

## СПЕКТРАЛЬНО-СЕЛЕКТИВНОЕ УСИЛЕНИЕ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ В ФОТОННОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ С ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЁТКОЙ

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, Самара, Россия,

<sup>2</sup> Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва  
(национальный исследовательский университет) (СГАУ), Самара, Россия

### Аннотация

Исследовано спектрально-селективное усиление ближнего поля в диэлектрических структурах, происходящее при возбуждении в структуре блоховских поверхностных волн. Результаты работы могут найти применение при создании ближнепольных спектральных фильтров.

**Ключевые слова:** фотонный кристалл, блоховская поверхностная волна, спектральный фильтр, ближнее поле, уравнения Максвелла, метод фурье-мод.

**Цитирование:** 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.

### Введение

Существует большое число публикаций, посвящённых формированию высокочастотных интерференционных картин затухающих электромагнитных волн (в частности, работы [1–8] и ссылки в этих работах). Актуальность данной тематики обусловлена перспективами применения оптических элементов, формирующих указанные интерференционные картины, в системах контактной фотолитографии для создания структур с наноразмерными деталями, а также в системах оптического захвата и микроманипулирования. При этом, как правило, используются структуры, содержащие дифракционную решётку, возбуждающую в структуре собственные квазиволноводные моды, затухающие в среде, в которой формируется картина (например, в фоторезисте или воздухе). При возбуждении мод в таких структурах происходит резонансное увеличение интенсивности ближнего поля. Эффект усиления ближнего поля можно использовать для создания т.н. ближнепольных оптических спектральных фильтров, в которых регистрация излучения происходит в ближнем поле используемой дифракционной структуры [9, 10]. Характерная для ближнепольных фильтров интеграция фильтра и приёмника излучения позволяет существенно уменьшить размер оптического устройства. Такие миниатюрные устройства могут найти применение в химических и биологических датчиках, спектрометрах и других системах, где размеры и вес устройства имеют большое значение.

Одним из перспективных направлений создания ближнепольных фильтров является использование поверхностных электромагнитных волн. Ранее в этом контексте была рассмотрена возможность использования поверхностных плазмон-поляритонов [9–11], однако из-за потерь на поглощение в металле эффективность плазмонных структур является относительно невысокой.

Интересным типом волн, которые могут распространяться в полностью диэлектрических структурах, являются поверхностные электромагнитные волны, называемые блоховскими поверхностными волнами (БПВ, в англоязычной литературе – Bloch surface

waves) [12–14]. Такие волны распространяются вдоль границ раздела между однородной средой и фотонным кристаллом (ФК) или между двумя различными ФК. В случае, когда все материалы структуры диэлектрики, потери на поглощение при распространении БПВ отсутствуют или пренебрежимо малы.

В настоящей работе исследуется усиление ближнего поля в фотоннокристаллических структурах, происходящее при возбуждении блоховских поверхностных волн. Показано, что параметры ФК могут быть заданы таким образом, что для разных длин волн возбуждение БПВ будет происходить при различных значениях толщины дополнительного слоя, помещённого на одну из поверхностей ФК. В работе рассмотрена схема ближнепольного спектрального фильтра, состоящего из фотонного кристалла с дополнительным слоем и дифракционной решётки, нанесённой на противоположную поверхность ФК. Механизм фильтрации в данном случае основан на возбуждении двумя симметричными дифракционными порядками решётки двух БПВ на границе дополнительного слоя.

### 1. Постановка задачи.

#### Схема ближнепольного спектрального фильтра

Предлагаемая в работе схема устройства ближнепольной оптической фильтрации представлена на рис. 1.

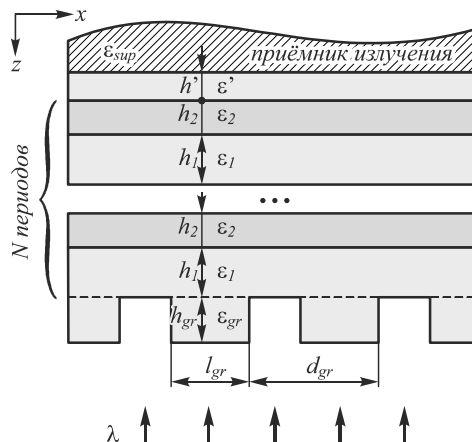


Рис. 1. Схема устройства оптической фильтрации с дифракционной решёткой

На дифракционную решётку с периодом  $d_{gr}$ , высотой  $h_{gr}$ , шириной ступеньки  $l_{gr}$  и диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_{gr}$  нормально падает электромагнитное излучение с длинами волны в интервале  $\lambda \in [\lambda_{\min}, \lambda_{\max}]$ . Над дифракционной решёткой расположен одномерный ФК, содержащий  $N$  периодов ( $N$  пар чередующихся плоскопараллельных однородных слоёв с толщинами  $h_1$  и  $h_2$  и диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ ). На верхней поверхности ФК размещён дополнительный однородный слой с толщиной  $h'$  и диэлектрической проницаемостью  $\epsilon'$ . Для простоты описания положим  $\epsilon' = \epsilon_1$  и  $h' = h_1 + h_c$ , где величину  $h_c \in [-h_1, 0]$  будем называть величиной обрезки. Над дополнительным слоем располагается приёмник излучения. В данной работе не рассматривается конкретный тип приёмника. При моделировании ближнего поля структуры будем считать, что над структурой находится полубесконечная однородная среда с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_{sub}$ .

Задача расчёта ближнепольного фильтра на рис. 1 заключается в определении параметров ФК и дифракционной решётки из условия формирования на верхней границе структуры интерференционных картин двух БПВ, возбуждённых симметричными порядками дифракционной решётки. При этом формирование интерференционных картин БПВ должно происходить для каждой длины волны  $\lambda$  из заданного интервала  $[\lambda_{\min}, \lambda_{\max}]$  за счёт выбора толщины последнего слоя  $h'(\lambda)$ . В данном случае спектральная фильтрация в заданном интервале длин волн будет осуществляться за счёт резонансного эффекта возбуждения БПВ, приводящего к усилению интенсивности ближнего поля.

Представленная постановка задачи связана с задачей гиперспектральной фильтрации, в которой требуется формировать «монохроматические изображения» при большом числе различных длин волн из некоторого интервала. Один из перспективных подходов к решению такой задачи состоит в использовании набора ближнепольных спектральных фильтров, интегрированных с приёмником излучения [9–11]. При этом с точки зрения технологической реализации важно разработать спектральный фильтр, осуществляющий спектральную фильтрацию различных длин волн при изменении только одного из параметров структуры. Для ближнепольного фильтра на рис. 1 таким параметром является толщина верхнего слоя. Как показано далее, за счёт изменения толщины дополнительного слоя  $h'$  при фиксированных значениях остальных параметров можно получить резонансное увеличение интенсивности ближнего поля для различных длин волн из выбранного интервала. Соответственно, структура на рис. 1, у которой толщина верхнего слоя является медленно изменяющейся функцией в направлении периодичности решётки или в перпендикулярном направлении, обеспечит усиление ближнего поля для различных длин волн в пространственно разнесённых областях. В этом смысле

предлагаемый ближнепольный фильтр на рис. 1 является аналогом спектральных фильтров на основе брэгговской решётки с изменяющейся толщиной дефактного слоя [15–17].

Для упрощения нахождения параметров структуры расчёт рассмотренного ближнепольного фильтра (рис. 1) был разделён на две части: определение параметров фотонного кристалла (толщин слоёв и их диэлектрических проницаемостей) и определение параметров дифракционной решётки (высоты, ширины ступеньки, периода).

## 2. Определение параметров фотонного кристалла. Схема Кретчмана

Рассмотрим предварительно задачу нахождения параметров ФК для возбуждения БПВ в геометрии Кретчмана при различных длинах волн. В схеме Кретчмана вместо дифракционной решётки на рис. 1 используется призма из оптически плотного материала, на которую под углом  $\theta$  (нормально грани призмы) падает плоская электромагнитная волна с длиной волны  $\lambda \in [\lambda_{\min}, \lambda_{\max}]$ . При моделировании возбуждения БПВ в геометрии Кретчмана вместо призмы обычно рассматривают полубесконечную однородную среду. Будем считать, что показатель преломления данной среды составляет  $n_0 = 3$ . Для простоты ограничимся рассмотрением случая возбуждения в схеме Кретчмана только одной БПВ. Этого достаточно для нахождения параметров ФК.

В резонансных условиях (при определённом сочетании параметров  $h_c$ ,  $\theta$ ,  $\lambda$ ) на верхней границе дополнительного слоя возбуждается БПВ. При этом происходит усиление интенсивности ближнего поля, которое пропорционально квадрату модуля коэффициента пропускания.

Для определения параметров ФК запишем дисперсионное уравнение для собственных мод ФК в случае ТЕ-поляризации [13]:

$$\cos(\tilde{k}d) = \cos(k_{z,1}h_1)\cos(k_{z,2}h_2) - \frac{k_{z,1}^2 + k_{z,2}^2}{2k_{z,1}k_{z,2}} \sin(k_{z,1}h_1)\sin(k_{z,2}h_2), \quad (1)$$

где  $\tilde{k}$  –  $z$ -компонента волнового вектора моды ФК,  $k_{z,i} = \sqrt{k_0^2\epsilon_i - k_{x,0}^2}$ ,  $k_0 = 2\pi/\lambda$  – волновое число,  $\lambda$  – длина волны в свободном пространстве,  $k_{x,0}$  –  $x$ -компонента волнового вектора собственной моды ФК,  $d = h_1 + h_2$  – период ФК. Для существования БПВ на границе ФК и диэлектрика должны выполняться два условия:  $|\cos(\tilde{k}d)| > 1$  и  $n_{eff} > \sqrt{\epsilon_{sub}}$ , где  $n_{eff} = k_{x,0}/k_0$  – эффективный показатель преломления БПВ. Первое условие определяет фотонную запрещённую зону и обеспечивает затухание поля БПВ в фотонном кристалле. Второе условие обеспечивает затухание поля БПВ в однородной среде над ФК.

Дисперсионное уравнение БПВ имеет следующий вид [13]:

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

где  $k_{z,d} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_{sub} - k_{x,0}^2}$ ,  $C$  – константа, определяемая из граничных условий непрерывности тангенциальных компонент электромагнитного поля в ФК [13]. Из дисперсионного уравнения (2) следует, что при заданных параметрах ФК и заданной длине волны константа распространения БПВ  $k_{x,0}$  является функцией величины обрезки  $h_c$ . При фиксированном значении  $k_{x,0}$  (значении параметра  $\theta$ ) значение  $h_c$ , а следовательно, и толщина дополнительного слоя определяются из (2).

Покажем, что спектральная фильтрация длин волн из интервала  $[\lambda_{min}, \lambda_{max}]$  может осуществляться одним ФК с изменяемой толщиной дополнительного (верхнего) слоя. Под фильтрацией в данном случае будем понимать усиление интенсивности ближнего поля, происходящее при возбуждении БПВ.

При этом необходимо выбрать параметры ФК, обеспечивающие существование БПВ для длин волн из рассматриваемого интервала  $[\lambda_{min}, \lambda_{max}]$ .

В частности, для диапазона длин волн [500, 600] нм из (1), (2) были получены следующие параметры:  $\epsilon_1 = 7,07$ ,  $\epsilon_2 = 1,96$ ,  $h_1 = 104$  нм,  $h_2 = 100$  нм. Отметим, что значение диэлектрической проницаемости  $\epsilon_1 = 7,07$  соответствует оксиду титана (TiO<sub>2</sub>), который широко применяется при создании многослойных оптических структур. Выбор материалов с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2 = 1,96$  достаточно широк. При данных параметрах существуют значения  $h_c$ , обеспечивающие существование БПВ в рассматриваемом диапазоне длин волн. График значений  $h_c(\lambda)$  показан на рис. 2а. Отметим, что значения  $h_c(\lambda)$  выбирались таким образом, чтобы зависимость  $n_{eff}(\lambda)$  являлась линейной (рис. 2б).

Данное условие, как будет показано ниже, позволяет обеспечить возбуждение БПВ для различных длин волн при постоянном периоде дифракционной решётки в схеме на рис. 1. Связь угла падения света, при котором происходит возбуждение БПВ, с её эффективным показателем преломления имеет следующий вид:  $n_{eff}(\lambda) = n_0 \sin \theta(\lambda)$ .

На рис. 3а приведены результаты расчёта модуля коэффициента пропускания в логарифмической шкале от длины волны и величины  $h_c$  для ФК, содержащего 3 периода. На рис. 3б показан характерный спектр модуля коэффициента пропускания при фиксированном значении  $h_c = 66,6$  нм. На данном рисунке и далее логарифмическая шкала соответствует логарифму по основанию  $e$ .

Из рис. 3 следует, что для всех значений длины волны из рассматриваемого диапазона [500, 600] нм можно выбрать значение  $h_c$ , при котором происходит резкое увеличение модуля коэффициента пропускания до величины порядка  $e^4$ . Таким образом, для любой длины волны из заданного интервала в оптиче-

ском элементе будет наблюдаться усиление ближнего поля при строго определённой толщине верхнего дополнительного слоя.

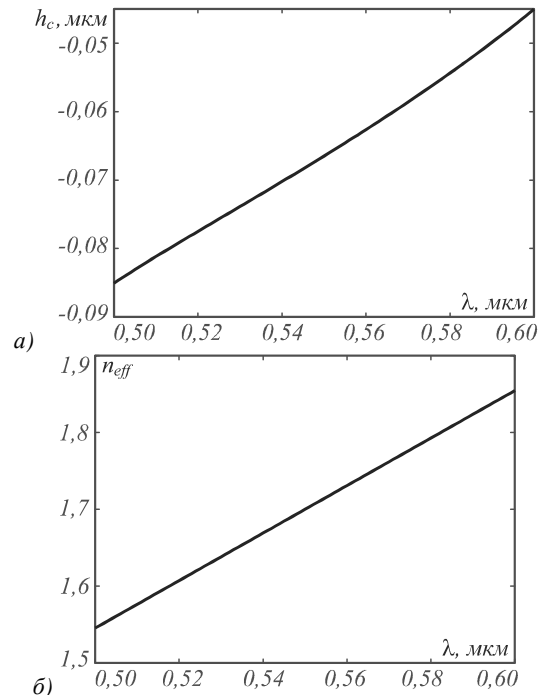


Рис. 2. Зависимости величин  $h_c$  (а) и  $n_{eff}$  (б) от длины волны

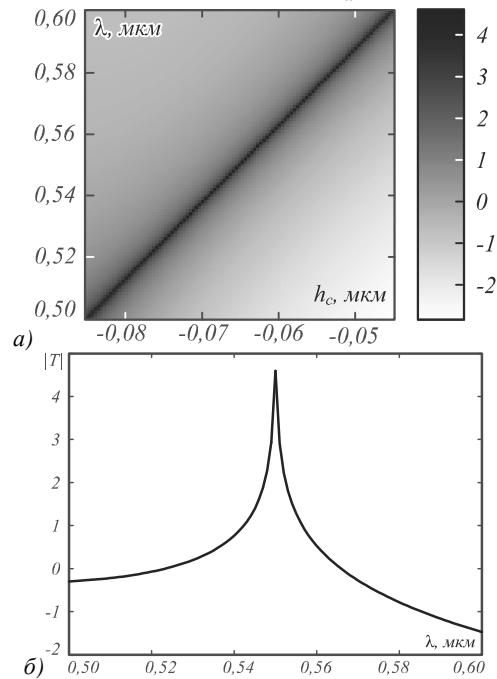


Рис. 3. Зависимость модуля коэффициента пропускания в логарифмической шкале а) от длины волны и величины  $h_c$ , б) от длины волны при фиксированном значении  $h_c = -66,5$  нм

В рассматриваемом примере возбуждения БПВ добротность резонанса (при выбранных материальных параметрах) определяется числом периодов  $N$  фотонного кристалла. При увеличении добротности резонанса (при увеличении  $N$ ) значение модуля коэффициента пропускания, а следовательно, и интенсивность поля могут достигать сколь угодно больших

значений. Однако изготовление структуры с высокодобротным резонансом является сложным с технологической точки зрения. В то же время низкая добротность резонанса может привести к следующим нежелательным эффектам. Во-первых, низкая добротность приводит к относительно слабому усилению поля, которое может оказаться сравнимым с уровнем фоновой засветки и создать проблемы при регистрации поля, соответствующего заданной длине волны. Во-вторых, слишком широкая «полоса максимума» снижает точность измерения интенсивности поля на заданной длине волны. Иллюстрация зависимости добротности резонанса от числа периодов ФК приведена на рис. 4. Из сравнения рис. 4а, б и 3а следует, что для выбранных параметров ФК добавление одного периода увеличивает максимум коэффициента пропускания приблизительно в 3 раза. Для рассматриваемого далее ближнепольного фильтра было выбрано значение  $N = 3$ .

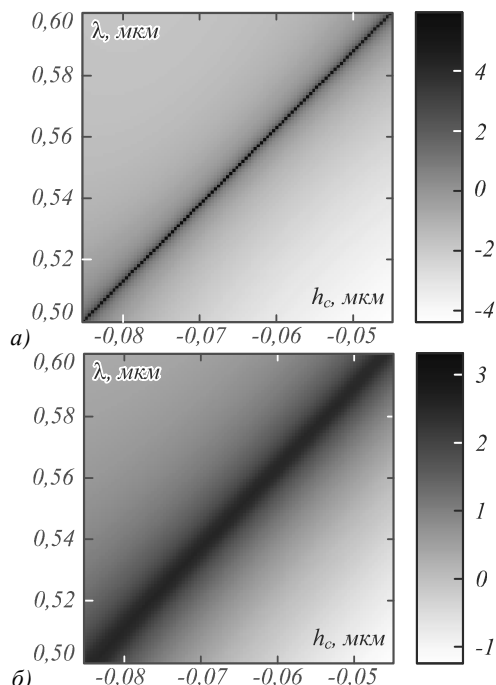


Рис. 4. Зависимость модуля коэффициента пропускания в логарифмической шкале от длины волны и величины  $h_c$ : (а) для фотонного кристалла из четырёх периодов, б) для фотонного кристалла из двух периодов

### 3. Определение параметров дифракционной решётки. Оценка результатов

Рассмотрим теперь структуру для ближнепольной оптической фильтрации, содержащую дифракционную решётку (рис. 1). При нормальном падении излучения с различными длинами волн при соответствующих значениях  $h_c$  происходит возбуждение двух БПВ порядками дифракции с номерами  $\pm m$  и формируется соответствующая интерференционная картина. Условия возбуждения БПВ соответствуют условиям равенства констант распространения БПВ и констант распространения порядков дифракционной решётки с номерами  $\pm m$ . Их этих условий несложно получить

следующее выражение для периода дифракционной решётки:  $d_{gr} = m\lambda/n_{eff}$ .

В качестве примера выберем значение  $m = \pm 1$ . Возьмём центральное значение длины волны  $\lambda_0 = 550$  нм и соответствующее ей значение эффективного показателя преломления  $n_{eff}(\lambda_0) = 1,7$  (рис. 2б). Исходя из этих значений, получим значение периода дифракционной решётки  $d_{gr} = 323,5$  нм.

Для простоты положим значение диэлектрической проницаемости решётки равным диэлектрической проницаемости первого слоя фотонного кристалла:  $\epsilon_{gr} = \epsilon_1 = 7,07$ .

Для расчёта параметров решётки (высоты ступеньки  $h_{gr}$  и ширины ступеньки  $l_{gr}$ ) выберем равномерно из рассматриваемого интервала длин волн [500, 600] нм  $M = 101$  значений. Каждому значению  $\lambda^i$  в соответствии с рис. 2а поставим в соответствие значение  $h_c^i$ . Расчёт параметров  $h_{gr}, l_{gr}$  производился на основе оптимизации следующей целевой функции:

$$F(h_{gr}, l_{gr}) = \frac{1}{\max c} + \frac{\max c - \min c}{\bar{c}} \rightarrow \min, \quad (3)$$

где  $c$  – вектор, элементами которого являются модули коэффициента пропускания при значениях  $\lambda^i$  и  $h_c^i$ ,  $\bar{c}$  – среднее значение элементов вектора  $c$ . Первое слагаемое в (3) отвечает за увеличение модуля коэффициента пропускания, а второе – за равномерное распределение модуля коэффициента пропускания по длинам волн. Моделирование дифракции света на структуре проводилось методом фурье-мод (в англоязычной литературе – rigorous coupled-wave analysis, или Fourier modal method) [18, 19]. В результате оптимизации были найдены следующие параметры решётки:  $h_{gr} = 53$  нм и  $l_{gr} = 0,56d_{gr}$ .

На рис. 5 приведены результаты расчёта модуля коэффициента пропускания в логарифмической шкале в зависимости от длины волны и величины  $h_c$  для ФК в схеме с дифракционной решёткой. Из рис. 5 можно сделать вывод о том, что в схеме с дифракционной решёткой также наблюдается усиление поля в зависимости от длины волны и толщины дополнительного слоя ФК, что говорит о перспективности применения предложенной авторами схемы к решению задачи ближнепольной оптической фильтрации.

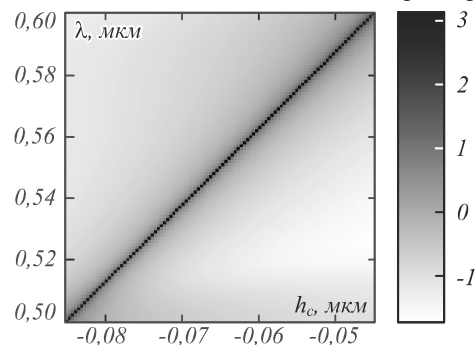


Рис. 5. Зависимость модуля коэффициента пропускания в логарифмической шкале от длины волны и величины  $h_c$  в схеме с дифракционной решёткой

На рис. 6. представлена интенсивность поля в структуре для разных длин волн (концы и середина интервала). Рис. 6 подтверждает резонансную природу усиления ближнего поля структуры, связанную с возбуждением БПВ.

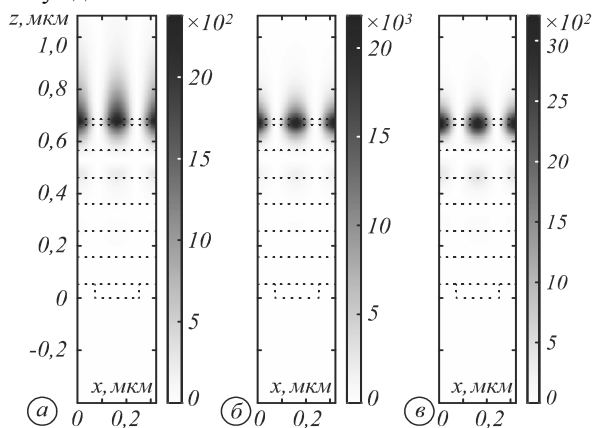


Рис. 6. Интенсивность поля в структуре: а)  $\lambda = 500$  нм, б)  $\lambda = 550$  нм, в)  $\lambda = 600$  нм

### Заключение

В работе исследовано усиление ближнего поля в фотоннокристаллических структурах, происходящее при возбуждении блоховских поверхностных волн. Показано, что изменение толщины последнего (верхнего) слоя фотонного кристалла, состоящего из конечного числа периодов, позволяет изменять длину волны, при которой происходит возбуждение БПВ и резонансное увеличение интенсивности ближнего поля. Численно исследован ближнепольный фильтр, состоящий из дифракционной решётки и фотонного кристалла с нанесённым на него дополнительным слоем. В диапазоне длин волн [500, 600] нм фильтр обеспечивает увеличение модуля коэффициента пропускания до величины порядка  $e^4$ . Отметим, что использование слоя с изменяющейся толщиной в исследованном ближнепольном фильтре аналогично использованию дефектного слоя с изменяющейся толщиной в спектральных фильтрах на основе брэгговских решёток (в англоязычной литературе – *linear variable filters*), работающих в дальнем поле. В этом смысле предлагаемый фильтр является ближнепольным аналогом спектральных фильтров на основе брэгговской решётки.

Также представляет интерес исследование работы структуры при освещении монохроматическим излучением в рассматриваемом спектральном диапазоне и оценка качества выполняемой ближнепольной спектральной фильтрации. Это будет являться предметом дальнейших исследований.

Результаты работы могут найти применение при создании новых устройств оптической фильтрации, в которых приёмник излучения интегрирован со спектральным фильтром.

### Благодарности

Работа выполнена за счёт гранта Российского научного фонда – РНФ (№14-31-00014).

### Литература

1. **Luo, X.** Surface plasmon resonant interference nanolithography technique / X. Luo, T. Ishihara // *Applied Physics Letters*. – 2004. – Vol. 84. – P. 4780-4782.
2. **Liu, Z.** Surface plasmon interference nanolithography / Z. Liu, Q.-H. Wei, X. Zhang // *Nano Letters*. – 2005. – Vol. 5. – P. 957-961.
3. **Bezus, E.A.** Evanescent-wave interferometric nanoscale photolithography using guided-mode resonant gratings / E.A. Bezus, L.L. Doskolovich, N.L. Kazanskiy // *Microelectronic Engineering*. – 2011. – Vol. 88. – P. 170-174.
4. **Xiong, Y.** Projecting deep-subwavelength patterns from diffraction-limited masks using metal-dielectric multilayers / Y. Xiong, Z. Liu, X. Zhang // *Applied Physics Letters*. – 2008. – Vol. 93. – P. 111116.
5. **Zhu, P.** SPPs coupling induced interference in metal/dielectric multilayer waveguides and its application for plasmonic lithography / P. Zhu, H. Shi, L.J. Guo // *Optics Express*. – 2012. – Vol. 20. – P. 12521-12529.
6. **Ishii, S.** Sub-wavelength interference pattern from volume plasmon polaritons in a hyperbolic medium / S. Ishii, A.V. Kildishev, E. Narimanov, V.M. Shalaev, V.P. Drachev // *Laser & Photon*. – 2013. – Vol. 7. – P. 265-271.
7. **Bezus, E.A.** Interference pattern generation in evanescent electromagnetic waves for nanoscale lithography using waveguide diffraction gratings / E.A. Bezus, L.L. Doskolovich, N.L. Kazanskiy // *Quantum Electronics*. – 2011. – Vol. 41. – P. 759-764.
8. **Bezus, E.A.** Diffraction gratings for generating varying-period interference patterns of surface plasmons / E.A. Bezus, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, I.I. Kadomin // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. – 2008. – Vol. 10. – P. 095204-095209.
9. **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.
10. **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. – P. 11292-11299.
11. **Nishiwaki, S.** Efficient colour splitters for high-pixel-density image sensors / S. Nishiwaki, T. Nakamura, M. Hiramoto, T. Fujii, M. Suzuki // *Nature Photonics*. – 2013. – Vol. 7. – P. 240-246.
12. **Виноградов, А.П.** Поверхностные состояния в фотонных кристаллах / А.П. Виноградов, А.В. Дорофеев, А.М. Мерзликин, А.А. Лисянский // *Успехи физических наук*. – 2010. – Т. 180. – С. 249-263.
13. **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. Сойфер // *Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2014. – Т. 99, № 2. – С. 67-71.
14. **Vandenbem, C.** Electromagnetic surface waves of multilayer stacks: coupling between guided modes and Bloch modes / C. Vandenbem // *Optics Letters*. – 2008. – Vol. 33. – P. 2260-2262.
15. **Emadi, A.** Linear variable optical filter-based ultraviolet microspectrometer / A. Emadi, H. Wu, G. de Graaf, P. Enoksson, J.H. Correia, R. Wolffenbuttel // *Applied Optics*. – 2012. – Vol. 51. – P. 4308-4315.
16. **Emadi, A.** Design and implementation of a sub-nm resolution microspectrometer based on a Linear-Variable Optical Filter / A. Emadi, H. Wu, G. de Graaf, R. Wolffenbuttel // *Optics Express*. – 2012. – Vol. 20. – P. 489-507.

17. **McLeod, R.R.** Improving the spectral resolution of wedged etalons and linear variable filters with incidence angle / R.R. McLeod, T. Honda // *Optics Letters*. – 2005. – Vol. 30. – P. 2647-2649.
18. **Moharam, M.G.** Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings / M.G. Moharam, T.K. Gaylord, E.B. Grann, D.A. Pommet // *Journal of the Optical Society of America A*. – 1995. – Vol. 12. – P 1068-1076.
19. **Moharam, M.G.** Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach / M.G. Moharam, T.K. Gaylord, D.A. Pommet, E.B. Grann // *Journal of the Optical Society of America A*. – 1995. – Vol. 12. – P. 1077-1086.

### References

- [1] Luo X, Ishihara T. Surface plasmon resonant interference nanolithography technique. *Applied Physics Letters* 2004; 84: 4780-2.
- [2] Liu Z, Wei QH, Zhang X. Surface plasmon interference nanolithography. *Nano Letters* 2005; 5: 957-61.
- [3] Bezus EA, Doskolovich LL, Kazanskiy NL. Evanescent-wave interferometric nanoscale photolithography using guided-mode resonant gratings. *Microelectronic Engineering* 2011; 88: 170-4.
- [4] Xiong Y, Liu Z, Zhang V. Projecting deep-subwavelength patterns from diffraction-limited masks using metal-dielectric multilayers. *Applied Physics Letters* 2008; 93: 111116.
- [5] Zhu P, Shi H, Guo LJ. SPPs coupling induced interference in metal/dielectric multilayer waveguides and its application for plasmonic lithography. *Optics Express* 2012; 20: 12521-9.
- [6] Ishii S, Kildishev AV, Narimanov E, Shalaev VM, Drachev VP. Sub-wavelength interference pattern from volume plasmon polaritons in a hyperbolic medium. *Laser & Photon* 2013; 7: 265-71.
- [7] Bezus EA, Doskolovich LL, Kazanskii NL. Interference pattern generation in evanescent electromagnetic waves for nanoscale lithography using waveguide diffraction gratings. *Quantum Electronics* 2011; 41:759-64.
- [8] Bezus EA, Bykov DA, Doskolovich LL, Kadohin II. Diffraction gratings for generating varying-period interference patterns of surface plasmons. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 2008; 10: 095204-9.
- [9] Laux E, Genet C, Skauli T, Ebbesen TW. Plasmonic photon sorters for spectral and polarimetric imaging. *Nature Photonics* 2008; 2: 161-4.
- [10] 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. *Optics Express* 2010; 18: 11292-9.
- [11] Nishiwaki S, Nakamura T, Hiramoto M, Fujii T, Suzuki M. Efficient colour splitters for high-pixel-density image sensors. *Nature Photonics* 2013; 7: 240-6.
- [12] Vinogradov AP, Dorofeenko AV, Merzlikin AM, Lisyansky AA. Surface states in photonic crystals. *Physics-Uspekhi* 2010; 53, 243-56.
- [13] 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 Letters* 2014; 99: 63-6.
- [14] Vandembem C. Electromagnetic surface waves of multilayer stacks: coupling between guided modes and Bloch modes. *Optics Letters* 2008; 33: 2260-2.
- [15] Emadi A, Wu H, de Graaf G, Enoksson P, Correia JH, Wolfenbuttel R. Linear variable optical filter-based ultraviolet microspectrometer. *Applied Optics* 2012; 51: 4308-15.
- [16] Emadi A, Wu H, de Graaf G, Wolfenbuttel R. Design and implementation of a sub-nm resolution microspectrometer based on a Linear-Variable Optical Filter. *Optics Express* 2012; 20: 489-507.
- [17] McLeod RR, Honda T. Improving the spectral resolution of wedged etalons and linear variable filters with incidence angle. *Optics Letters* 2005; 30: 2647-9.
- [18] Moharam MG, Gaylord TK, Grann EB, Pommet DA. Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings. *Journal of the Optical Society of America A* 1995; 12: 1068-76.
- [19] Moharam MG, Gaylord TK, Pommet DA, Grann EB. Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach. *Journal of the Optical Society of America A* 1995; 12: 1077-86.

## SPECTRALLY SELECTIVE NEAR-FIELD ENHANCEMENT IN A PHOTONIC CRYSTAL STRUCTURE WITH A DIFFRACTION GRATING

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, Russian Academy of Sciences,

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

### Abstract

Spectrally selective enhancement of the near-field intensity in the dielectric structures resulting from the excitation of Bloch surface waves is studied. The results may find applications in the design of near-field spectral filters.

**Keywords:** photonic crystal, Bloch surface wave, spectral filter, Maxwell's equations, Fourier modal method.

**Citation:** 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): 462-8. DOI: 10.18287/0134-2452-2015-39-4-462-468

**Acknowledgements:** The work was funded by the Russian Science Foundation – RSF (N 14-31-00014).

### 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 физи-

ка». Аспирант кафедры технической кибернетики СГАУ, стажёр-исследователь лаборатории дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН). Области научных интересов: нанофотоника, плазмоника, электромагнитная теория дифракции.

E-mail: [kadomina\\_elen@mail.ru](mailto:kadomina_elen@mail.ru).

**Elena Andreevna Kadomina** graduated with honors (2006) from Samara State Aerospace University named after academician S.P. Korolyov (SSAU), majoring in Applied Mathematics and Physics. Postgraduate student at Technical Cybernetics department of SSAU, trainee researcher in Diffractive Optics laboratory of the Image Processing Systems Institute of the RAS (IPSI RAS). Her current research interests include nanophotonics, plasmonics and electromagnetic diffraction theory.

**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), ассистент кафедры технической кибернетики СГАУ. Области научных интересов: нанофотоника, плазмоника, электромагнитная теория дифракции.

E-mail: [evgeni.bezus@gmail.com](mailto:evgeni.bezus@gmail.com).

**Evgeni Anatolievich Bezus** graduated with honors (2009) from 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 in Diffractive Optics laboratory of the Image Processing Systems Institute of the RAS (IPSI RAS) and an assistant professor at Technical Cybernetics department of SSAU. His current research interests include nanophotonics, plasmonics and electromagnetic diffraction theory.

**Досколович Леонид Леонидович** в 1989 году с отличием окончил Куйбышевский авиационный институт (КуАИ, ныне – Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва, СГАУ) по специальности «Прикладная математика». Доктор физико-математических наук (2001 год), профессор, работает заведующим лабораторией дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН), профессором кафедры технической кибернетики СГАУ. Специалист в области дифракционной оптики, лазерных информационных технологий, нанофотоники.

E-mail: [leonid@smr.ru](mailto:leonid@smr.ru).

**Leonid Leonidovich Doskolovich** graduated with honors (1989) from 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 laboratory of the Image Processing Systems Institute of the RAS, professor at SSAU's Technical Cybernetics department. Current research interests include diffractive optics, laser information technologies, nanophotonics.

---

*Поступила в редакцию 23 июля 2015 г.  
Окончательный вариант – 19 сентября 2015 г.*