

## ФОРМИРОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ КАРТИН МОД ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ РЕЗОНАНСАХ ФАБРИ–ПЕРО

Е.А. Кадомина<sup>1,2</sup>, Е.А. Безус<sup>1,2</sup>, Л.Л. Досколович<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт систем обработки изображений РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Самара, Россия,

<sup>2</sup> Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва, Самара, Россия

### Аннотация

Предложена дифракционная структура для формирования высокочастотных интерференционных картин затухающих электромагнитных волн в задачах фотолитографии, основанная на интерференции «объемных» мод диэлектрических фотонных кристаллов при резонансах Фабри–Перо. Для предсказания положений резонансов Фабри–Перо предложен простой подход к описанию дифракции плоской волны на фотонном кристалле из конечного числа периодов, основанный на представлении поля внутри фотонного кристалла в виде суперпозиции двух «объемных» мод фотонного кристалла, распространяющихся в противоположных направлениях. Результаты работы могут найти применение при создании новых устройств для ближнепольной интерференционной фотолитографии.

**Ключевые слова:** фотонный кристалл, блоховская поверхностная волна, резонанс Фабри–Перо, плазмонная мода, ближнее поле, уравнения Максвелла.

**Цитирование:** Кадомина, Е.А. Формирование высокочастотных интерференционных картин мод диэлектрических фотонных кристаллов при резонансах Фабри–Перо / Е.А. Кадомина, Е.А. Безус, Л.Л. Досколович // Компьютерная оптика. – 2017. – Т. 41, № 3. – С. 322–329. – DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-3-322-329.

### Введение

Оптические устройства, основанные на резонансных эффектах, в настоящее время широко применяются в качестве оптических фильтров [1–4], химических и биологических датчиков [5–8] и в области фотолитографии [9–12]. Применительно к литографии, использование резонансных структур позволяет достичь значительного усиления ближнего поля и преодоления дифракционного предела за счет использования затухающих волн.

Пожалуй, наиболее изученным и широко применяемым в различных устройствах является плазмонный резонанс [1, 5, 9]. Плазмонные структуры основаны на возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) – поверхностных электромагнитных волн, распространяющихся вдоль границ раздела металл/диэлектрик. Существенный недостаток плазмонных структур – относительно высокие потери, связанные с поглощением поверхностного ППП в металле. Эти потери уменьшают добротность плазмонного резонанса.

Однако существуют поверхностные волны, которые распространяются в полностью диэлектрических средах, при этом потери энергии на поглощение практически отсутствуют. Примером таких волн являются блоховские поверхностные волны (БПВ), распространяющиеся на границе фотонного кристалла (ФК) и диэлектрика [13–15], а также волны Дьяконова, распространяющиеся на границах слоев из анизотропных материалов [16].

В последнее время большое внимание уделяется устройствам на основе БПВ, рассматриваемым в качестве альтернативы плазмонным устройствам [7, 11, 13]. В случае БПВ добротность резонанса ограничена лишь технологическими погрешностями изготовления, поэтому в структурах на основе БПВ достижимо гигантское усиление полей, на несколько порядков

превышающее аналогичные эффекты в структурах с плазмонным резонансом. Возможность использования ТЕ-поляризованного излучения в отличие от плазмонных структур, которые поддерживают только ТМ-поляризованные моды, позволяет достигать близких к 1 значений контраста при формировании высокочастотных интерференционных картин в ближнем поле, что важно для задач фотолитографии.

Однако структуры на основе БПВ очень чувствительны к технологическим погрешностям изготовления, и малые отклонения параметров от расчетных приводят к «исчезновению» эффекта резонанса. В настоящей работе показано, что альтернативой структурам на основе БПВ могут стать структуры на основе резонанса Фабри–Перо «объемных» мод ФК. По аналогии с резонансами Фабри–Перо плоских электромагнитных волн в плоскопараллельной пластинке, резонансы Фабри–Перо «объемных» мод ФК можно наблюдать в разрешенной зоне ФК, состоящего из конечного числа периодов. Основным предметом настоящей работы является исследование возможности применения данного резонансного эффекта в задачах формирования высокочастотных интерференционных картин затухающих электромагнитных волн в сравнении с другими видами резонансов, соответствующих возбуждению плазмонной моды и БПВ.

### 1. Постановка задачи. Дифракция плоской волны на одномерном фотонном кристалле из конечного числа периодов

На рис. 1 схематично показан фотонный кристалл, содержащий  $N$  периодов ( $N$  пар плоскопараллельных однородных слоев с толщинами  $h_1$  и  $h_2$  и диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ ). Обозначим величину периода ФК  $d = h_1 + h_2$ . Падающий сверху под углом  $\theta$  и длиной волны в вакууме  $\lambda$  свет распространяется в оптически плотной среде (призме) с диэлектрической про-

нищаемостью  $\epsilon^I$ . Под ФК располагается полубесконечная среда с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon^T$ . Отметим, что рассматриваемая геометрия задачи аналогична т. н. схеме Кречмана для возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов, содержащей призму из оптически плотного материала и металлический слой.

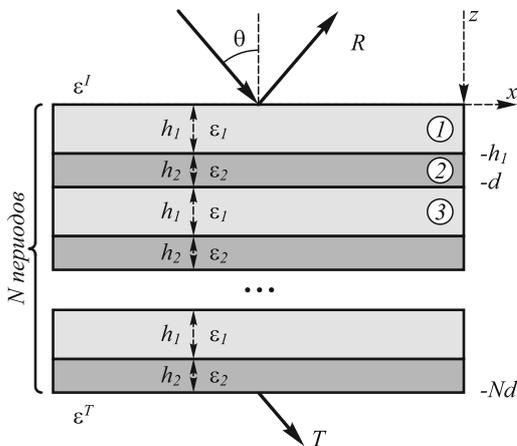


Рис. 1. Геометрия задачи дифракции на фотонном кристалле

Для описания дифракции падающей волны на ФК воспользуемся следующим подходом. Представим поле внутри ФК как суперпозицию двух «объёмных» мод ФК (мод периодической слоистой среды), распространяющихся в противоположных направлениях. Как будет показано ниже, такой подход является точным (совпадает с решением задачи дифракции методом матрицы пропускания) и позволяет определить положения резонансов Фабри–Перо «объёмных» мод ФК.

Получим в методических целях дисперсионное соотношение и представление поля «объёмной» моды ФК. Для этого выпишем тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей в ФК. Будем рассматривать случай ТЕ-поляризации:  $\vec{E} = (0, E_y, 0)$ ,  $\vec{H} = (H_x, 0, H_z)$ . Запишем представление электромагнитного поля в слоях ФК. Компоненту  $E_y$  электрического поля в слоях ФК, опуская множитель  $\exp(ik_x x)$ , где  $k_x = k_0 \sqrt{\epsilon^I} \sin \theta$  ( $k_0 = 2\pi/\lambda$ ), можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} E_y^{(1)} &= C_1^+ \exp[ik_{z,1}(z+h_1)] + C_1^- \exp[-ik_{z,1}z], \\ E_y^{(2)} &= C_2^+ \exp[ik_{z,2}(z+d)] + C_2^- \exp[-ik_{z,2}(z+h_1)], \\ E_y^{(3)} &= C_3^+ \exp[ik_{z,1}(z+h_1+d)] + C_3^- \exp[-ik_{z,1}(z+d)], \end{aligned} \quad (1)$$

где  $k_{z,1} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_1 - k_x^2}$ ,  $k_{z,2} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_2 - k_x^2}$ ;  $C_1^+$ ,  $C_1^-$ ,  $C_2^+$ ,  $C_2^-$ ,  $C_3^+$ ,  $C_3^-$  – неизвестные коэффициенты.

Запишем теперь компоненту  $H_x$  (из уравнений Максвелла  $H_x \sim \partial E_y / \partial z$ ):

$$\begin{aligned} H_x^{(1)} &\sim ik_{z,1} C_1^+ \exp[ik_{z,1}(z+h_1)] - ik_{z,1} C_1^- \exp[-ik_{z,1}z], \\ H_x^{(2)} &\sim ik_{z,2} C_2^+ \exp[ik_{z,2}(z+d)] - ik_{z,2} C_2^- \exp[-ik_{z,2}(z+h_1)], \\ H_x^{(3)} &\sim ik_{z,1} C_3^+ \exp[ik_{z,1}(z+h_1+d)] - ik_{z,1} C_3^- \exp[-ik_{z,1}(z+d)]. \end{aligned} \quad (2)$$

Используя условия непрерывности тангенциальных компонент  $E_y^{(1,2)}$ ,  $H_x^{(1,2)}$  на границе раздела  $z = -h_1$ , а также условия квазипериодичности на границе раздела  $z = -d$ :  $C_3^+ = C_1^+ \exp(-i\tilde{k}d)$ ,  $C_3^- = C_1^- \exp(-i\tilde{k}d)$ , где  $\tilde{k}$  – волновое число моды, и, вводя обозначения  $e_1 = \exp(ik_{z,1}h_1)$ ,  $e_2 = \exp(ik_{z,2}h_2)$ ,  $e = \exp(-i\tilde{k}d)$ , запишем систему линейных уравнений для определения неизвестных коэффициентов  $C_{1,2}^\pm$

$$\begin{pmatrix} 1 & e_1 & -e_2 & -1 \\ k_{z,1} & -k_{z,1}e_1 & -k_{z,2}e_2 & k_{z,2} \\ ee_1 & e & -1 & -e_2 \\ k_{z,1}ee_1 & -k_{z,1}e & -k_{z,2} & k_{z,2}e_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_1^+ \\ C_1^- \\ C_2^+ \\ C_2^- \end{pmatrix} = 0. \quad (3)$$

Система (3) имеет нетривиальное решение, если её определитель равен нулю. Приравняв определитель матрицы к 0, получим дисперсионное соотношение «объёмной» моды ФК:

$$\begin{aligned} \cos(\tilde{k}d) &= \cos(k_{z,1}h_1)\cos(k_{z,2}h_2) - [(k_{z,1}^2 + k_{z,2}^2) / 2k_{z,1}k_{z,2}] \sin(k_{z,1}h_1)\sin(k_{z,2}h_2). \end{aligned} \quad (4)$$

После нахождения из (4) значения  $\tilde{k}$  и подстановки его в систему (3) можно, зафиксировав одну из амплитуд волн (например, положив  $C_2^- = 1$ ), получить из (3) значения остальных амплитуд.

Представим поле в ФК в виде суперпозиции двух «объёмных» мод, распространяющихся (или затухающих) в противоположных направлениях. Принимая во внимание, что  $\exp(i\tilde{k}z) = \exp(i\tilde{k}'z)\exp(-\tilde{k}''z)$

( $\tilde{k} = \tilde{k}' + i\tilde{k}''$ ), видим, что при  $\tilde{k}' \geq 0$  и  $\tilde{k}'' \geq 0$  волна распространяется или затухает в положительном направлении оси  $z$ . Поэтому для численной устойчивости расчетов такую волну нужно задавать на нижней границе ФК. Обозначим её амплитуду  $A$ , а амплитуды плоских волн в слоях ФК  $A_1^+$ ,  $A_1^-$ ,  $A_2^+$ ,  $A_2^-$ . Аналогично волну, распространяющуюся или затухающую в отрицательном направлении оси  $z$ , нужно задавать на верхней границе ФК. Обозначим её амплитуду  $B$ , а амплитуды плоских волн в слоях  $B_1^+$ ,  $B_1^-$ ,  $B_2^+$ ,  $B_2^-$ . При этом для двух волн справедливы следующие соотношения:

$$\begin{aligned} A_1^+ &= C_1^+, A_1^- = C_1^-, A_2^+ = C_2^+, A_2^- = C_2^-, \\ B_1^+ &= A_1^-, B_1^- = A_1^+, \\ B_2^+ &= A_2^- \exp(i\tilde{k}d), B_2^- = A_2^+ \exp(i\tilde{k}d). \end{aligned} \quad (5)$$

Связь коэффициентов  $A_i^\pm, B_i^\pm$  можно получить, повторяя вывод для «объёмной» моды, распространяющейся в противоположном направлении. При  $N$  периодах ФК волна, задаваемая на нижней границе ФК, на верхней границе ФК приобретёт дополнительный множитель  $\exp(i\tilde{k}N'd)$ , где  $N'=N-1$ . Такой же множитель приобретёт противоположно направленная волна на нижней границе ФК. Таким образом, компоненты поля на верхней ( $z=0$ ) и нижней ( $z=-Nd$ ) границах структуры будут иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} E_y^{(up)} &= A \exp(i\tilde{k}N'd) [A_1^+ e_1 + A_1^-] + \\ &\quad + B [B_1^+ e_1 + B_1^-], \\ H_x^{(up)} &\sim A i k_{z,1} \exp(i\tilde{k}N'd) [A_1^+ e_1 - A_1^-] + \\ &\quad + B i k_{z,1} [B_1^+ e_1 - B_1^-], \\ E_y^{(dn)} &= A [A_2^+ + A_2^- e_2] + \\ &\quad + B \exp(i\tilde{k}N'd) [B_2^+ + B_2^- e_2], \\ H_x^{(dn)} &\sim A i k_{z,2} [A_2^+ - A_2^- e_2] + \\ &\quad + B i k_{z,2} \exp(i\tilde{k}N'd) [B_2^+ - B_2^- e_2]. \end{aligned} \tag{6}$$

Отметим, что значения  $A_i^\pm, B_i^\pm$  в (6) предполагаются определёнными из системы (3). Запишем выражения для компонент поля над и под ФК, опуская при этом для компактности множитель  $\exp(ik_x x)$ :

$$\begin{aligned} E_y^{(l)} &= I \exp[-ik_{z,i} z] + R \exp[ik_{z,i} z], \\ H_x^{(l)} &\sim i k_{z,i} (-I \exp[-ik_{z,i} z] + R \exp[ik_{z,i} z]), \\ E_y^{(r)} &= T \exp[-ik_{z,i} (z + Nd)], \\ H_x^{(r)} &\sim -i k_{z,i} T \exp[-ik_{z,i} (z + Nd)], \end{aligned} \tag{7}$$

где  $k_{z,i} = \sqrt{k_0^2 e^i - k_x^2}$ ,  $k_{z,t} = \sqrt{k_0^2 e^t - k_x^2}$ .

На верхней и нижней границах ФК формулы (7) примут следующий вид:

$$\begin{aligned} E_y^{(l)} &= I + R, \\ H_x^{(l)} &\sim i k_{z,i} [-I + R], \\ E_y^{(r)} &= T, \\ H_x^{(r)} &\sim -i k_{z,t} T. \end{aligned} \tag{8}$$

Сшивая компоненты поля (6) и (8) на границах ФК, получим систему линейных уравнений вида  $Ax = b$ , решением которой являются искомые комплексные коэффициенты отражения и пропускания  $R$  и  $T$ , а также амплитуды «объёмных» мод  $A$  и  $B$ .

Рассмотрим также случай, когда снизу к ФК добавлен дополнительный слой с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$  и толщиной  $h' = h_1 + h_c$ . Величину  $h_c$  будем называть величиной «обрезки». Величина «обрезки» может быть как отрицательной, так и положительной и, как будет показано ниже, позволяет управлять константой распространения БПВ. Используя выражения для

компонент поля в первом слое из (1) и (2) и вводя обозначения  $e_3 = (-ik_{z,1} h_c)$ ,  $e_3 = [-ik_{z,1} (h_1 + h_c)]$ , запишем выражения компонент поля на нижней границе структуры:

$$\begin{aligned} E_y^{(dn)} &= A \{A_1^+ e_3 + A_1^- e_4\} + \\ &\quad + B \exp[i\tilde{k}Nd] \{B_1^+ e_3 + B_1^- e_4\}, \\ H_x^{(dn)} &\sim i k_{z,1} A (A_1^+ e_3 - A_1^- e_4) + \\ &\quad + i k_{z,1} B \exp[i\tilde{k}Nd] [B_1^+ e_3 - B_1^- e_4]. \end{aligned} \tag{9}$$

Используя компоненты поля для верхней границы структуры из (6), для нижней границы структуры (9) и выражения (8), сшивкой легко получить систему линейных уравнений, решением которой будут являться неизвестные коэффициенты отражения и пропускания.

## 2. Определение угловых положений резонансов Фабри–Перо мод ФК

Положение точек резонанса Фабри–Перо для ФК определяется из использованного в описанном выше подходе предположения, что ФК можно представить аналогично плоскопараллельной пластинке, на границах которой происходят многократные отражения «объёмных» мод ФК. Рассмотрим сначала случай ФК без дополнительного «обрезанного» слоя. Первое отражение происходит на нижней границе ФК (при  $z = -Nd$ ). Запишем компоненты поля на этой границе. Для падающей моды с амплитудой  $B_I$ , заданной на нижней границе ФК, справедливо:

$$\begin{aligned} E_y^{(2)} &= B_I [B_2^+ + B_2^- e_2], \\ H_x^{(2)} &\sim i k_{z,2} B_I [B_2^+ - B_2^- e_2]. \end{aligned} \tag{10}$$

Отражённая от нижней границы ФК мода с амплитудой  $A_R$ :

$$\begin{aligned} E_y^{(2)} &= A_R [A_2^+ + A_2^- e_2], \\ H_x^{(2)} &\sim i k_{z,2} A_R [A_2^+ - A_2^- e_2]. \end{aligned} \tag{11}$$

Прошедшая волна с амплитудой  $T_1$  на границе раздела совпадает с выражениями из (8). Тогда можно записать следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} B_I [B_2^+ + B_2^- e_2] + A_R [A_2^+ + A_2^- e_2] &= T_1, \\ B_I k_{z,2} [B_2^+ - B_2^- e_2] + A_R k_{z,2} [A_2^+ - A_2^- e_2] &= -k_{z,t} T_1. \end{aligned} \tag{12}$$

Аналогичным образом можно записать граничные условия для второго отражения, которое происходит на верхней границе ФК (при  $z = 0$ ):

$$\begin{aligned} A_I [A_1^+ e_1 + A_1^-] + B_R [B_1^+ e_1 + B_1^-] &= T_2, \\ A_I k_{z,1} [A_1^+ e_1 - A_1^-] + B_R k_{z,1} [B_1^+ e_1 - B_1^-] &= k_{z,i} T_2. \end{aligned} \tag{13}$$

В данном случае амплитуда падающей моды задана на верхней границе ФК. Граничные условия (12) и (13) представляют собой системы линейных уравнений, решением которых при единичных амплитудах падающих мод  $B_I = 1$  и  $A_I = 1$  являются неизвестные коэффициенты  $A_R$  и  $B_R$ , которые можно представить в виде  $A_R = \tilde{A} \exp(i\phi_A)$  и  $B_R = \tilde{B} \exp(i\phi_B)$ . Проходя

через ФК, фаза моды  $B_R$  приобретёт набег, равный  $2\tilde{k}\tilde{N}d$ . Тогда условие конструктивной интерференции на нижней границе фотонного кристалла можно записать в следующем виде:

$$\varphi_B + 2\tilde{k}\tilde{N}d + \varphi_A = 2\pi n, \quad n \in Z. \quad (14)$$

Отметим, что выражение (14) полностью аналогично условию резонанса Фабри–Перо плоской электромагнитной волны при прохождении через плоскопараллельную пластинку. При  $k_x$ , обеспечивающих выполнение равенства (14), можно ожидать связанного с резонансом Фабри–Перо увеличения модуля комплексного коэффициента пропускания.

Для ФК с дополнительным «обрезанным» слоем изменится лишь вид граничных условий (12):

$$\begin{aligned} B_I [B_1^+ e_3 + B_1^- e_4] + A_R [A_1^+ e_3 + A_1^- e_4] &= T_1, \\ B_I k_{z,1} [B_1^+ e_3 - B_1^- e_4] + \\ &+ A_R k_{z,1} [A_1^+ e_3 - A_1^- e_4] = -k_{z,1} T_1. \end{aligned} \quad (15)$$

Для проведения сравнения интерференционных картин, формируемых при резонансе Фабри–Перо и при возбуждении БПВ, приведенного ниже, запишем условия возбуждения БПВ [14, 15] на нижней границе ФК с «обрезанным» слоем. Для этого введем понятие эффективного показателя преломления БПВ  $n_{eff} = k_x / k_0$ . Для существования БПВ на границе ФК и диэлектрика должны выполняться два условия, обеспечивающие затухание поля при удалении от границы раздела:  $|\cos(\tilde{k}d)| > 1$  (затухание в ФК) и  $n_{eff} > \sqrt{\epsilon^T}$  (затухание в диэлектрике). Из условий непрерывности тангенциальных компонент поля можно получить дисперсионное уравнение БПВ [14, 15]:

$$\exp(2ik_{z,1}h_c) = -C \exp(-ik_{z,1}h_1) \frac{k_{z,t} + k_{z,1}}{k_{z,t} - k_{z,1}}, \quad (16)$$

где  $C = C_1^+ / C_1^-$ . Выражение (16) при заданных длине волны и параметрах фотонного кристалла определяет константу распространения  $k_x$  БПВ как функцию от  $h_c$ . Определим теперь угол падения  $\theta$  на ФК, при котором возбуждается БПВ:

$$\theta = \arcsin\left(n_{eff} / \sqrt{\epsilon^T}\right). \quad (17)$$

Сравним теперь результаты применения предложенного выше подхода к описанию дифракции плоской волны на ФК с результатами расчета в рамках строгой электромагнитной теории дифракции с помощью устойчивой модификации метода матрицы пропускания [17]. Зададим параметры ФК следующим образом:  $h_1 = 103,3$  нм,  $h_2 = 156,7$  нм,  $h_c = 34,7$  нм, показатели преломления слоёв  $n_1 = 2,13(\text{ZrO}_2)$ ,  $n_2 = 1,45(\text{SiO}_2)$ ,  $N = 10$ . Длину волны в свободном пространстве  $\lambda$  примем равной 800 нм. Отметим также, что такое значение величины «обрезки» соответствует БПВ с эффективным показателем преломления  $n_{eff} = 1,82$ . Угол падения будем варьировать от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ . Показатели преломления сред над и под кристал-

лом примем равными  $n^I = 1,95$  (галлий-гадолиниевый гранат) и  $n^R = 1,69$  (некоторые типы фоторезистов). Показатели преломления слоёв ФК и сред выбирались близкими к реальным показателям преломления материалов слоёв ФК, призмы, резиста, которые используются для моделирования примеров в пункте 3. На рис. 2 показана зависимость модуля комплексного пропускания от угла падения, рассчитанная двумя различными методами. Из рис. 2 следует, что результаты расчёта обоих методов совпадают (наложение линий двух графиков идеальное), что подтверждает корректность предложенного подхода к описанию дифракции плоской волны на ФК.

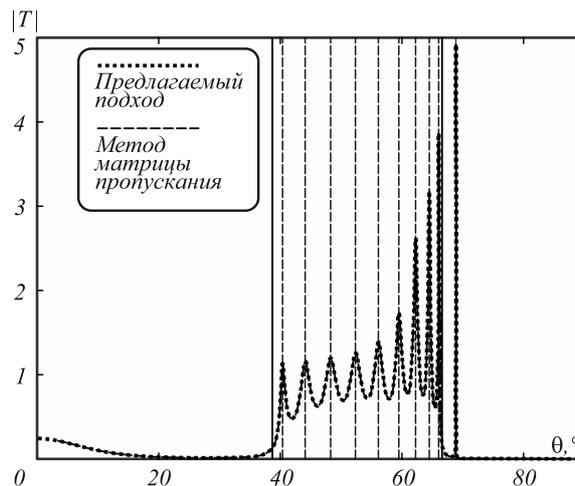


Рис. 2. Зависимость модуля коэффициента пропускания от угла падения, рассчитанная двумя методами

Сплошными вертикальными линиями на рис. 2 показаны границы фотонных запрещенных зон, область левее первой линии и область правее второй лежат в запрещенных зонах, между двумя линиями — разрешенная зона. В запрещенной зоне ФК вертикальной пунктирной линией обозначен рассчитанный по формуле (17) угол, при котором на нижней границе ФК возбуждается БПВ. В разрешенной зоне вертикальными пунктирными линиями показаны рассчитанные из условия (14) положения резонанса Фабри–Перо. Совпадение рассчитанных значений с максимумами модуля коэффициента пропускания также подтверждает корректность используемого подхода.

### 3. Применение резонансов Фабри–Перо для формирования интерференционных картин в схеме Кречмана

Рассмотрим для сравнения четыре способа формирования интерференционных картин в схеме Кречмана, в которой свет падает на призму из оптически плотного материала с двух сторон под симметричными углами. Значение угла падения зафиксируем и примем равным  $65,4^\circ$ . Отметим также, что значение угла определялось из положения одного из пиков Фабри–Перо. Первый способ, самый простой, заключается в непосредственном формировании интерференционных картин в слое резиста с показателем преломления  $n_{resist} = n^R$  толщиной  $h_{resist} = 200$  нм на

длине волны  $\lambda = 800$  нм, с одной стороны от которого расположена призма из материала с показателем преломления  $n_{pr} = n^i$ , а с другой — подложка с показателем преломления  $n_{sub} = 1,45$ .

Во втором случае поместим между призмой и резистом металлическую пленку с показателем преломления  $n_{film} = 0,189 + 4,705i$  (золото) и толщиной  $h_{film} = 46,1$  нм. Второй случай соответствует возбуждению и интерференции плазмонных мод, при этом, в отличие от других способов, засветка производится ТМ-поляризованным излучением.

В третьем случае поместим между призмой и резистом ФК с показателями преломления слоев  $n_1, n_2$ , толщинами слоев  $h_1 = 223,3$  нм,  $h_2 = 236,7$  нм и высотой обреза  $h_c = -93,8$  нм. Количество периодов ФК было выбрано равным 6. Третий случай соответствует генерации БПВ с эффективным показателем преломления  $n_{eff} = 1,77$ .

В четвертом случае рассмотрим интерференцию затухающих волн при резонансе Фабри–Перо «объемных» мод ФК. Для этого зададим толщины слоев ФК равными  $h_1 = 223,3$  нм,  $h_2 = 236,7$  нм (как в примере из параграфа 2), которые обеспечивают разрешенную зону ФК в требуемой области при тех же, что и в прошлом примере, показателях преломления слоев. Число периодов ФК примем равным 9. При таких параметрах ФК положение одного из пиков Фабри–Перо (рис. 2) приходится на значение эффективного показателя преломления  $n_{eff} = 1,77$ . Выбор таких параметров обусловлен необходимостью сравнения результатов работы всех четырех методов. Заметим также, что для всех примеров, кроме первого, параметры структуры выбирались с помощью оптимизационной процедуры из условия максимального усиления поля.

На рис. 3 приведены интенсивности поля на верхней границе резиста для всех четырех примеров. Из рис. 3 следует, что наибольшее усиление поля (порядка  $10^8$ ) при единичном контрасте достигается при интерференции БПВ. Резонанс Фабри–Перо дает усиление в 328 раз при единичном контрасте. Плазмонный резонанс даёт усиление поля в 124 раза, но контраст при этом равен 0,77. Период дифракционной картины во всех случаях составляет 225 нм, что в 3,56 раза меньше длины волны падающего излучения.

Более подробно рассмотрим два вида резонансов: БПВ и Фабри–Перо. В случае возбуждения БПВ добротность резонанса существенно выше, чем в остальных рассматриваемых случаях, что может привести к требованиям к точности по углу падения, превышающим точность существующих поворотных столиков, составляющую  $0,01^\circ$ . В рассмотренном примере величины ширины пика модуля коэффициента пропускания на полувысоте составили  $0,22^\circ$  для случая резонанса Фабри–Перо и  $2 \cdot 10^{-6}^\circ$  – для резонанса БПВ. Таким образом, требуемая точность по углу для резонанса БПВ намного превышает достижимую «аппаратную» точность, тогда как резонанс Фабри–Перо не требует такой высокой точности по углу. На

практике добротность резонанса БПВ резко снижается при наличии в материалах структуры даже небольшого поглощения, а также сильно зависит от точности изготовления параметров структуры и количества периодов ФК, что отчасти снимает полученные ограничения по углу. Однако в приложениях, где вместо схемы Кречмана может быть использована дифракционная решётка [4, 8, 11], период которой выбирается из условия возбуждения БПВ или формирования требуемых «объемных» мод в ФК, точность по углу в схеме Кречмана «перейдет» в точность изготовления периода дифракционной решётки. В этом случае резонанс Фабри–Перо за счет меньшей требовательности к точности изготовления структуры может оказаться более перспективным для практического применения, чем резонанс на основе БПВ. Рассмотрение структуры с потерями на поглощение и с дифракционной решеткой вместо призмы будет являться предметом дальнейших исследований.

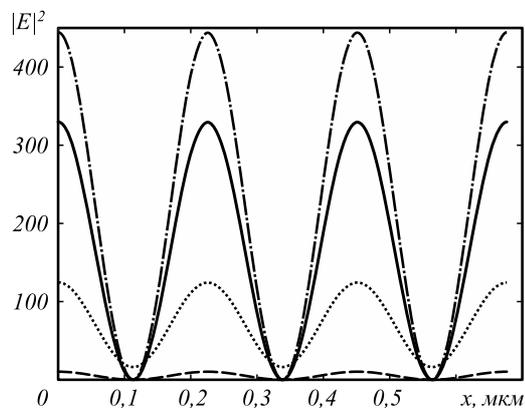


Рис. 3. Интенсивность электрического поля на верхней границе резиста для четырех случаев: без резонанса (штриховая линия), плазмонный резонанс (пунктирная линия), БПВ-резонанс (штрихпунктирная линия), резонанс Фабри–Перо (сплошная линия)

### Заключение

В работе приведено описание подхода к решению задачи дифракции на ФК, основанного на представлении электромагнитного поля в ФК в виде «объемных» мод периодической слоистой среды. Показано, что результаты расчёта с использованием предложенного подхода совпадают с результатами численного моделирования в рамках строгой электромагнитной теории дифракции. Более того, такой подход позволяет предсказать положение резонансов Фабри–Перо «объемных» мод.

Было проведено сравнительное исследование эффективности использования структур на основе резонансов Фабри–Перо в задаче формирования интерференционных картин в схеме Кречмана. Показано, что усиление поля при резонансе Фабри–Перо для выбранного примера достигает значения 328 при единичном контрасте. При этом точность по углу составляет  $0,22^\circ$ . Рассчитанное усиление поля значительно ниже, чем при резонансе БПВ, однако резонанс БПВ требует точности по углу порядка  $2 \cdot 10^{-6}^\circ$ , что значи-

тельно превышает точность современных поворотных столиков. Этот факт делает перспективным применение Фабри–Перо резонансов в качестве альтернативы плазмонным и БПВ резонансам.

Предметом дальнейших исследований будет являться моделирование и исследование планарных дифракционных структур, в которых призма заменяется дифракционной решёткой.

### Благодарности

Работа выполнена за счёт гранта Российского научного фонда – РФН (№14-19-00796).

### Литература

1. **Laux, E.** Plasmonic photon sorters for spectral and polarimetric imaging / E. Laux, C. Genet, T. Skauli, T.W. Ebbesen // *Nature Photonics*. – 2008. – Vol. 2. – P. 161-164. – DOI: 10.1038/nphoton.2008.1.
2. **Mahboub, O.** Optimization of bull's eye structures for transmission enhancement / O. Mahboub, S. Palacios, C. Genet, F. Garcia-Vidal, S. Rodrigo, L. Martin-Moreno, T. Ebbesen // *Optics Express*. – 2010. – Vol. 18, Issue 11. – P. 11292-11299. – DOI: 10.1364/OE.18.011292.
3. **Emadi, A.** Linear variable optical filter-based ultraviolet microspectrometer / A. Emadi, H. Wu, G. de Graaf, P. Enoksson, J.H. Correia, R. Wolfenbuttel // *Applied Optics*. – 2012. – Vol. 51, Issue 19. – P. 4308-4315. – DOI: 10.1364/AO.51.004308.
4. **Кадомина, Е.А.** Спектрально-селективное усиление ближнего поля в фотоннокристаллической структуре с дифракционной решёткой / Е.А. Кадомина, Е.А. Безус, Л.Л. Досколович // *Компьютерная оптика*. – 2015. – Т. 39, № 4. – С. 462-468. – DOI: 10.18287/0134-2452-2015-39-4-462-468.
5. **Piliarik, M.** Surface plasmon resonance (SPR) sensors: approaching their limits? / M. Piliarik, J. Homola // *Optics Express*. – 2009. – Vol. 17, Issue 19. – P. 16505-16517. – DOI: 10.1364/OE.17.016505.
6. **Sinibaldi, A.** Direct comparison of the performance of Bloch surface wave and surface plasmon polariton sensors / A. Sinibaldi, N. Danz, E. Descrovi, P. Munzert, U. Schulz, F. Sonntag, L. Dominici, F. Michelotti // *Sensors and Actuators B: Chemical*. – 2012. – Vol. 174. – P. 292-298. – DOI: 10.1016/j.snb.2012.07.015.
7. **Li, Y.** Phase-sensitive Bloch surface wave sensor based on variable angle spectroscopic ellipsometry / Y. Li, T. Yang, Z. Pang, G. Du, S. Song, S. Han // *Optics Express*. – 2014. – Vol. 22, Issue 18. – P. 21403-21410. – DOI: 10.1364/OE.22.021403.
8. **Кадомина, Е.А.** Резонансные фотонно-кристаллические структуры с дифракционной решёткой для измерения показателя преломления среды / Е.А. Кадомина, Е.А. Безус, Л.Л. Досколович // *Компьютерная оптика*. – 2016. – Т. 40, № 2. – С. 164-172. – DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-2-164-172.
9. **Luo, X.** Surface plasmon resonant interference nanolithography technique / X. Luo, T. Ishihara // *Applied Physics Letters*. – 2004. – Vol. 84(23). – P. 4780-4782. – DOI: 10.1063/1.1760221.
10. **Liu, Z.W.** Surface plasmon interference nanolithography / Z.W. Liu, Q.H. Wei, X. Zhang // *Nano Letters*. – 2006. – Vol. 5, Issue 5. – P. 957-961. – DOI: 10.1021/nl0506094.
11. **Кадомина, Е.А.** Формирование одномерных интерференционных картин блоховских поверхностных волн / Е.А. Кадомина, Е.А. Безус, Л.Л. Досколович // *Журнал технической физики*. – 2016. – Т. 86, Вып. 9. – С. 107-112.
12. **Murukeshan, V.M.** Nano-scale three dimensional surface relief features using single exposure counterpropagating multiple evanescent waves interference phenomenon / V.M. Murukeshan, J.K. Chua, S.K. Tan, Q.Y. Lin // *Optics Express*. – 2008. – Vol. 16, Issue 18. – P. 13857-13870. – DOI: 10.1364/OE.16.013857.
13. **Yu, L.** Manipulating Bloch surface waves in 2D: a platform concept-based flat lens / L. Yu, E. Barakat, T. Sfez, L. Hvozdar, J.D. Francesco, H.P. Herzig // *Light: Science & Applications*. – 2014. – Vol. 3. – P. e124-e127. – DOI: 10.1038/lsa.2014.5.
14. **Saldana, X.I.** Electromagnetic surface waves in semi-infinite superlattices / X.I. Saldana, G.G. de la Cruz // *Journal of the Optical Society of America A*. – 1991. – Vol. 8(1). – P. 36-40. – DOI: 10.1364/JOSAA.8.000036.
15. **Безус, Е.А.** Фазовая модуляция поверхностных электромагнитных волн с помощью дифракционного микрорельефа на границе одномерного фотонного кристалла / Е.А. Безус, Л.Л. Досколович, Д.А. Быков, В.А. Соيفер // *Письма в ЖЭТФ*. – 2014. – Т. 99, № 2. – С. 67-71. – DOI: 10.7868/S0370274X14020027.
16. **Dyakonov, M.I.** New type of electromagnetic wave propagating at an interface / M.I. Dyakonov // *Soviet Physics, JETP*. – 1988. – Vol. 67, No. 4. – P. 714-716.
17. **Moharam, M.G.** Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach / M.G. Moharam, D.A. Pommet, E.B. Grann, T.K. Gaylord // *Journal of the Optical Society of America A*. – 1995. – Vol. 12, Issue 5. – P. 1077-1086. – DOI: 10.1364/JOSAA.12.001077.

### Сведения об авторах

**Кадомина Елена Андреевна** в 2006 году с отличием окончила Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (СГАУ) по специальности «Прикладная математика и физика». Инженер НИЛ-97 Самарского университета, стажер-исследователь лаборатории дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН — филиала ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН). Области научных интересов: нанофотоника, плазмоника, электромагнитная теория дифракции. E-mail: [kadomina\\_elen@mail.ru](mailto:kadomina_elen@mail.ru).

**Безус Евгений Анатольевич** в 2009 году с отличием окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (СГАУ) по специальности «Прикладная математика и информатика». Кандидат физико-математических наук (2012 г.), научный сотрудник лаборатории дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН — филиала ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН), доцент кафедры технической кибернетики Самарского университета. Области научных интересов: нанофотоника, плазмоника, электромагнитная теория дифракции. E-mail: [evgeni.bezus@gmail.com](mailto:evgeni.bezus@gmail.com).

**Досколович Леонид Леонидович** в 1989 году с отличием окончил Куйбышевский авиационный институт (КуАИ, ныне — Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва) по специальности «Прикладная математика». Доктор физико-математических наук (2001 год), профессор РАН, работает заведующим лабораторией дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН — филиала ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН), профессором кафедры технической кибернетики Самарского университета. Специалист в области дифракционной оптики, лазерных информационных технологий, нанофотоники. E-mail: [leonid@smr.ru](mailto:leonid@smr.ru).

ГРПТИ: 29.31.15

Поступила в редакцию 28 апреля 2017 г. Окончательный вариант – 19 мая 2017 г.

## GENERATION OF HIGH-FREQUENCY INTERFERENCE PATTERNS OF EVANESCENT ELECTROMAGNETIC WAVES AT FABRY-PEROT RESONANCES IN DIELECTRIC PHOTONIC CRYSTALS

E.A. Kadomina<sup>1,2</sup>, E.A. Bezus<sup>1,2</sup>, L.L. Doskolovich<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Image Processing Systems Institute of RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS Samara, Russia,

<sup>2</sup> Samara State Aerospace University, Samara, Russia

### Abstract

A diffraction structure for generating high-frequency interference patterns of evanescent electromagnetic waves based on the interference of “volume” modes of dielectric photonic crystals at Fabry-Perot resonances is discussed. For the prediction of the angular locations of the Fabry-Perot resonances, a simple approach for the description of diffraction of a plane electromagnetic wave by a finite photonic crystal is proposed, which is based on the representation of the field inside the photonic crystal in the form of superposition of two counterpropagating “volume” modes of the photonic crystal. The results obtained may find an application in the design of new near-field interference lithography devices.

**Keywords:** photonic crystal, Bloch surface wave, Fabry-Perot resonance, plasmonic mode, Maxwell’s equations.

**Citation:** Kadomina EA, Bezus EA, Doskolovich LL. Generation of high-frequency interference patterns of evanescent electromagnetic waves at Fabry-Perot resonances in dielectric photonic crystals. *Computer Optics* 2017; 41(3): 322-329. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-3-322-329.

**Acknowledgements:** This work was funded by the Russian Science Foundation, project # 14-19-00796.

### References

- [1] Laux E, Genet C, Skauli T, Ebbesen TW. Plasmonic photon sorters for spectral and polarimetric imaging. *Nature Photonics* 2008; 2: 161-164.
- [2] Mahboub O, Palacios S, Genet C, Garcia-Vidal F, Rodrigo S, Martin-Moreno L, Ebbesen T. Optimization of bull’s eye structures for transmission enhancement. *Opt Express* 2010; 18(11): 11292-11299. DOI: 10.1364/OE.18.011292.
- [3] Emadi A, Wu H, de Graaf G, Enoksson P, Correia JH, Wolffenbuttel R. Linear variable optical filter-based ultraviolet microspectrometer. *Appl Opt* 2012; 51(19): 4308-4315. DOI: 10.1364/AO.51.004308.
- [4] Kadomina EA, Bezus EA, Doskolovich LL. Spectrally selective near-field enhancement in a photonic crystal structure with a diffraction grating. *Computer Optics* 2015; 39(4): 462-468. DOI: 10.18287/0134-2452-2015-39-4-462-468.
- [5] Piliarik M, Homola J. Surface plasmon resonance (SPR) sensors: approaching their limits? *Opt Express* 2009; 17(19): 16505-16517. DOI: 10.1364/OE.17.016505.
- [6] Sinibaldi A, Danz N, Descrovi E, Munzert P, Schulz U, Sonntag F, Dominici L, Michelotti F. Direct comparison of the performance of Bloch surface wave and surface plasmon polariton sensors. *Sensors and Actuators B: Chemical* 2012; 174: 292-298. DOI: 10.1016/j.snb.2012.07.015.
- [7] Li Y, Yang T, Pang Z, Du G, Song S, Han S. Phase-sensitive Bloch surface wave sensor based on variable angle spectroscopic ellipsometry. *Opt Express* 2014; 22(18): 21403-21410. DOI: 10.1364/OE.22.021403.
- [8] Kadomina EA, Bezus EA, Doskolovich LL. Resonant photonic-crystal structures with a diffraction grating for refractive index sensing. *Computer Optics* 2016; 40(2): 164-172. DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-2-164-172.
- [9] Luo X, Ishihara T. Surface plasmon resonant interference nanolithography technique. *Appl Phys Lett* 2004; 84(23): 4780-4782. DOI: 10.1063/1.1760221.
- [10] Liu ZW, Wei QH, Zhang X. Surface plasmon interference nanolithography. *Nano Lett* 2006; 5(5): 957-961. DOI: 10.1021/nl0506094.
- [11] Kadomina EA, Bezus EA, Doskolovich LL. Generation of 1D interference patterns of Bloch surface waves. *Tech Phys* 2016; 61(9): 1389-1394. DOI: 10.1134/S1063784216090103.
- [12] Murukeshan VM, Chua JK, Tan SK, Lin QY. Nano-scale three dimensional surface relief features using single exposure counterpropagating multiple evanescent waves interference phenomenon. *Opt Express* 2008; 16(18): 13857-13870. DOI: 10.1364/OE.16.013857.
- [13] Yu L, Barakat E, Sfez T, Hvozdarova L, Francesco JD, Herzig HP. Manipulating Bloch surface waves in 2D: a platform concept-based flat lens. *Light: Science & Applications* 2014; 3: e124-e127. DOI: 10.1038/lsa.2014.5.

- [14] Saldana XI, de la Cruz GG. Electromagnetic surface waves in semi-infinite superlattices. *J Opt Soc Am A* 1991; 8(1): 36-40. DOI: 10.1364/JOSAA.8.000036.
- [15] Bezus EA, Doskolovich LL, Bykov DA, Soifer VA. Phase modulation of Bloch surface waves with the use of a diffraction microrelief at the boundary of a one-dimensional photonic crystal. *JETP Lett* 2014; 99(2): 63-66. DOI: 10.1134/S0021364014020040.
- [16] Dyakonov MI. New type of electromagnetic wave propagating at an interface. *Sov Phys JETP* 1988; 67(4): 714-716.
- [17] Moharam MG, Pommet DA, Grann EB, Gaylord TK. Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach. *J Opt Soc Am A* 1995; 12(5): 1077-1086. DOI: 10.1364/JOSAA.12.001077.

---

#### *Authors' information*

**Elena Andreevna Kadomina** graduated with honors (2006) from the Samara State Aerospace University named after academician S.P. Korolyov (SSAU), majoring in Applied Mathematics and Physics. Engineer at NIL-97 laboratory of Samara University, trainee-researcher at Diffractive Optics laboratory of the Image Processing Systems Institute (IPSI RAS — Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics RAS”). Her current research interests include nanophotonics, plasmonics and electromagnetic diffraction theory.

**Evgeni Anatolievich Bezus** graduated with honors (2009) from the Samara State Aerospace University named after academician S.P. Korolyov (SSAU), majoring in Applied Mathematics and Computer Science. Candidate in Physics and Mathematics (2012). Currently he is a researcher at the Diffractive Optics laboratory of the Image Processing Systems Institute (IPSI RAS — Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics RAS”) and an associate professor at Technical Cybernetics department of Samara University. His current research interests include nanophotonics, plasmonics and electromagnetic diffraction theory.

**Leonid Leonidovich Doskolovich** graduated with honors (1989) from the S.P. Korolyov Kuibyshev Aviation Institute (presently, Samara State Aerospace University, SSAU), majoring in Applied Mathematics. He received his Doctor in Physics & Maths (2001) degree from Samara State Aerospace University. Head of Diffractive Optics laboratory at the Image Processing Systems Institute (IPSI RAS — Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics RAS”), professor at Technical Cybernetics department of Samara University. Current research interests include diffractive optics, laser information technologies, nanophotonics.

---

*Received April 28, 2017. The final version – May 19, 2017.*

---