

УДК 535.137

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ НА ГРАНИЦЕ МЕТАЛЛА И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КРИСТАЛЛА СО СВЕРХРЕШЕТКОЙ

*Горишний В. А., Перескоков В. С., Дзедолик И. В.**

*Физико-технический институт, Крымский федеральный университет имени
В. И. Вернадского, Симферополь 295007, Россия
E-mail: igor.dzedolik@cfuv.ru

Диэлектрическая проницаемость фоторефрактивного кристалла может быть промодулирована лазерным пучком, в результате чего в кристалле генерируется сверхрешетка. Если одна из граней кристалла покрыта слоем металла, то на границе кристалла и металла могут быть возбуждены поверхностные плазмон-поляритоны (ППП). ППП распространяются в плоскости сверхрешетки, взаимодействуют со сверхрешеткой в кристалле, при этом с границы кристалла и металла излучаются объемные электромагнитные волны. Теоретически показано, что отношение интенсивности ППП и объемных электромагнитных волн, излучаемых с границы кристалла и металла, зависит от периода сверхрешетки и глубины модуляции диэлектрической проницаемости кристалла. Записывая в фоторефрактивном кристалле сверхрешетки с различными периодами, можно управлять параметрами ППП и излучаемых объемных электромагнитных волн.

Ключевые слова: фоторефрактивный кристалл, сверхрешетка, плазмон-поляритон.

PACS: 73.20.Mf

ВВЕДЕНИЕ

Свойства плазмон-поляритонов (ППП) активно изучаются с начала 80-х годов XX века, в частности, для выявления характеристик поверхностей различных сред [1-8]. В последнее время свойства ППП активно исследуются в связи с созданием фотонных и плазмонных элементов для управления оптическими сигналами [9-15].

ППП привязаны к границе раздела проводящих сред и являются не излучаемыми волнами [1]. Внешним высокочастотным (оптическим) электромагнитным полем на границе металлического слоя и кристалла, расположенного над слоем, можно возбудить ППП, которые распространяются вдоль границ слоя. Возбуждение ППП возможно различными способами. Например, направляя под соответствующим углом лазерный пучок на стеклянную призму, расположенную с нижней стороны металлического слоя согласно схеме Кретчманна [1], можно возбудить ППП на верхней поверхности слоя. Для возбуждения ППП на границе кристалла и металла необходимо, чтобы выполнялись условия равенства тангенциальной компоненты вектора падающей электромагнитной волны и волнового вектора ППП. При этом в металлическом слое на верхней поверхности возбуждятся ППП, которые могут трансформироваться в объемные электромагнитные волны при наличии неоднородностей на границе кристалла и металла, а объемные волны могут высветиться с верхней поверхности металла через кристалл.

Генерируемые на границе объемные электромагнитные волны должны быть поляризованы также, как и ППП – в плоскости, нормальной к поверхности металла.

В результате анализа параметров излученных электромагнитных волн (поляризации и интенсивности), можно легко выявить эффект генерации ППП в исследуемой системе. Цель работы – выявить и проанализировать параметры, определяющие условия генерации ППП на границе фоторефрактивного кристалла со сверхрешеткой и слоя металла, а также условия излучения электромагнитных волн с границы кристалла и металла.

1. ППП НА ГРАНИЦЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КРИСТАЛЛА И МЕТАЛЛА

1.1. ППП в слоистой среде

Рассмотрим генерацию ППП на границе диэлектрика и металла монохроматической волной $\sim \exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)]$, поляризованной в плоскости падения. Если обе среды не обладают магнитными свойствами, то на их границе возбуждаются ППП, распространяющиеся вдоль оси z на ТМ-режиме с компонентами E_x, E_z электрического поля и B_y магнитного поля [1-8]. Пока в фоторефрактивном кристалле сверхрешетка не записана [16], исследуемую систему «диэлектрическая стеклянная призма – металл – кристалл» можно представить как слоистую среду с постоянной диэлектрической проницаемостью слоев $\varepsilon_j = \text{const}$, где $j = G, M, C$, G – стеклянная призма, M – металлический слой, C – фоторефрактивный кристалл (рис. 1).

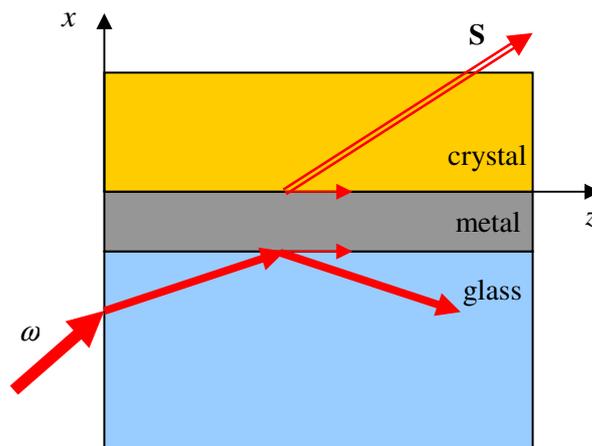


Рис. 1. Слоистая система «диэлектрическая стеклянная призма – металл – кристалл»

Полагаем, что слой металла толщиной h с диэлектрической проницаемостью ε_M расположен между двумя однородными полубесконечными средами с диэлектрическими проницаемостями ε_G и ε_C . Дисперсионное уравнение для ППП в слое металла имеет вид [1]

$$\left(1 + \frac{q_G}{q_C}\right) \left(\frac{q_G}{q_M} + \frac{q_M}{q_C}\right)^{-1} = \tanh(ik_{xM}h), \quad (1)$$

где $q_j = k_{jx} / \varepsilon_j$.

При $k_{xM} = -i\alpha$, где α – действительная величина, $\tanh(\alpha h) \rightarrow 1$ для оптически толстого металлического слоя $\alpha h \gg 1$. Тогда из (1) получаем уравнение $(q_G - q_M)(q_C - q_M) = 0$. В оптически толстом металлическом слое ППП распространяются независимо вдоль нижней и верхней поверхности металла,

$$\beta_A^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_M \varepsilon_G}{\varepsilon_M + \varepsilon_G}, \quad \beta_T^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_M \varepsilon_C}{\varepsilon_M + \varepsilon_C}, \quad (2)$$

в приповерхностном слое толщиной $\sim 1/\alpha$. Диэлектрическая высокочастотная проницаемость металла является комплексной величиной $\varepsilon_M = -\varepsilon' + i\varepsilon''$, поэтому, как следует из выражений (2), продольная компонента волнового вектора ППП $\beta = \beta' + i\beta''$ также будет комплексной величиной. Ее мнимая часть характеризует затухание поверхностных волн вдоль оси z , т.е. определяет длину распространения ППП $L_{SPP} = 1/2\beta''$ [8].

Таким образом, возбуждая ППП на нижней поверхности металла, можно возбудить ППП на верхней поверхности металла, свойства которых мы будем рассматривать в дальнейшем.

1.2. ППП на неоднородной границе

Рассмотрим возбуждение ППП на неоднородной плоской границе диэлектрического одноосного кристалла и металла. ППП, распространяющиеся вдоль верхней границы металла, взаимодействуя с неоднородной границей кристалла, передают часть своей энергии объемным электромагнитным волнам, которые излучаются с поверхности металла через кристалл.

Одноосный кристалл характеризуется тензором диэлектрической проницаемости вида $\varepsilon = \text{diag}(\varepsilon_{\perp}, \varepsilon_{\perp}, \varepsilon_{\parallel})$. В общем случае неоднородность границы описывается зависимостью компонент диэлектрической проницаемости кристалла и металла $\varepsilon_M(x, y, z)$ от координат. В рассматриваемом случае граница кристалла и металла – плоская, а неоднородность границы обусловлена периодическим изменением диэлектрической проницаемости кристалла. Возбуждая ППП на нижней поверхности металлического слоя (рис. 1), можно получить излучение объемных электромагнитных волн с верхней поверхности металла при наличии сверхрешетки в кристалле в результате трансформации энергии ППП, возникших на верхней поверхности металла.

Компоненты монохроматического электрического поля ППП $\sim \exp(-i\omega t)$ на ТМ-моду $E_x(x, z)$ и $E_z(x, z)$ выражаются через компоненту поперечного магнитного поля $B_y(x, z)$,

в кристалле

$$E_x = -i \frac{c}{\omega \epsilon_{\perp}} \frac{\partial B_y}{\partial z}, \quad E_z = i \frac{c}{\omega \epsilon_{\parallel}} \frac{\partial B_y}{\partial x}, \quad (3)$$

и в металле

$$E_x = -i \frac{c}{\omega \epsilon_M} \frac{\partial B_y}{\partial z}, \quad E_z = i \frac{c}{\omega \epsilon_M} \frac{\partial B_y}{\partial x}. \quad (4)$$

Магнитная компонента $B_y(x, z)$ поля ППП удовлетворяет дифференциальным уравнениям в частных производных с переменными коэффициентами, в кристалле

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} + \frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} \frac{\partial^2 B_y}{\partial z^2} - \frac{1}{\epsilon_{\parallel}} \frac{\partial \epsilon_{\parallel}}{\partial x} \frac{\partial B_y}{\partial x} \\ - \frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}^2} \frac{\partial \epsilon_{\perp}}{\partial z} \frac{\partial B_y}{\partial z} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{\parallel} B_y = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

и в металле

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B_y}{\partial z^2} - \frac{1}{\epsilon_M} \frac{\partial \epsilon_M}{\partial x} \frac{\partial B_y}{\partial x} \\ - \frac{1}{\epsilon_M} \frac{\partial \epsilon_M}{\partial z} \frac{\partial B_y}{\partial z} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_M B_y = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Из граничных условий для тангенциальных электрических компонент $E_{zC} = E_{zM}$ следует соотношение $\frac{1}{\epsilon_{\parallel}} \frac{\partial B_{yC}}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{1}{\epsilon_M} \frac{\partial B_{yM}}{\partial x} \Big|_{x=0}$, а для магнитных компонент имеет место равенство $B_{yC} = B_{yM}$. Предположим, что поперечная ϵ_{\perp} и продольная ϵ_{\parallel} компоненты тензора диэлектрической проницаемости кристалла меняются только вдоль оси распространения ППП z , $\epsilon_{\perp} = \epsilon_{C\perp} + f_{\perp}(z)$, $\epsilon_{\parallel} = \epsilon_{C\parallel} + f_{\parallel}(z)$, а от поперечных координат x, y вблизи границы кристалла не зависят. В этом случае решения уравнений (5) и (6) можно представить в форме $B_y = B(z) \exp(\alpha x + i\beta z)$, где $\alpha = \alpha' + i\alpha''$, $\beta = \beta' + i\beta''$ – комплексные величины. Из (5) и (6) получаем, что B удовлетворяет следующим уравнениям: в кристалле

$$\frac{\partial^2 B}{\partial z^2} + b_1(z) \frac{\partial B}{\partial z} + b_2(z) B = 0, \quad (7)$$

и в металле

$$\frac{\partial^2 B}{\partial z^2} + b_3(z) \frac{\partial B}{\partial z} + b_4(z) B = 0, \quad (8)$$

где $b_1 = i2\beta - \partial(\ln \varepsilon_{\perp}) / \partial z$, $b_2 = c^{-2} \omega^2 \varepsilon_{\perp} + \alpha_c^2 \varepsilon_{\perp} / \varepsilon_{\parallel} - \beta^2 - i\beta \partial(\ln \varepsilon_{\perp}) / \partial z$,
 $b_3 = i2\beta - \partial(\ln \varepsilon_M) / \partial z$, $b_4 = c^{-2} \omega^2 \varepsilon_M + \alpha_M^2 - \beta^2 - i\beta \partial(\ln \varepsilon_M) / \partial z$.

Для однородной границы кристалла и металла $\varepsilon_{c\perp} = const$, $\varepsilon_{c\parallel} = const$, $B = const$, тогда из (7) и (8) получаем дисперсионные уравнения $c^{-2} \omega^2 \varepsilon_{c\perp} - k_c^2 \varepsilon_{c\perp} / \varepsilon_{c\parallel} - \beta^2 = 0$ и $c^{-2} \omega^2 \varepsilon_M - k_M^2 - \beta^2 = 0$. С учетом выражения, следующего из граничных условий $k_c^2 / \varepsilon_{c\parallel}^2 = k_M^2 / \varepsilon_M^2$, находим значения компонент волновых векторов $\alpha_c = c^{-1} \omega \sqrt{\varepsilon_{c\parallel}^2 \tilde{\varepsilon}^{-1}}$, $\alpha_M = c^{-1} \omega \sqrt{\varepsilon_M^2 \tilde{\varepsilon}^{-1}}$, $\beta = c^{-1} \omega \sqrt{\varepsilon_{c\perp} (1 + \varepsilon_{c\parallel} \tilde{\varepsilon}^{-1})}$, где $\tilde{\varepsilon}^{-1} = (\varepsilon_{c\perp} - \varepsilon_M) (\varepsilon_M^2 - \varepsilon_{c\perp} \varepsilon_{c\parallel})^{-1}$.

Компонента магнитного поля ППП на границе кристалла и металла имеет вид $B_y = \tilde{B} \exp(-\alpha_c x + i\beta z - i\omega t + i\tilde{\phi})$, где $\tilde{B} = [B''(z) + B''^2(z)]^{1/2}$, $\tilde{\phi} = \arctan[B''(z) / B'(z)]$. Действительная часть α_c' характеризует ширину приповерхностного слоя, в котором сосредоточена энергия ППП в кристалле, а мнимая часть α_c'' – поперечная компонента волнового вектора ППП, $\tilde{\phi}$ – сдвиг фаз поля в результате неоднородности границы. Задавая вид зависимостей компонент диэлектрической проницаемости кристалла $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{c\perp} + f_{\perp}(z)$, $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{c\parallel} + f_{\parallel}(z)$ от z , можно найти значения компонент электромагнитного поля ППП E_x, E_z, B_y в результате численного решения уравнения (7).

1.3. ППП при наличии сверхрешетки в кристалле

Один из возможных способов изменения диэлектрической проницаемости кристалла – это запись сверхрешетки в фоторефрактивном кристалле. В фоторефрактивном кристалле с помощью интерференции лазерных пучков можно записать сверхрешетку с периодом от единиц до десятков микрон [16]. Если на грань такого кристалла, параллельную плоскости сверхрешетки, нанести металлическое покрытие, то диэлектрическая проницаемость на границе кристалла и металла будет неоднородной – она будет изменяться с периодом сверхрешетки (рис. 2).

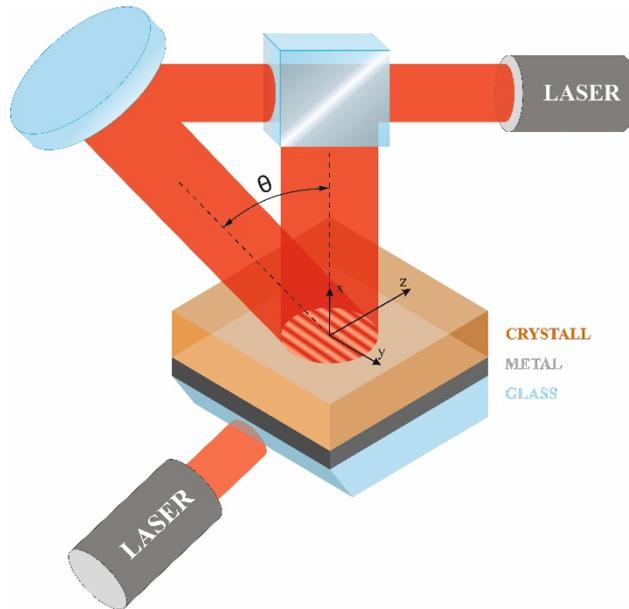


Рис. 2. Схема записи сверхрешетки в фоторефрактивном кристалле, при которой возникает неоднородность плоской границы диэлектрической среды и металла для ППП

Период записываемой в кристалле решетки равен $\Lambda_\theta = \lambda_0 / \sin(\theta/2)$, где θ – угол схождения интерферирующих лазерных пучков при записи решетки, λ_0 – длина волны лазерного излучения в воздухе. Зависимость компонент диэлектрической проницаемости кристалла от z при записи решетки имеет вид $\varepsilon_\perp = \varepsilon_{c\perp} + \varepsilon_{a\perp} \sin(Kz)$, $\varepsilon_\parallel = \varepsilon_{c\parallel} + \varepsilon_{a\parallel} \sin(Kz)$, где $\varepsilon_{a\perp} \ll 1$, $\varepsilon_{a\parallel} \ll 1$, $K = 2\pi/\Lambda$, Λ – пространственный период решетки.

2. ППП И ОБЪЕМНЫЕ ВОЛНЫ НА НЕОДНОРОДНОЙ ПЛОСКОЙ ГРАНИЦЕ

2.1. Вектор Пойнтинга ППП на границе кристалла и металла

Вектор Пойнтинга ППП, возбужденных на ТМ-моде, имеет поперечную и продольную компоненты $\mathbf{S}(t, x, z) = \mathbf{S}_x(t, x, z) + \mathbf{S}_z(t, x, z)$. Нормальная к границе раздела металла и кристалла компонента вектора Пойнтинга $S_x(t, x, z) = -(c/4\pi) \text{Re} E_z \text{Re} B_y$, усредненная по времени, имеет вид

$$\bar{S}_x(x, z) = \frac{ic^2}{16\pi\omega} \left(\frac{\alpha_c}{\varepsilon_\parallel} - \frac{\alpha_c^*}{\varepsilon_\parallel^*} \right) (B'^2 + B''^2) e^{-2(\alpha_c x + \beta z)}, \quad (9)$$

а его продольная компонента $S_z(t, x, z) = (c/4\pi) \text{Re} E_x \text{Re} B_y$, имеет вид

$$\bar{S}_z(x, z) = \frac{c^2}{16\pi\omega} \left[\begin{aligned} & \left(\frac{\beta}{\varepsilon_{\perp}} - \frac{\beta^*}{\varepsilon_{\perp}^*} \right) (B'^2 + B''^2) + \\ & + \frac{i}{\varepsilon_{\perp}^*} B \frac{\partial B^*}{\partial z} - \frac{i}{\varepsilon_{\perp}} B^* \frac{\partial B}{\partial z} \end{aligned} \right] e^{-2(\alpha_c' x + \beta'' z)}, \quad (10)$$

где $\bar{S}_j(x, z) = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} dt S_j(t, x, z)$ – усреднение по времени. Из выражений (9) и (10) следует, что компоненты вектора Пойнтинга ППП затухают вдоль осей x и z . В диапазоне частот, в котором кристалл достаточно прозрачен $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{\perp}^*$, $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{\parallel}^*$, будем учитывать потери энергии ППП только в металле. Тогда из выражений (9) и (10) получаем

$$\bar{S}_x(x, z) = -\frac{c^2 \alpha_c''}{8\pi\omega\varepsilon_{\parallel}} (B'^2 + B''^2) e^{-2(\alpha_c' x + \beta'' z)}, \quad (11)$$

$$\bar{S}_z(x, z) = \frac{c^2}{8\pi\omega\varepsilon_{\perp}} \left[\beta' (B'^2 + B''^2) + B' \frac{\partial B''}{\partial z} - B'' \frac{\partial B'}{\partial z} \right] e^{-2(\alpha_c' x + \beta'' z)}. \quad (12)$$

Из выражения (11) следует, что при $\alpha_c'' < 0$ компонента вектора Пойнтинга S_x направлена в положительном направлении оси x , т.е. поток энергии направлен от границы металла в кристалл. ППП трансформируются в объемные волны, излучаемые с поверхности металла через прозрачный кристалл.

2.2. Расчет значений вектора Пойнтинга

Рассмотрим генерацию ППП и трансформацию их в объемные электромагнитные волны на границе конкретного металла и фоторефрактивного кристалла с индуцированной сверхрешеткой. Для расчетов экспериментальных параметров был выбран кристалл ниобата лития $LiNbO_3$, допированный железом Fe^{3+} , на грань которого нанесен оптически толстый слой алюминия Al . Значения диэлектрических проницаемостей сред, взятые для расчетов: $\varepsilon_{c\perp} = 4.88$, $\varepsilon_{c\parallel} = 5.29$, $\varepsilon_M = -40.0 + i4.0$ для частоты падающей электромагнитной волны $\omega = 2.97 \times 10^{15} s^{-1}$ ($\lambda_0 = 0.633 \mu m$ в воздухе).

Эффективность трансформации ППП в объемные электромагнитные волны определим как $\eta = \bar{S}_x(z) / \bar{S}_z(z)$. На рис. 3 представлена динамика отношения усредненных по времени нормальной к границе раздела сред \bar{S}_x компоненты (11) к продольной \bar{S}_z компоненте (12) вектора Пойнтинга на длине затухания ППП $L_{SPR} = 1/2\beta''$ по продольной оси z для различных периодов сверхрешетки при коэффициенте модуляции $\varepsilon_{a\perp} = \varepsilon_{a\parallel} = 0.1$ диэлектрической проницаемости кристалла

$\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{c\perp} + \varepsilon_{a\perp} \sin(Kz)$, $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{c\parallel} + \varepsilon_{a\parallel} \sin(Kz)$. ППП возбуждены на ТМ-моду на плоской неоднородной границе одноосного кристалла и металла. Периоды сверхрешеток: кривая 1 – $\Lambda_{10} = 22.8 \mu m$, кривая 2 – $\Lambda_{15} = 15.2 \mu m$, кривая 3 – $\Lambda_{20} = 11.4 \mu m$, индекс у Λ_{θ} обозначает градусы схождения лазерных пучков при записи сверхрешетки. Из рис. 3 следует, что при уменьшении периода сверхрешетки амплитуда осцилляций при трансформации энергии ППП в объемные электромагнитные волны вдоль оси z увеличивается. В эксперименте можно наблюдать интегральную эффективность трансформации, где $\langle \rangle \rightarrow \int_0^W dy \int_0^{L_{SPP}} dz$ – усреднение по площади. Размеры излучающей площадки задаются поперечными размерами лазерного пучка W и длиной распространения ППП L_{SPP} .

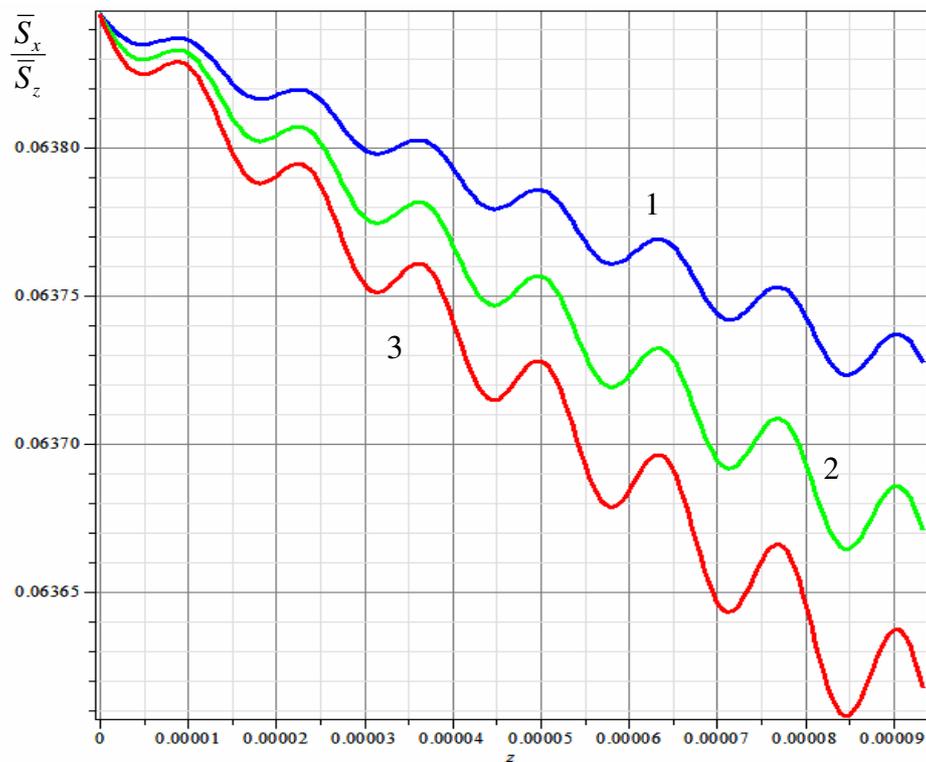


Рис. 3. Динамика отношения $\eta = \bar{S}_x(z)/\bar{S}_z(z)$ усредненных по времени поперечной \bar{S}_x и продольной \bar{S}_z компонент вектора Пойнтинга ППП, единицы измерения по оси z [cm]

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эффективность трансформации ППП η в объемные электромагнитные волны на границе металла и кристалла с модулированной диэлектрической проницаемостью зависит от периода сверхрешетки L_θ , а также от величин и амплитуд модуляции компонент $\varepsilon_{a\perp}$ и $\varepsilon_{a\parallel}$ тензора диэлектрической проницаемости кристалла, и величины диэлектрической проницаемости металла ε_M . Амплитуда осцилляций η увеличивается при уменьшении периода сверхрешетки L_θ .

Изменяя амплитуду и период модуляции диэлектрической проницаемости кристалла, можно управлять параметрами ППП, в частности, их интенсивностью. Записывая в фоторефрактивном кристалле сверхрешетки с различными периодами, можно варьировать неоднородность границы кристалла и металла, и, таким образом, управлять распределением энергии между излучаемыми объемными электромагнитными волнами и не излучаемыми ППП.

На основе рассмотренных свойств фоторефрактивного кристалла с металлизированной гранью можно реализовать управляемые оптические фильтры, конверторы, и другие оптические устройства современной фотоники и плазмоники.

Список литературы

1. Агранович В. М., Миллс Д. Л. Поверхностные поляритоны. М. : Наука, 1985. 525 с.
2. Raether H. Surface plasmons on smooth and rough surface and on gratings. Berlin : Springer-Verlag, 1986. 135 p.
3. Дмитрук Н. Л., Литовченко В. Г., Стрижевский В. Л. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. Киев: Наукова думка, 1989. 376 с.
4. Agranovich V. M. Dielectric permeability and influence of external fields on optical properties of superlattices // Solid State Communications. 1991. Vol. 78. No. 8. P. 747–750.
5. Hecht B., Bielefeld H., Novotny L., Inouye Y., Pohl D. W. Local excitation, scattering, and interference of surface plasmons // Physical Review Letters. 1996. Vol. 77. P. 1889–1892.
6. Krasavin A. V., Zayats A. V., Zheludev N. I. Active control of surface plasmon–polariton waves // Journal of Optics A : Pure and Applied Optics. 2005. Vol. 7. P. S85–S89.
7. Климов В. В. Наноплазмоника. М. : ФИЗМАТЛИТ, 2010. 480 с.
8. Майер С. А. Плазмоника : теория и приложения. М. – Ижевск : НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2011. 296 с.
9. Stockman M. I. Nanoplasmonics: past, present, and glimpse into future // Optics Express. 2011. Vol. 19. P. 22029–22106.
10. Dzedolik I. V., Karakchieva O. Transformation of surface plasmon-polariton pulse to the bright and dark solitons at the first and second harmonics // Journal of Optics. 2013. Vol. 15. No. 4. 044019.
11. Dzedolik I. V. Surface plasmon-polariton solitons and cnoidal waves at the boundary of dielectric crystal and metal // Journal of Optics. 2014. Vol. 16. No. 12. 125002.
12. Dzedolik I. V. Solitons and Nonlinear Waves of Phonon-Polaritons and Plasmon-Polaritons. New York : Nova Science Publishers, 2016. 151 p.
13. Complex waveguide based on a magneto-optic layer and a dielectric photonic crystal / N. N. Dadoenkova, I. S. Panyaev, D. G. Sannikov, Y. S. Dadoenkova, I. A. Rozhleys, M. Krawczyk, I. L. Lyubchanskii // Superlattices and Microstructures. 2016. Vol. 100. P. 45-56.
14. Four-layer nanocomposite structure as an effective optical waveguide switcher for near-IR regime / I. S. Panyaev, N. N. Dadoenkova, Y. S. Dadoenkova, I. A. Rozhleys, M. Krawczyk, I. L. Lyubchanskii, D. G. Sannikov // Journal of Physics D : Applied Physics. 2016. Vol. 49. No. 43. 435103.

15. Дзедолик И. В., Перескоков В. С. Топология плазмон-поляритонных вихрей на адаптивном зеркале // Оптика атмосферы и океана. 2016. Т. 29. № 11. С. 954–959.
 16. Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб. : Наука, 1992. 320 с.
-

SURFACE PLASMON POLARITONS ON THE BOUNDARY OF METAL AND DIELECTRIC CRYSTAL WITH SUPERLATTICE

*Gorishniy V. A., Pereskokov V. S., Dzedolik I. V.**

Physics and Technology Institute, V. I. Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol 295007, Russia

**E-mail: igor.dzedolik@cfuv.ru*

The permittivity of a photorefractive crystal can be modulated by laser beam, and it leads to generation of the superlattice in the crystal. If one of the crystal faces is covered by metal layer, then surface plasmon polaritons (SPPs) can be excited at the boundary of the crystal and the metal. Then the SPPs propagate in the plane of the superlattice, interact with the superlattice in the crystal, and the bulk electromagnetic waves are emitted from the crystal and the metal boundary. It is theoretically shown that the ratio of the intensities of the SPPs and of the bulk electromagnetic waves that emitted from the crystal and metal boundary depends on the superlattice period and the depth of modulation of the crystal permittivity. It is possible to control the parameters of the SPPs and the emitted bulk electromagnetic waves by recording of the superlattices with different periods in the photorefractive crystal.

Keywords: photorefractive crystal, superlattice, plasmon polariton.

References

1. V. M. Agranovich, D. L. Mills, *Surface Polaritons : Electromagnetic Waves at Surfaces and Interfaces* (North Holland, 1982).
2. H. Raether, *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surface and on Gratings* (Springer-Verlag, 1986).
3. N. L. Dmitruk, V. G. Litovchenko, V. L. Strizhevsky, *Surface Polaritons in Semiconductors and Dielectrics* (Kiev : Naukova dumka, 1989) [in Russian].
4. V. M. Agranovich, *Solid State Communications*, **78**, No. 8. P. 747-750 (1991).
5. B. Hecht, H. Bielefeld, L. Novotny, Y. Inouye, D. W. Pohl, *Physical Review Letters* **77**, 1889–1892 (1996).
6. A. V. Krasavin, A. V. Zayats, N. I. Zheludev, *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* **7**, S85–S89 (2005).
7. V. V. Klimov, *Nanoplasmonics* (Moscow : FIZMATLIT, 2010) [in Russian].
8. S. A. Maier, *Plasmonics : Fundamental and Applications* (New York : Springer, 2007).
9. M. I. Stockman, *Optics Express* **19**, 22029–22106 (2011).
10. I. V. Dzedolik, O. Karakchieva, *Journal of Optics* **15**, 044019 (2013).
11. I. V. Dzedolik, *Journal of Optics* **16**, 125002 (2014).
12. I. V. Dzedolik, *Solitons and Nonlinear Waves of Phonon-Polaritons and Plasmon-Polaritons* (New York : Nova Science Publishers, 2016).
13. N. N. Dadoenkova, I. S. Panyaev, D. G. Sannikov, Y. S. Dadoenkova, I. A. Rozhleys, M. Krawczyk, I. L. Lyubchanskii, *Superlattices and Microstructures* **100**, 45-56 (2016).
14. I. S. Panyaev, N. N. Dadoenkova, Y. S. Dadoenkova, I. A. Rozhleys, M. Krawczyk, I. L. Lyubchanskii, D. G. Sannikov, *Journal of Physics D : Applied Physics* **49**, 435103 (2016).

15. I. V. Dzedolik, V. S. Pereskokov, *Atmospheric and Oceanic Optics* **30**, No. 2, 203–208 (2017).
16. M. P. Petrov, S. I. Stepanov, A. V. Khomenko, *Photorefractive Crystals in Coherent Optics* (Sankt-Petersburg : Nauka, 1992) [in Russian].

*Поступила в редакцию 07.11.2017 г. Принята к публикации 22.12.2017 г.
Received November 07, 2017. Accepted for publication December 22, 2017*