Письма в ЖЭТФ, том 99, вып. 2, с. 67 – 71 © 2014 г. 25 января

Фазовая модуляция поверхностных электромагнитных волн с помощью дифракционного микрорельефа на границе одномерного фотонного кристалла

Е. А. Безус[1], *Л. Л. Досколович, Д. А. Быков, В. А. Сойфер*

Институт систем обработки изображений РАН, 443001 Самара, Россия

Самарский государственный аэрокосмический университет им. Королёва, 443086 Самара, Россия

Поступила в редакцию 21 ноября 2013 г.

Численно и теоретически исследованы методы фазовой модуляции поверхностных электромагнитных волн, распространяющихся на границе раздела однородной среды и одномерного фотонного кристалла. Модуляция осуществляется за счет изменения геометрических параметров микрорельефа, расположенного на поверхности фотонного кристалла. Рассмотренные методы фазовой модуляции являются основой для создания оптических элементов для поверхностных волн, в частности линз, призм и дифракционных решеток. В качестве примера рассчитана брэгговская решетка. Согласно результатам моделирования среднее значение коэффициента отражения поверхностной волны в запрещенной зоне составляет 0.95.

DOI: 10.7868/S0370274X14020027

Изучение свойств поверхностных электромагнитных волн, распространяющихся в различных диэлектрических и металлодиэлектрических структурах, в последнее время привлекает большое внимание, связанное как с фундаментальным интересом, так и с перспективами их практического применения [1]. Наибольшее число работ посвящено поверхностным плазмон-поляритонам (ППП), распространяющимся вдоль границ раздела металла и диэлектрика, и плазмонным модам, распространяющимся в более сложных металлодиэлектрических структурах различной конфигурации. Несмотря на локализацию энергии плазмонной моды в субволновой области, достижимую в некоторых плазмонных волноводах, существенным недостатком таких структур являются высокие потери на поглощение в металле, прямо пропорциональные степени локализации энергии моды. При этом существует тип поверхностных электромагнитных волн, которые могут распространяться в полностью диэлектрических структурах. Такие волны называются блоховскими поверхностными волнами (БПВ) или поверхностными состояниями фотонных кристаллов [2, 3]. Они распространяются вдоль границ раздела между однородной средой и фотонным кристаллом или между двумя различными фотонными кристаллами. В случае, когда все материалы структуры – диэлектрики, потери на поглощение при распространении такой поверхностной волны могут быть практически полностью устранены. Отсутствие потерь на поглощение делает БПВ перспективными в различных приложениях, в частности в химических и биологических датчиках, интегральной оптике и системах оптической передачи и обработки информации в наномасштабе. В ряде работ экспериментально исследовалось прохождение БПВ через полимерные ступеньки, нанесенные на поверхность фотонного кристалла [4], и возбуждение в таких ступеньках ограниченных в двух измерениях БПВ [5, 6]. Было также продемонстрировано наличие запрещенных зон БПВ в полимерных решетках, нанесенных на поверхность фотонного кристалла [7, 8]. Следует отметить, что в указанных работах не было исследовано явление фазовой модуляции БПВ, состоящее в изменении фазы волны вследствие ее взаимодействия с микрорельефом, расположенным на поверхности фотонного кристалла. Изучение данного явления представляет большой интерес для расчета оптических элементов для управления распространением БПВ (линз, призм, делителей пучка, брэгговских отражателей и т.д.). В настоящей работе численно и теоретически исследуется фазовая модуляция БПВ, распространяющейся вдоль границы раздела одномерного фотонного кристалла и однородной среды. Модуляция осуществляется за счет изменения геометрических параметров микрорельефа в виде ступеньки или выемки, расположенной на поверхности

[1]e-mail: evgeni.bezus@gmail.com

фотонного кристалла (рис. 1). В качестве примера рассмотрен расчет отражающей брэгговской решетки для БПВ.

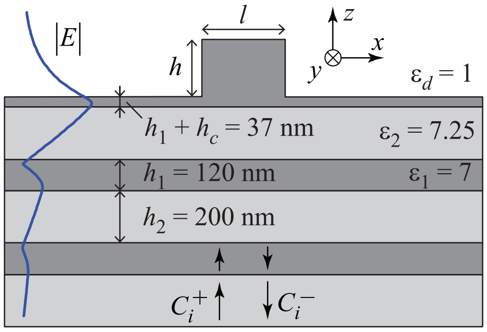

Рис. 1. Геометрия дифракции БПВ на диэлектрической ступеньке

Рассмотрим одномерный фотонный кристалл с периодом d вдоль оси z, который состоит из двух однородных слоев с толщинами h_1, h_2 $(d = h_1 + h_2)$ и диэлектрическими проницаемостями ε_1, ε_2 (рис. 1). Запишем дисперсионное уравнение для указанного фотонного кристалла в случае TE (Transverse Electric) поляризации. Представим поле в слоях при $-d \le z < 0$ в виде суперпозиции двух плоских волн противоположных направлений:

$$\begin{aligned} E_{y,1}(x,z) &= \exp(ik_{x,0}x)\big\{C_1^+ \exp[ik_{z,1}(z+h_1)] + \\ &+ C_1^- \exp(-ik_{z,1}z)\big\}, \ -h_1 \le z < 0, \\ E_{y,2}(x,z) &= \exp(ik_{x,0}x)\big\{C_2^+ \exp[ik_{z,2}(z+d)] + \\ &+ C_2^- \exp[-ik_{z,2}(z+h_1)]\big\}, \ -d \le z < -h_1, \end{aligned} \tag{1}$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны в свободном пространстве, $C_i^{\pm}$ $(i = 1,2)$ – произвольные коэффициенты, $k_{z,i} = \sqrt{k_0^2\varepsilon_i - k_{x,0}^2}$. Используя условия непрерывности тангенциальных компонент $E_{y,i}$, $H_{x,i} \propto \partial E_{y,i}/\partial z$ $(i = 1,2)$ при $z = -h_1$ и условия квазипериодичности $E_{y,2}(x,-d) = E_{y,1}(x,0)\exp(-i\tilde{k}d)$, $H_{x,2}(x,-d) = H_{x,1}(x,0)\exp(-i\tilde{k}d)$, где $\tilde{k}$ – волновое число моды, получим следующее дисперсионное уравнение [9]:

$$\begin{aligned} \cos(\tilde{k}d) &= \cos(k_{z,1}h_1)\cos(k_{z,2}h_2) - \\ &- \frac{k_{z,1}^2 + k_{z,2}^2}{2k_{z,1}k_{z,2}} \sin(k_{z,1}h_1)\sin(k_{z,2}h_2). \end{aligned} \tag{2}$$

Условие $|\cos(\tilde{k}d)| > 1$ определяет фотонную запрещенную зону. Отметим, что в случае TM (Transverse Magnetic) поляризации дисперсионное уравнение также имеет вид (2), где $k_{z,i}$ в рациональной функции в правой части заменяются на $k_{z,i}/\varepsilon_i$.

Запишем теперь дисперсионное уравнение для БПВ, распространяющейся вдоль границы раздела полубесконечного фотонного кристалла и однородной среды с диэлектрической проницаемостью ε_d. Дисперсионное уравнение зависит от толщины первого (верхнего) слоя фотонного кристалла [3]. Будем считать, что верхний слой "продолжен" или "обрезан" до прямой $z = h_c$, $h_c > -h_1$, соответствующей границе распространения БПВ. Поле над границей соответствует плоской волне:

$$E_{y,d}(x,z) = \exp(ik_{x,0}x)\exp[ik_{z,d}(z-h_c)], \tag{3}$$

где $k_{z,d} = \sqrt{k_0^2\varepsilon_d - k_{x,0}^2}$. Используя условия непрерывности тангенциальных компонент поля при $z = h_c$, несложно получить следующее дисперсионное уравнение:

$$\exp(2ik_{z,1}h_c) = -C\exp(-ik_{z,1}h_1)\frac{k_{z,d} + k_{z,1}}{k_{z,d} - k_{z,1}}, \tag{4}$$

где $C = C_1^-/C_1^+$. В случае TM-поляризации дисперсионное уравнение также имеет вид (4), где $k_{z,i}$ в дробно-линейной функции в правой части заменяются на $k_{z,i}/\varepsilon_i$ $(i = 1, d)$. При заданных длине волны λ и параметрах фотонного кристалла уравнение (4) определяет константу распространения $k_{x,0}$ БПВ как функцию h_c. Отметим, что для выполнения условия затухания по переменной z в направлениях от границы распространения $z = h_c$ должно выполняться как условие фотонной запрещенной зоны $|\cos(\tilde{k}d)| > 1$, так и условие $k_{x,0} > k_0\varepsilon_d$. Функция $\exp(2ik_{z,1}h_c)$ в левой части (4) является периодичной по h_c с периодом $\pi/k_{z,1}$. Эта периодичность определяет существование БПВ с одинаковыми эффективными показателями преломления $n_{\text{eff}} = k_{x,0}/k_0$ при различных значениях h_c (аналогично модам плоскопараллельного волновода будем называть их БПВ различных порядков).

На рис. 2 представлены зависимости эффективного показателя преломления БПВ n_{eff} от величины $h_c \in [-120, 120]$ нм для двух мод соседних порядков при следующих параметрах: $\lambda = 800$ нм, $\varepsilon_d = 1$, $\varepsilon_1 = 7$, $\varepsilon_2 = 2.25$, $h_1 = 120$ нм, $h_2 = 200$ нм. Горизонтальными пунктирными линиями показаны границы запрещенных зон. Вертикальными штриховыми линиями отмечены значения $h_c = 0$ и 17 нм, а также значение $h_c = 32$ нм, соответствующее началу двухмодового режима, в котором для одного значения h_c существуют две БПВ с различными константами распространения.

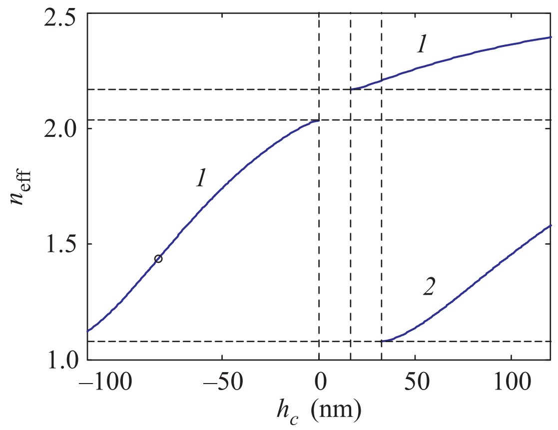

Рис. 2. Зависимости эффективных показателей преломления двух БПВ соседних порядков от значения h_c (TE-поляризация)

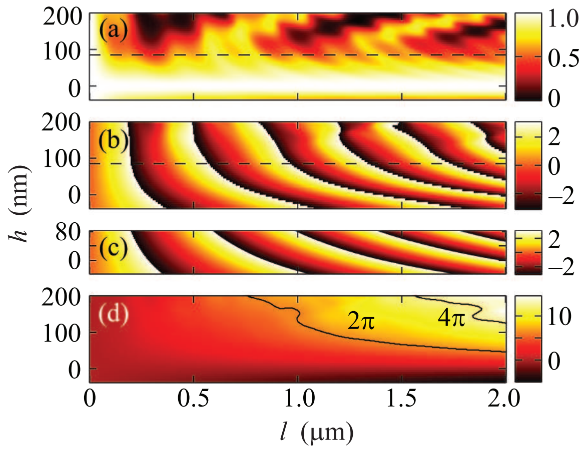

Рис. 3. Коэффициент пропускания (a) и фаза (b) БПВ, прошедшей через диэлектрическую ступеньку (выемку). Теоретическая фаза (c) и фазовый набег относительно БПВ, распространяющейся по неструктурированной поверхности (d)

В качестве примера исследуем с помощью численного моделирования прохождение БПВ при $h_c = -83$ нм через зону модуляции, соответствующую диэлектрической ступеньке или выемке с высотой h и длиной l. При этом толщина верхнего слоя фотонного кристалла в зоне модуляции будет равна $h_1+h_c+h = h_1+h'_c$, где $h'_c = h_c+h$. Эффективный показатель преломления падающей БПВ $n_{\rm eff,inc} = 1.44$ (соответствующая точка отмечена кружком на дисперсионной кривой *1* на рис. 2). Поперечный профиль поля показан на рис. 1. Моделирование проводилось в рамках электромагнитной теории дифракции на основе непериодической модификации метода фурье-мод (*aperiodic rigorous coupled-wave analysis*) [10].

На рис. 3a и b показаны коэффициент пропускания и фаза (по модулю 2π) прошедшей БПВ в зависимости от геометрических параметров ступеньки или выемки. При $h \in [-37, 83]$ нм в зоне модуляции существует единственная БПВ с эффективным показателем преломления $n_{\rm eff}(h)$, определяющая фазу прошедшей волны (значение $h = 83$ нм отмечено штриховыми прямыми). На рис. 3c показана теоретическая фаза (по модулю 2π), рассчитанная по формуле

$$\varphi(l,h) = k_0 n_{\rm eff}(h) l, \tag{5}$$

аналогичной выражению для фазы плоской волны, прошедшей через плоскопараллельную пластинку. При $h \in [-37, 79]$ нм разность между расчетной и теоретической фазой не превышает $\pi/10$. Коэффициент пропускания в указанной области описывается плавно изменяющейся функцией, монотонно убывающей при увеличении высоты (глубины) ступеньки (выемки). При $h > 83$ нм характер изменения коэффициента пропускания и фазы БПВ меняется. В области вне запрещенной зоны ($h \in [83, 100]$ нм) распределение поля в районе ступеньки оказывается близким по виду к полю фундаментальной TE-моды плоскопараллельного волновода с $\varepsilon_1 = 7$ и толщиной $h_1 + h_c + h$ при материалах обкладок $\varepsilon_d = 1$, $\varepsilon_2 = 2.25$. При этом фаза прошедшей БПВ приближенно описывается выражением вида (5), где $n_{\rm eff}(h)$ соответствует эффективному показателю преломления моды волновода. Область $h > 115$ нм отвечает двухмодовому режиму. В данной области фаза прошедшей БПВ определяется двумя модами, а коэффициент пропускания имеет характерные максимумы (минимумы), соответствующие конструктивной (деструктивной) интерференции мод. Укажем, что значения $h \in \{83, 100, 115\}$ нм соответствуют значениям $h'_c \in \{0, 17, 32\}$ нм, отмеченным на рис. 2.

На рис. 3d показан фазовый набег БПВ, прошедшей через зону модуляции, относительно БПВ, распространяющейся по неструктурированной поверхности. Из рисунка следует, что фазовая модуляция в диапазоне $[0, 2\pi]$ может быть осуществлена за счет изменения длины диэлектрической ступеньки при фиксированной высоте. Так, при $h = 47$ нм фазовый набег изменяется в диапазоне $[0, 2\pi]$ при $l \in [0, 2]$ мкм. Среднее пропускание при этом превышает 0.82. Данный метод фазовой модуляции аналогичен методу фазовой модуляции плоской электромагнитной волны за счет изменения толщины оптического элемента.

Из рис. 3b также следует, что фазовая модуляция прошедшей БПВ возможна и за счет изменения высоты диэлектрической ступеньки или выемки при фиксированной длине. В частности, при $l = 720$ нм фаза прошедшей волны изменяется на 2π при изменении h от -26 до 149 нм. Среднее пропускание при этом тоже превышает 0.82. Данный метод аналогичен методу фазовой модуляции в оптических элементах с непрерывно изменяющимся показателем преломления.

Отметим, что аналогичные методы фазовой модуляции существуют для ППП. В этом случае диэлектрическая ступенька расположена на поверхности металла [11].

Описанные методы фазовой модуляции являются основой для расчета дифракционных структур различного типа для преобразования и фокусировки БПВ. Рассмотрим в качестве примера расчет отражающей брэгговской решетки для БПВ с одной ступенькой с $h = 33$ нм на периоде. При $\lambda = 800$ нм в области ступеньки $n_{\mathrm{eff},1} = 1.74$, вне ступеньки $n_{\mathrm{eff},2} = n_{\mathrm{eff,inc}} = 1.44$. Зависимости эффективных показателей преломления БПВ от длины волны показаны на вставке к рис. 4. Поскольку в соответствии с

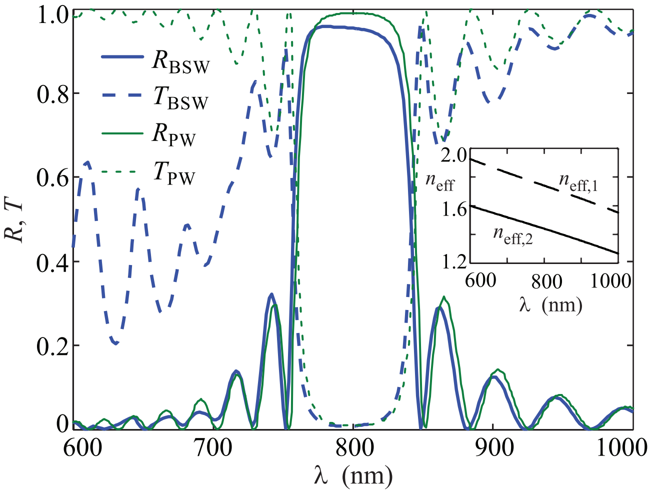

Рис. 4. Спектры отражения (сплошные линии) и пропускания (штриховые линии) брэгговской решетки (16 периодов) для БПВ (толстые линии) и аналогичной решетки для плоской волны (тонкие линии). Вставка – дисперсия эффективных показателей преломления БПВ

рис. 3b и c при $h = 0$ и 33 нм фаза БПВ хорошо описывается выражением (5), длина ступеньки l_1 и расстояние между ступеньками l_2 определялись аналитически из условия $l_1 k_0 n_{\mathrm{eff},1} = l_2 k_0 n_{\mathrm{eff},2} = \pi/2$, обеспечивающего конструктивную интерференцию волн, отраженных от различных периодов решетки. Для рассматриваемого примера $l_1 = 115$ нм, $l_2 = 139$ нм (период решетки составляет 254 нм). На рис. 4 показаны расчетные спектры отражения и пропускания брэгговской решетки для БПВ из 16 периодов (общая длина 4064 нм). Для сравнения там же приведены спектры для аналогичной брэгговской решетки в случае нормально падающей линейно поляризованной плоской электромагнитной волны. При расчетах частотная дисперсия показателей преломления слоев решетки для плоской волны совпадала с дисперсией эффективных показателей преломления БПВ. Рис. 4 показывает, что спектр отражения решетки для БПВ близок к спектру отражения решетки для плоской волны. При этом коэффициент отражения БПВ при $\lambda = 800$ нм превышает 0.95. Следует отметить, что несмотря на отсутствие потерь на поглощение, сумма коэффициентов отражения и пропускания БПВ меньше 1. Это связано с так называемым паразитным рассеянием, вызванным несовпадением поперечных профилей БПВ в разных областях, аналогичным паразитному рассеянию ППП при дифракции на диэлектрических структурах [12]. При этом в области высокого отражения решетки ($R_{\mathrm{BSW}} > 0.95$) потери на рассеяние не превышают 0.04.

Таким образом, в настоящей работе исследованы методы фазовой модуляции БПВ, распространяющейся вдоль границы раздела одномерного фотонного кристалла и однородной среды. Показано, что фазовая модуляция может осуществляться как за счет изменения длины ступеньки (или выемки) в верхнем слое кристалла при фиксированной высоте, так и за счет изменения ее высоты при фиксированной длине. В качестве примера оптического элемента для БПВ рассчитана брэгговская отражающая решетка. На основе исследованных методов фазовой модуляции могут быть созданы и другие оптические элементы для БПВ (призмы, рефракционные и дифракционные линзы и т.д).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ # 13-07-00464, 12-07-00495, 14-07-97005, 12-07-33018, 12-07-31116), гранта фонда “Династия”, гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ # НШ-3970.2014.9 и стипендий Президента РФ молодым ученым и аспирантам (СП-4554.2013.5, СП-1665.2012.5).

1. J. A. J. Polo and A. Lakhtakia, Laser Photon. Rev. **5**, 1 (2011).
2. А. П. Виноградов, А. В. Дорофеенко, А. М. Мерзликин, А. А. Лисянский, УФН **180**, 249 (2010).
3. C. Vandenbem, Opt. Lett. **33**, 2260 (2008).
4. T. Sfez, E. Descrovi, L. Yu, M. Quaglio, L. Dominici, W. Nakagawa, F. Michelotti, F. Giorgis, and H. P. Herzig, Appl. Phys. Lett. **96**, 151101 (2010).

5. E. Descrovi, T. Sfez, M. Quaglio, D. Brunazzo, L. Dominici, F. Michelotti, H. P. Herzig, O. J. F. Martin, and F. Giorgis, Nano Lett. **10**, 2087 (2010).
6. T. Sfez, E. Descrovi, L. Yu, D. Brunazzo, M. Quaglio, L. Dominici, W. Nakagawa, F. Michelotti, F. Giorgis, O. J. F. Martin, and H. P. Herzig, J. Opt. Soc. Am. B **27**, 1617 (2010).
7. T. Sfez, E. Descrovi, L. Dominici, W. Nakagawa, F. Michelotti, F. Giorgis, and H.-P. Herzig, Appl. Phys. Lett. **93**, 061108 (2008).
8. E. Descrovi, F. Giorgis, L. Dominici, and F. Michelotti, Opt. Lett. **33**, 243 (2008).
9. М. Б. Виноградова, О. В. Руденко, А. П. Сухоруков, *Теория волн*, Наука, М. (1979).
10. E. Silberstein, P. Lalanne, J.-P. Hugonin, and Q. Cao, J. Opt. Soc. Am. A **18**, 2865 (2001).
11. E. A. Bezus, L. L. Doskolovich, N. L. Kazanskiy, V. A. Soifer, and S. I. Kharitonov, J. Opt. **12**, 015001 (2010).
12. E. A. Bezus, L. L. Doskolovich, and N. L. Kazanskiy, Appl. Phys. Lett. **98**, 221108 (2011).