}}}J_m'(q\rho),\ E_{\varphi}^{\mathrm{e}} = -\frac{k_{z\mathrm{e}}}{\varepsilon_{\mathrm{t}}}\frac{m}{q\rho}J_m(q\rho),\ E_z^{\mathrm{e}} = \frac{q}{\varepsilon_{\mathrm{l}}}J_m(q\rho),$$
$$H_{\rho}^{\mathrm{e}} = k_0\frac{m}{q\rho}J_m(q\rho),\ H_{\varphi}^{\mathrm{e}} = ik_0J_m'(q\rho),\ H_z^{\mathrm{e}} = 0, \tag{3}$$

где общий фазовый множитель $\exp\left[i\left(k_{z\mathrm{e}}z + m\varphi\right)\right]$ опущен; $k_0 = \dfrac{2\pi}{\lambda}$; q и $k_{z\mathrm{e}}$ – поперечная и продольная компоненты волновых векторов, формирующих БСП, соответственно; $J_m(q\rho)$, $J_m'(q\rho) = \dfrac{\partial J_m(q\rho)}{\partial(q\rho)}$ – функция Бесселя m-го порядка и ее производная; m – индекс; $R = (\rho,\ \varphi,\ z)$ – цилиндрическая система координат. При этом

$$k_{z\mathrm{e}} = \left[k_0^2\varepsilon_{\mathrm{t}} - \frac{\varepsilon_{\mathrm{t}}}{\varepsilon_{\mathrm{l}}}q^2\right]^{1/2}. \tag{4}$$

Выражения для ТМ-поляризованных БСП, распространяющихся в изотропной среде, могут быть получены из (3) с учетом равенства продольной и поперечной проницаемостей $\varepsilon_{\mathrm{t}} = \varepsilon_{\mathrm{l}}$.

Векторы электрической $\vec{E}(R)$ и магнитной $\vec{H}(R)$ напряженности внутри подложки ε_0 и внешней диэлектрической среды ε_3 могут быть представлены в виде

$$\vec{E}_0(R) = \vec{E}_0^{\mathrm{tr}}(R) + \vec{E}_0^{\mathrm{l}}(R),\ \vec{E}_0^{\mathrm{l}}(R) = A_{\mathrm{inc}}\frac{q}{k_0\sqrt{\varepsilon_0}}\exp i\left[m\varphi - k_{z0}z\right]J_m(q\rho)\vec{e}_z,$$
$$\vec{E}_0^{\mathrm{tr}}(R) = -\frac{iA_{\mathrm{inc}}}{\sqrt{2}}\frac{k_{z0}}{k_0\sqrt{\varepsilon_0}}\exp i\left[(m-1)\varphi - k_{z0}z\right]\left[J_{m-1}(q\rho)\vec{e}_+ - J_{m+1}(q\rho)\exp(2i\varphi)\vec{e}_-\right].$$
$$\vec{H}_0(R) = \vec{H}_0^{\mathrm{l}}(R) + \vec{H}_0^{\mathrm{tr}}(R),\ \vec{H}_0^{\mathrm{l}}(R) = 0, \tag{5}$$
$$\vec{H}_0^{\mathrm{tr}}(R) = \frac{A_{\mathrm{inc}}}{\sqrt{2}}\sqrt{\varepsilon_0}\exp i\left[(m-1)\varphi - k_{z0}z\right]\left[J_{m-1}(q\rho)\vec{e}_+ + J_{m+1}(q\rho)\exp(2i\varphi)\vec{e}_-\right].$$

$$\vec{E}_3(R) = \vec{E}_3^{\mathrm{tr}}(R) + \vec{E}_3^{\mathrm{l}}(R),\ \vec{E}_3^{\mathrm{l}}(R) =$$
$$= A_{\mathrm{inc}}\frac{q}{k_0\sqrt{\varepsilon_3}}t\exp i\left[m\varphi + k_{z3}\left(z - L_1 - L_{\mathrm{c}} - L_2\right)\right]J_m(q\rho)\vec{e}_z,$$
$$\vec{E}_3^{\mathrm{tr}}(R) = \frac{iA_{\mathrm{inc}}}{\sqrt{2}}\frac{k_{z3}}{k_0\sqrt{\varepsilon_3}}t\exp i\left[(m-1)\varphi + k_{z3}\left(z - L_1 - L_{\mathrm{c}} - L_2\right)\right]\times$$
$$\times\left[J_{m-1}(q\rho)\vec{e}_+ - J_{m+1}(q\rho)\exp(2i\varphi)\vec{e}_-\right]. \tag{6}$$
$$\vec{H}_3(R) = \vec{H}_3^{\mathrm{l}}(R) + \vec{H}_3^{\mathrm{tr}}(R),\ \vec{H}_3^{\mathrm{l}}(R) = 0,$$
$$\vec{H}_3^{\mathrm{tr}}(R) = \frac{A_{\mathrm{inc}}}{\sqrt{2}}t\sqrt{\varepsilon_3}\exp i\left[(m-1)\varphi + k_{z3}\left(z - L_1 - L_{\mathrm{c}} - L_2\right)\right]\times$$
$$\times\left[J_{m-1}(q\rho)\vec{e}_+ + J_{m+1}(q\rho)\exp(2i\varphi)\vec{e}_-\right],$$

где символы «tr» и «l» обозначают поперечную и продольную компоненты электрического (магнитного) вектора соответственно; t – коэффициент пропускания слоистой структуры; $k_{z0,3} = \left[k_0^2\varepsilon_{0,3} - q^2\right]^{1/2}$ –

продольные компоненты волнового вектора (проекция волнового вектора на ось z) в средах ε_0 и ε_3 соответственно. Векторы электрической и магнитной напряженности внутри промежуточного и защитного слоев определяются выражениями:

$$\vec{E}_{1,2}(R)=\vec{E}^{\mathrm{tr}}_{1,2}(R)+\vec{E}^{\mathrm{l}}_{1,2}(R),\ \vec{E}^{\mathrm{l}}_{1,2}(R)=\left(\vec{E}^{\mathrm{l}}_{1,2}\right)^{\mathrm{f}}+\left(\vec{E}^{\mathrm{l}}_{1,2}\right)^{\mathrm{b}},\ \vec{E}^{\mathrm{tr}}_{1,2}(R)=\left(\vec{E}^{\mathrm{tr}}_{1,2}\right)^{\mathrm{tr}}+\left(\vec{E}^{\mathrm{tr}}_{1,2}\right)^{\mathrm{b}},$$

$$\left(\vec{E}^{\mathrm{l}}_{1,2}\right)^{\mathrm{f,\,b}}=A_{\mathrm{inc}}\frac{q}{k_0\sqrt{\varepsilon_{1,2}}}s^{\mathrm{f,\,b}}_{1,2}\exp i\left[m\varphi\pm k_{z1,2}z\right]J_m(q\rho)\,\vec{e}_z,$$

$$\begin{gathered}\left(\vec{E}^{\mathrm{tr}}_{1,2}(R)\right)^{\mathrm{f,\,b}}=\pm\frac{iA_{\mathrm{inc}}}{\sqrt{2}}\frac{k_{z1,2}}{k_0\sqrt{\varepsilon_{1,2}}}s^{\mathrm{f,\,b}}_{1,2}\exp i\left[(m-1)\varphi\pm k_{z1,2}z\right]\times\\ \times\left[J_{m-1}(q\rho)\vec{e}_+-J_{m+1}(q\rho)\exp(2i\varphi)\vec{e}_-\right].\\ \vec{H}_{1,2}(R)^{\mathrm{f,\,b}}=\frac{A_{\mathrm{inc}}}{\sqrt{2}}\sqrt{\varepsilon_{1,2}}s^{\mathrm{f,\,b}}_{1,2}\exp i\left[(m-1)\varphi\pm k_{z1,2}z\right]\times\\ \times\left[J_{m-1}(q\rho)\vec{e}_++J_{m+1}(q\rho)\exp(2i\varphi)\vec{e}_-\right],\end{gathered}\tag{7}$$

$$\begin{gathered}\vec{E}_{\mathrm{c}}(R)=\vec{E}^{\mathrm{tr}}_{\mathrm{c}}(R)+\vec{E}^{\mathrm{l}}_{\mathrm{c}}(R),\ \vec{E}^{\mathrm{l}}_{\mathrm{c}}(R)=\left(\vec{E}^{\mathrm{l}}_{\mathrm{c}}\right)^{\mathrm{f}}+\left(\vec{E}^{\mathrm{l}}_{\mathrm{c}}\right)^{\mathrm{b}},\\ \vec{E}^{\mathrm{tr}}_{\mathrm{c}}(R)=\left(\vec{E}^{\mathrm{tr}}_{\mathrm{c}}\right)^{f}+\left(\vec{E}^{\mathrm{tr}}_{\mathrm{c}}\right)^{\mathrm{b}},\\ \left(\vec{E}^{\mathrm{l}}_{\mathrm{c}}\right)^{\mathrm{f,\,b}}=A_{\mathrm{inc}}\frac{q}{\varepsilon_l}s^{\mathrm{f,\,b}}_{\mathrm{c}}\exp i\left[m\varphi\pm k_{z\mathrm{e}}z\right]J_m(q\rho)\vec{e}_z,\\ \left(\vec{E}^{\mathrm{tr}}_{\mathrm{c}}(R)\right)^{\mathrm{f,\,b}}=\pm\frac{iA_{\mathrm{inc}}}{\sqrt{2}}\frac{k_{z\mathrm{e}}}{\varepsilon_{\mathrm{t}}}s^{\mathrm{f,\,b}}_{\mathrm{c}}\exp i\left[(m-1)\varphi\pm k_{z\mathrm{e}}z\right]\times\\ \times\left[J_{m-1}(q\rho)\vec{e}_+-J_{m+1}(q\rho)\exp(2i\varphi)\vec{e}_-\right].\\ \vec{H}_{\mathrm{c}}(R)^{\mathrm{f,\,b}}=\frac{A_{\mathrm{inc}}}{\sqrt{2}}k_0s^{\mathrm{f,\,b}}_{\mathrm{c}}\exp i\left[(m-1)\varphi\pm k_{z\mathrm{e}}z\right]\times\\ \times\left[J_{m-1}(q\rho)\vec{e}_++J_{m+1}(q\rho)\exp(2i\varphi)\vec{e}_-\right],\end{gathered}\tag{8}$$

где $k_{z1,2}=\left[k_0^2\varepsilon_{1,2}-q^2\right]^{1/2}$ – z-компоненты волнового вектора в средах ε_1, ε_2 соответственно; $s^{\mathrm{f}}_{1,\mathrm{c},2}=\dfrac{A^{\mathrm{f}}_{1,\mathrm{c},2}}{A_{\mathrm{inc}}}$, $s^{\mathrm{b}}_{1,\mathrm{c},2}=\dfrac{A^{\mathrm{b}}_{1,\mathrm{c},2}}{A_{\mathrm{inc}}}$ – амплитудные коэффициенты для БСП, распространяющегося в прямом (вдоль оси z, обозначаются символом «f») и встречном ему направлениях (обозначаются символом «b») внутри каждого слоя; $k_{z\mathrm{e}}$ определяется формулой (4).

Из граничных условий с учетом (5)–(8) следует

$$t=\frac{e^{i\left(k_{z1}L_1+k_{z\mathrm{e}}L_{\mathrm{c}}+k_{z2}L_2\right)}t^{\mathrm{TM}}_{01}t^{\mathrm{TM}}_{1\mathrm{c}}t^{\mathrm{e}}_{\mathrm{c}2}t^{\mathrm{TM}}_{23}}{F},\tag{9}$$

$$\begin{gathered}F=1+e^{2ik_{z1}L_1}r^{\mathrm{TM}}_{01}r^{\mathrm{TM}}_{1\mathrm{c}}+e^{2i\left(k_{z1}L_1+k_{z\mathrm{e}}L_{\mathrm{c}}+k_{z2}L_2\right)}r^{\mathrm{TM}}_{01}r^{\mathrm{TM}}_{23}+e^{2i\left(k_{z2}L_2+k_{z\mathrm{e}}L_{\mathrm{c}}\right)}r^{\mathrm{TM}}_{1\mathrm{c}}r^{\mathrm{TM}}_{23}+\\ +e^{2i\left(k_{z1}L_1+k_{z\mathrm{e}}L_{\mathrm{c}}\right)}r^{\mathrm{TM}}_{01}r^{\mathrm{e}}_{\mathrm{c}2}+e^{2ik_{z\mathrm{e}}L_{\mathrm{c}}}r^{\mathrm{TM}}_{1\mathrm{c}}r^{\mathrm{e}}_{\mathrm{c}2}+e^{2ik_{z2}L_2}r^{\mathrm{TM}}_{23}r^{\mathrm{e}}_{\mathrm{c}2}+e^{2i\left(k_{z1}L_1+k_{z2}L_2\right)}r^{\mathrm{TM}}_{01}r^{\mathrm{TM}}_{1\mathrm{c}}r^{\mathrm{e}}_{\mathrm{c}2}r^{\mathrm{TM}}_{23},\end{gathered}\tag{10}$$

$$s^{\mathrm{f}}_{1,2}=\frac{t^{\mathrm{TM,\,e}}_{0\ 1,2}}{1+r^{\mathrm{TM,\,e}}_{0\ 1,2}r^{\mathrm{TM,\,e}}_{1,2\ 3}\exp\left(2ik_{z1,2}L_{1,2}\right)},\ s^{\mathrm{b}}_{1,2}=\frac{t^{\mathrm{TM,\,e}}_{0\ 1,2}r^{\mathrm{TM,\,e}}_{1,2\ 3}\exp\left(2ik_{z1,2}L_{1,2}\right)}{1+r^{\mathrm{TM,\,e}}_{0\ 1,2}r^{\mathrm{TM,\,e}}_{1,2\ 3}\exp\left(2ik_{z1,2}L_{1,2}\right)},\tag{11}$$

$$s_{\mathrm{c}}^{\mathrm{f}} = \frac{t_{0\mathrm{c}}^{\mathrm{TM,\,e}}}{1 + r_{0\mathrm{c}}^{\mathrm{TM,\,e}} r_{\mathrm{c}3}^{\mathrm{TM,\,e}} \exp\left(2ik_{z\mathrm{e}}L_{\mathrm{c}}\right)},\; s_{\mathrm{c}}^{\mathrm{b}} = \frac{t_{0\mathrm{c}}^{\mathrm{TM,\,e}} r_{\mathrm{c}3}^{\mathrm{TM,\,e}} \exp\left(2ik_{z\mathrm{e}}L_{\mathrm{c}}\right)}{1 + r_{0\mathrm{c}}^{\mathrm{TM,\,e}} r_{\mathrm{c}3}^{\mathrm{TM,\,e}} \exp\left(2ik_{z\mathrm{e}}L_{\mathrm{c}}\right)}, \tag{12}$$

где $t_{mn}^{\mathrm{TM,\,e}}$, $r_{mn}^{\mathrm{TM,\,e}}$ ($m = 0$, 1, c; $n =$ c, 2, 3; $n - m \geq 2$) определяются следующими соотношениями:

$$r_{mn}^{\mathrm{TM,\,e}} = \frac{r_{ms}^{\mathrm{TM,\,e}} + r_{sn}^{\mathrm{TM,\,e}} \exp\left(2ik_{zs}L_s\right)}{1 + r_{ms}^{\mathrm{TM,\,e}} r_{sn}^{\mathrm{TM,\,e}} \exp\left(2ik_{zs}L_s\right)},\; t_{mn}^{\mathrm{TM,\,e}} = \frac{t_{ms}^{\mathrm{TM,\,e}} t_{sn}^{\mathrm{TM,\,e}} \exp\left(ik_{zs}L_s\right)}{1 + r_{ms}^{\mathrm{TM,\,e}} r_{sn}^{\mathrm{TM,\,e}} \exp\left(2ik_{zs}L_s\right)},\; s = m + 1. \tag{13}$$

$$t_{01}^{\mathrm{TM}} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_0}\sqrt{\varepsilon_1}k_{z0}}{\varepsilon_0 k_{z1} + \varepsilon_1 k_{z0}},\; t_{1\mathrm{c}}^{\mathrm{e}} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}\sqrt{\varepsilon_0}k_{z1}}{\varepsilon_0 k_{z1} + \varepsilon_1 k_{z\mathrm{e}}},\; t_{\mathrm{c}2}^{\mathrm{TM}} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_0}\sqrt{\varepsilon_2}k_{z\mathrm{e}}}{\varepsilon_2 k_{z\mathrm{e}} + \varepsilon_0 k_{z2}},\; t_{23}^{\mathrm{TM}} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_3}\sqrt{\varepsilon_2}k_{z2}}{\varepsilon_2 k_{z3} + \varepsilon_3 k_{z2}}, \tag{14}$$

$$r_{01}^{\mathrm{TM}} = \frac{\varepsilon_1 k_{z0} - \varepsilon_0 k_{z1}}{\varepsilon_0 k_{z1} + \varepsilon_1 k_{z0}},\; r_{1\mathrm{c}}^{\mathrm{TM}} = \frac{\varepsilon_0 k_{z1} - \varepsilon_1 k_{z\mathrm{e}}}{\varepsilon_1 k_{z\mathrm{e}} + \varepsilon_0 k_{z1}},\; r_{\mathrm{c}2}^{\mathrm{e}} = \frac{\varepsilon_2 k_{z\mathrm{e}} - \varepsilon_0 k_{z2}}{\varepsilon_0 k_{z2} + \varepsilon_2 k_{z\mathrm{e}}},\; r_{23}^{\mathrm{TM}} = \frac{\varepsilon_3 k_{z2} - \varepsilon_2 k_{z3}}{\varepsilon_2 k_{z3} + \varepsilon_3 k_{z2}}.$$

Как следует из (9), дисперсионное уравнение, определяющее условие генерации бесселевых плазмон-поляритонов в слоистой структуре, имеет вид

$$F = 0, \tag{15}$$

где выражение для F находится с использованием формул (10)–(14).

Определение значений параметра конусности q, удовлетворяющих уравнению (15), является весьма сложной задачей. Метод полюсов коэффициентов отражения позволяет решить данную проблему. Рассмотрим зависимость $F\left(n^*\right)$, где $n^* = \dfrac{q}{k_0}$ – эффективное модовое число для бесселева плазмон-поляритона. Условие генерации бесселева плазмон-поляритона соответствует быстрому изменению аргумента функции F. При этом максимум производной аргумента этой функции соответствует действительной части эффективного модового числа БПП, а ширина этого максимума по уровню 0,5 – мнимой части n^*.

Свойства бесселевых плазмон-поляритонов в слоистой структуре, содержащей слой метаматериала

Рассмотрим слоистую структуру, включающую подложку (например, стекло SF10 с проницаемостью $\varepsilon_0 = 2{,}965$), промежуточный диэлектрический слой (плавленый кварц, $\varepsilon_1 = 2{,}181$), слой гиперболического метаматериала с экстремально большой анизотропией, сформированного на основе наноструктуры ITO – Ag при $f = 0{,}5$ ($\lambda = 414$ нм), защитный диэлектрический слой из плавленого кварца, внешнюю диэлектрическую среду (стекло SF10). На рис. 3 приведена зависимость производной аргумента функции F от величины $\mathrm{Re}\left(n^*\right)$. Видно, что вблизи длины волны 414 нм наблюдается уменьшение числа генерируемых бесселевых плазмон-поляритонов в структуре. Так, если при $\lambda = 420$ нм наблюдаются два пика зависимости производной аргумента функции F, соответствующих большему $n_2^* = 4{,}596 + 1{,}811i$ и меньшему $n_1^* = 1{,}992 + 0{,}024i$ эффективным модовым числам для бесселева плазмон-поляритона, то на длине волны $\lambda = 414$ нм наблюдаем один максимум, соответствующий $n^* = 2{,}01 + 0{,}034i$.

При этом положение данного максимума оказывается зависящим от толщины слоя метаматериала. Как видно из рис. 4, при $L_{\mathrm{c}} = 50$ нм имеем $n^* = 1{,}858 + 0{,}008i$; для $L_{\mathrm{c}} = 70$ нм получаем $n^* = 2{,}01 + 0{,}034i$, для $L_{\mathrm{c}} = 100$ нм максимум наблюдается при $n^* = 2{,}352 + 0{,}092i$. Таким образом, при увеличении толщины L_{c} как действительная $\mathrm{Re}\left(n^*\right)$, так и мнимая $\mathrm{Im}\left(n^*\right)$ часть модового числа БПП возрастают. Поскольку радиус центрального максимума БПП нулевого порядка R_1 определяется выражением $R_1 = \dfrac{2{,}4}{k_0 \,\mathrm{Re}\, n^*}$, получаем, что с увеличением L_{c} величина R_1 уменьшается.

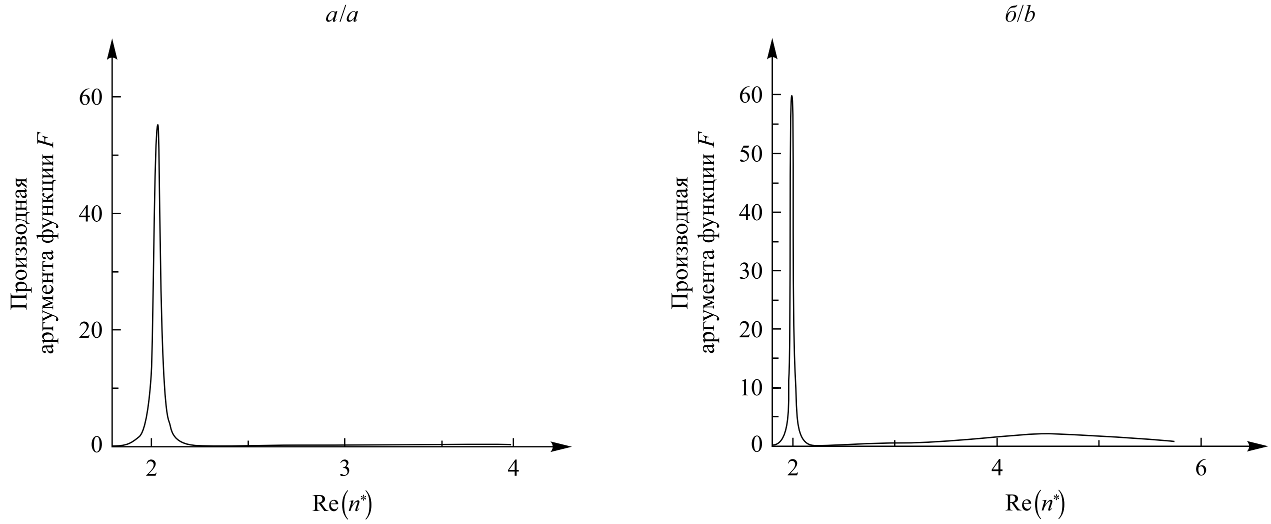

Рис. 3. Зависимость производной аргумента функции F от $\mathrm{Re}\left(n^*\right)$
для симметричной структуры подложка (стекло марки SF10) –
промежуточный слой (плавленый кварц) – ГММ на основе наноструктуры ITO – Ag (f = 0,5) –
защитный слой (плавленый кварц) – внешняя среда (стекло марки SF10).
$L_1 = L_2$ = 25 нм; L_c = 70 нм; λ = 414 нм (*а*); λ = 420 нм (*б*)

Fig. 3. Dependence of derivative of argument of the F function on $\mathrm{Re}\left(n^*\right)$
for symmetrical structure substrate (glass SF10) – intermediate layer (fused quartz) –
HMM formed from the ITO – Ag nanostructure (f = 0.5) –
protective layer (fused quartz) – external medium (glass SF10).
$L_1 = L_2$ = 25 nm; L_c = 70 nm; λ = 414 nm (*a*); λ = 420 nm (*b*)

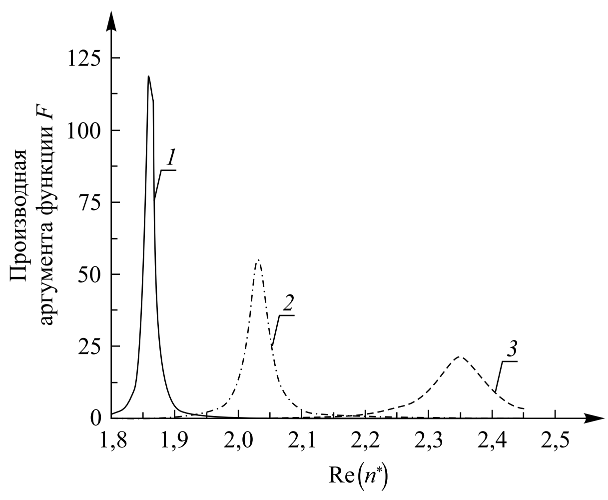

Рис. 4. Зависимость производной аргумента функции F от $\mathrm{Re}\left(n^*\right)$
для структуры подложка (стекло марки SF10) – промежуточный слой (плавленый кварц) –
ГММ на основе структуры ITO – Ag (f = 0,5) – защитный слой (плавленый кварц) –
внешняя среда (стекло марки SF10) для $L_1 = L_2$ = 25 нм; L_c = 50 нм (*1*),
L_c = 70 нм (*2*), L_c = 100 нм (*3*); λ = 414 нм

Fig. 4. Dependence of derivative of argument of the F function on $\mathrm{Re}\left(n^*\right)$
for symmetrical structure substrate (glass SF10) – intermediate layer (fused quartz) –
HMM formed from the ITO – Ag nanostructure (f = 0.5) – protective layer (fused quartz) –
external medium (glass SF10) for $L_1 = L_2$ = 25 nm; L_c = 50 nm (*1*),
L_c = 70 nm (*2*), L_c = 100 nm (*3*); λ = 414 nm

Рассмотрим теперь асимметричную слоистую структуру: подложка (стекло марки SF10) – промежуточный диэлектрический слой (плавленый кварц) – ГММ с экстремально большой анизотропией на основе структуры ITO – Ag ($\lambda = 414$ нм) – защитный диэлектрический слой (плавленый кварц) – внешняя диэлектрическая среда (воздух). Положение максимумов зависимости и их ширина оказываются зависящими от того, симметричная или несимметричная структура рассматривается. Из рис. 5 находим, что $n^* = 1{,}792 + 0{,}024i$ для $\lambda = 414$ нм; $n_1^* = 1{,}758 + 0{,}026i$ и $n_2^* = 4{,}592 + 1{,}806i$ для $\lambda = 420$ нм. Отсюда следует, что для случая асимметричного диэлектрического окружения как действительная $\mathrm{Re}\left(n^*\right)$, так и мнимая $\mathrm{Im}\left(n^*\right)$ часть модового числа БПП уменьшаются в сравнении со случаем симметричной структуры.

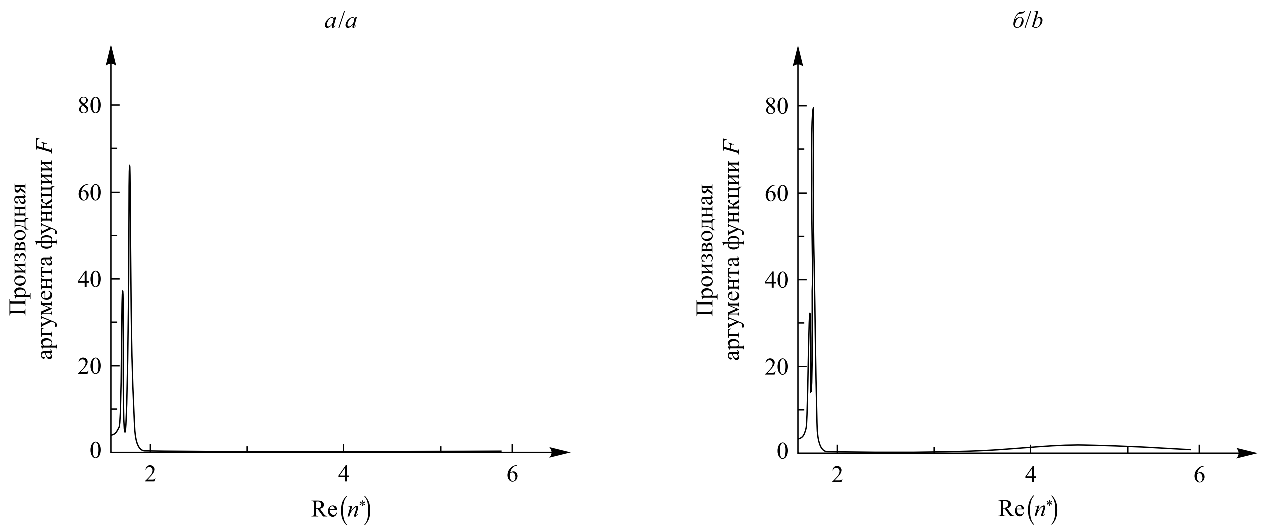

Рис. 5. Зависимость производной аргумента функции F от $\mathrm{Re}\left(n^*\right)$ для асимметричной структуры подложка (стекло марки SF10) – промежуточный слой (плавленый кварц) – ГММ на основе структуры ITO – Ag ($f = 0{,}5$) – защитный слой (плавленый кварц) – внешняя среда (воздух). $L_1 = L_2 = 25$ нм; $L_c = 70$ нм; $\lambda = 414$ нм (*а*), $\lambda = 420$ нм (*б*)

Fig. 5. Dependence of derivative of argument of the F function on $\mathrm{Re}\left(n^*\right)$ for asymmetrical structure substrate (glass SF10) – intermediate layer (fused quartz) – HMM formed from the ITO – Ag nanostructure ($f = 0.5$) – protective layer (fused quartz) – external medium (air). $L_1 = L_2 = 25$ nm; $L_c = 70$ nm; $\lambda = 414$ nm (*a*), $\lambda = 420$ nm (*b*)

Рассмотрим влияние присутствия промежуточного и защитного слоев на положение и ширину плазмонного резонанса. Из рис. 6, *а*, находим, что $n^* = 2{,}326 + 0{,}066i$ при $L_1 = L_2 = 0$; $n^* = 2{,}102 + 0{,}04i$ при $L_1 = L_2 = 15$ нм; $n^* = 2{,}01 + 0{,}034i$ при $L_1 = L_2 = 25$ нм; $n^* = 1{,}931 + 0{,}028i$ при $L_1 = L_2 = 55$ нм. Видно, что с увеличением толщины промежуточного и защитного слоев как действительная, так и мнимая часть модового индекса уменьшаются.

Кроме того, как следует из рис. 6, *б*, если структура подложка – ГММ – внешняя среда дополняется диэлектрическим (промежуточным или защитным) слоем, плазмонный резонанс не зависит от места его имплементации, но существенно зависит от его толщины. При возрастании толщины дополнительного диэлектрического слоя как действительная $\mathrm{Re}\left(n^*\right)$, так и мнимая $\mathrm{Im}\left(n^*\right)$ часть модового числа БПП уменьшаются (см. рис. 6, *б*).

Используя формулы (8), проанализируем изменение поля внутри слоя гиперболического метаматериала с экстремально большой анизотропией.

Зависимость нормированной действительной части продольной составляющей электрического вектора E_c^1 от расстояния z внутри слоя ГММ, созданного на основе структуры ITO – Ag, приведена на рис. 7. Видно, что профиль продольной составляющей электрического вектора внутри слоя ГММ существенно изменяется, если метаматериал обладает экстремально большой анизотропией: данная составляющая возрастает с увеличением z.

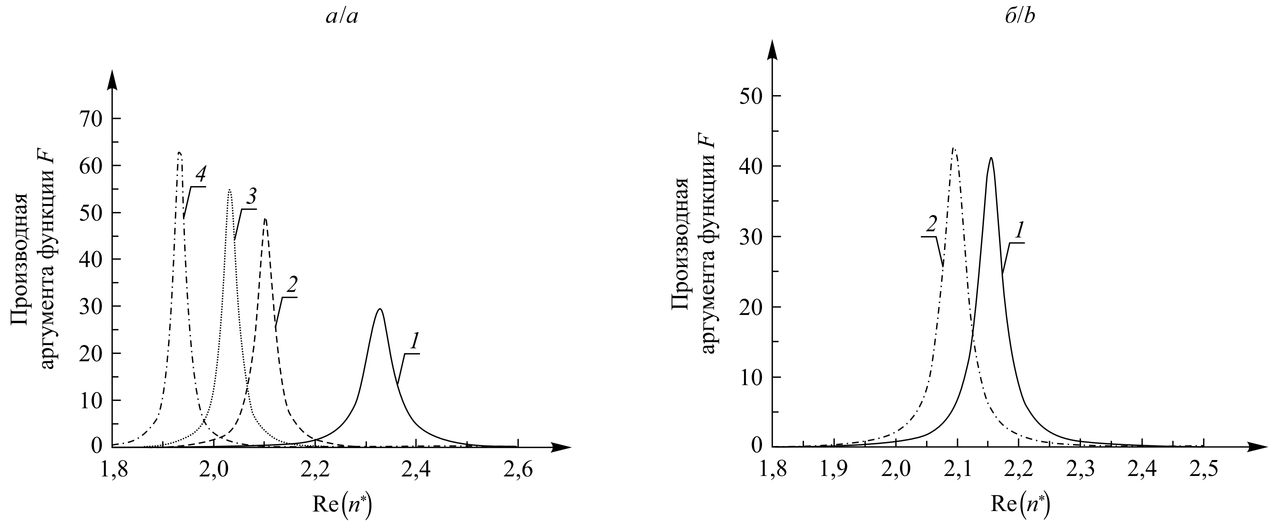

Рис. 6. Зависимость производной аргумента функции F от $\mathrm{Re}\left(n^*\right)$ для симметричной структуры подложка (стекло марки SF10) – промежуточный слой (плавленый кварц) – ГММ на основе структуры ITO – Ag (f = 0,5) – защитный слой (плавленый кварц) – внешняя среда (стекло марки SF10):
а – $L_1 = L_2 = 0$ (*1*), $L_1 = L_2 = 15$ нм (*2*), $L_1 = L_2 = 35$ нм (*3*), $L_1 = L_2 = 55$ нм (*4*);
б – $L_1 = 25$ нм, $L_2 = 0$ и $L_2 = 25$ нм, $L_1 = 0$ (*1*), $L_1 = 0$, $L_2 = 55$ нм
и $L_2 = 0$, $L_1 = 55$ нм (*2*); $L_c = 70$ нм; $\lambda = 414$ нм

Fig. 6. Dependence of derivative of argument of the F function on $\mathrm{Re}\left(n^*\right)$ for symmetrical structure substrate (glass SF10) – intermediate layer (fused quartz) – HMM formed from the ITO – Ag nanostructure (f = 0.5) – protective layer (fused quartz) – external medium (glass SF10):
a – $L_1 = L_2 = 0$ (*1*), $L_1 = L_2 = 15$ nm (*2*), $L_1 = L_2 = 35$ nm (*3*), $L_1 = L_2 = 55$ nm (*4*);
b – $L_1 = 25$ nm, $L_2 = 0$ and $L_2 = 25$ nm, $L_1 = 0$ (*1*), $L_1 = 0$, $L_2 = 55$ nm
and $L_2 = 0$, $L_1 = 55$ nm (*2*); $L_c = 70$ nm; $\lambda = 414$ nm

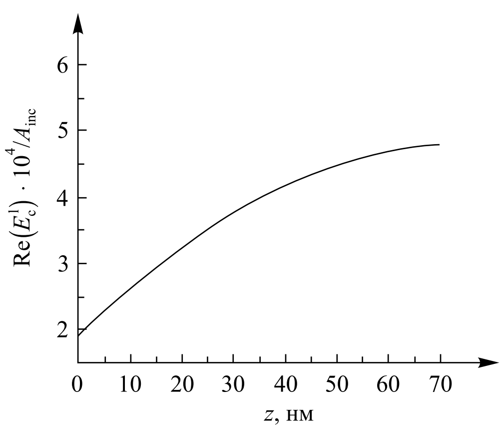

Рис. 7. Зависимость нормированной действительной части продольной составляющей электрического вектора E_c^1 от расстояния z внутри слоя ГММ, расположенного в структуре подложка (стекло марки SF10) – промежуточный слой (плавленый кварц) – ГММ на основе структуры ITO – Ag (f = 0,5) – защитный слой (плавленый кварц) – внешняя среда (стекло марки SF10).
$L_1 = L_2 = 25$ нм; $L_c = 70$ нм; $\lambda = 414$ нм

Fig. 7. Dependence of normalized real part of longitudinal component of electric vector E_c^1 on z-distance inside the HMM layer located in the structure substrate (glass SF10) – intermediate layer (fused quartz) – HMM formed from the ITO – Ag nanostructure (f = 0.5) – protective layer (fused quartz) – external medium (glass SF10). $L_1 = L_2 = 25$ nm; $L_c = 70$ nm; $\lambda = 414$ nm

Заключение

Таким образом, в настоящей работе развита теория генерации бесселевых плазмон-поляритонов в структуре, содержащей слой одноосного метаматериала, отделенного от подложки и внешней среды дополнительными диэлектрическими слоями. Рассмотрены случаи симметричной и асимметричной структур. Получено и проанализировано дисперсионное уравнение для этих случаев. Показано, что, если гиперболический метаматериал обладает экстремально большой анизотропией, в структуре возможна генерация БПП, продольная компонента вектора электрической напряженности которого монотонно возрастает внутри слоя ГММ. Установлена зависимость условий возбуждения бесселевых плазмон-поляритонов от толщины слоя L_c гиперболического метаматериала. Показано, что с возрастанием L_c радиус центрального максимума БПП нулевого порядка уменьшается.

Показано, что внедрение дополнительного (промежуточного или защитного) слоя в структуру обусловливает увеличение центрального максимума бесселева плазмон-поляритона, при этом оно тем заметнее, чем толще указанный слой.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке новых приборов и устройств тестирования поверхностей, основанных на использовании бесселевых плазмон-поляритонов.

Библиографические ссылки

1. *Pendry J. B.* Negative refraction makes a Perfect Lens // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 85, issue 18. P. 3966–3969. DOI: 10.1103/PhysRevLett.85.3966.
2. *Fang N., Lee H., Sun C., et al.* Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens // Science. 2005. Vol. 308. P. 534–537. DOI: 10.1126/science.1108759.
3. *Pendry J. B., Schuring D., Smith D. R.* Controlling Electromagnetic Fields // Science. 2006. Vol. 312. P. 1780–1782. DOI: 10.1126/science.1125907.
4. *Shelby R. A., Smith D. R., Schultz S.* Experimental Verification of a Negative Index of Refraction // Science. 2001. Vol. 292. P. 77–79. DOI: 10.1126/science.1058847.
5. *Drachev V. P., Podolsky V. A., Kildishev A. V.* Hyperbolic metamaterials: new physics behind a classical problem // Opt. Express. 2013. Vol. 21. P. 15048–15064. DOI: 10.1364/OE.21.015048.
6. *Durnin J.* Exact solutions for nondiffracting beams // J. Opt. Soc. Am. 1987. Vol. A4. P. 651–654. DOI: 10.1364/JOSAA.4.000651.
7. *Durnin J., Muceli J., Eberly J. H.* Diffraction-free beams // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. P. 1499–1501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.58.1499.
8. *Kurilkina S. N., Belyi V. N., Kazak N. S.* Features of evanescent Bessel light beams formed in structures containing a dielectric layer // Opt. Commun. 2010. Vol. 283. P. 3860–3868. DOI: 10.1016/j.optcom.2010.05.076.
9. *Zhan Q.* Evanescent Bessel beam generation via surface plasmon resonance excitation by a radially polarized beam // Opt. Lett. 2006. Vol. 31, issue 11. P. 1726–1728. DOI: 10.1364/OL.31.001726.
10. *Jiefeng X., Qing L., Jia W.* Numerical simulation of evanescent Bessel beams and apodization of evanescent field in near-field optical virtual probe // Proc. of the SPIE. 2005. Vol. 5636. P. 42–51. DOI: 10.1117/12.576458.
11. *Muhanna K. Al-Muhanna, Kurilkina S. N., Belyi V. N., et al.* Energy flow patterns in an optical field formed by a superposition of evanescent Bessel light beams // J. Optics. 2011. Vol. 13, issue 10. P. 105703. DOI: 10.1088/2040-8978/13/10/105703.
12. *Grosjean T., Courjon T. D., Labeke D. V.* Bessel beams as virtual tips for near-field optics // J. Microscopy. 2003. Vol. 210. P. 319–323. DOI: 10.1046/j.1365-2818.2003.01163.x.
13. *Kano H., Nomura D., Shibuya H.* Excitation of surface-plasmon polaritons by use of a zeroth-order Bessel beam // Appl. Opt. 2004. Vol. 43. P. 2409–2411. DOI: 10.1364/AO.43.002409.
14. *Zapata-Rodriguez C. J., Vuković S., Belić M. R., et al.* Nondiffracting Bessel plasmons // Opt. Express. 2011. Vol. 19. P. 19572–19581. DOI: 10.1364/OE.19.019572.
15. *Kurilkina S. N., Belyi V. N., Kazak N. S.* Generation of Bessel surface plasmon-polaritons in a finite thickness metal film // Int. J. Opt. 2013. Vol. 2013. Article ID: 253692. DOI: 10.1155/2013/253692.
16. *Cai W., Shalaev V.* Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications. New York : Springer, 2010. DOI: 10.1007/978-1-4419-1151-3.

References

1. Pendry J. B. Negative refraction makes a Perfect Lens. *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 85, issue 18. P. 3966–3969. DOI: 10.1103/PhysRevLett.85.3966.
2. Fang N., Lee H., Sun C., et al. Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens. *Science.* 2005. Vol. 308. P. 534–537. DOI: 10.1126/science.1108759.
3. Pendry J. B., Schuring D., Smith D. R. Controlling Electromagnetic Fields. *Science.* 2006. Vol. 312. P. 1780–1782. DOI: 10.1126/science.1125907.
4. Shelby R. A., Smith D. R., Schultz S. Experimental Verification of a Negative Index of Refraction. *Science.* 2001. Vol. 292. P. 77–79. DOI: 10.1126/science.1058847.
5. Drachev V. P., Podolsky V. A., Kildishev A. V. Hyperbolic metamaterials: new physics behind a classical problem. *Opt. Express.* 2013. Vol. 21. P. 15048–15064. DOI: 10.1364/OE.21.015048.
6. Durnin J. Exact solutions for nondiffracting beams. *J. Opt. Soc. Am.* 1987. Vol. A4. P. 651–654. DOI: 10.1364/JOSAA.4.000651.

7. Durnin J., Muceli J., Eberly J. H. Diffraction-free beams. *Phys. Rev. Lett.* 1987. Vol. 58. P. 1499–1501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.58.1499.

8. Kurilkina S. N., Belyi V. N., Kazak N. S. Features of evanescent Bessel light beams formed in structures containing a dielectric layer. *Opt. Commun.* 2010. Vol. 283. P. 3860–3868. DOI: 10.1016/j.optcom.2010.05.076.

9. Zhan Q. Evanescent Bessel beam generation via surface plasmon resonance excitation by a radially polarized beam. *Opt. Lett.* 2006. Vol. 31, issue 11. P. 1726–1728. DOI: 10.1364/OL.31.001726.

10. Jiefeng X., Qing L., Jia W. Numerical simulation of evanescent Bessel beams and apodization of evanescent field in near-field optical virtual probe. *Proc. of the SPIE.* 2005. Vol. 5636. P. 42–51. DOI: 10.1117/12.576458.

11. Muhanna K. Al-Muhanna, Kurilkina S. N., Belyi V. N., et al. Energy flow patterns in an optical field formed by a superposition of evanescent Bessel light beams. *J. Optics.* 2011. Vol. 13, issue 10. P. 105703. DOI: 10.1088/2040-8978/13/10/105703.

12. Grosjean T., Courjon T. D., Labeke D. V. Bessel beams as virtual tips for near-field optics. *J. Microscopy.* 2003. Vol. 210. P. 319–323. DOI: 10.1046/j.1365-2818.2003.01163.x.

13. Kano H., Nomura D., Shibuya H. Excitation of surface-plasmon polaritons by use of a zeroth-order Bessel beam. *Appl. Opt.* 2004. Vol. 43. P. 2409–2411. DOI: 10.1364/AO.43.002409.

14. Zapata-Rodriguez C. J., Vuković S., Belić M. R., et al. Nondiffracting Bessel plasmons. *Opt. Express*. 2011. Vol. 19. P. 19572–19581. DOI: 10.1364/OE.19.019572.

15. Kurilkina S. N., Belyi V. N., Kazak N. S. Generation of Bessel surface plasmon-polaritons in a finite thickness metal film. *Int. J. Opt.* 2013. Vol. 2013. Article ID: 253692. DOI: 10.1155/2013/253692.

16. Cai W., Shalaev V. Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications. New York : Springer, 2010. DOI: 10.1007/978-1-4419-1151-3.

Статья поступила в редколлегию 20.02.2018.
Received by editorial board 20.02.2018.