

ПОЛЯ И СПЕКТРЫ ОДНОМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА С ДЕФЕКТОМ ИНВЕРСИОННОГО ТИПА

Елисеева С.В., Остаточников В.А., Семенцов Д.И.
Ульяновский государственный университет

Аннотация

Исследуется влияние дефектов инверсионного типа на спектр одномерного фотонного кристалла. Показано, что характер и степень локализации волнового поля в области дефекта, а также положение спектральной линии дефектной моды, форма и её интенсивность существенно зависят от соотношения толщин слоёв и диэлектрических проницаемостей (ДП) в периоде структуры, значения ДП в дефекте, числа полных периодов, положения и количества дефектов в структуре. Обсуждается возможность формирования спектральной линии дефектной моды заданной формы.

Ключевые слова: фотонный кристалл, дефектная мода, фотонная запрещённая зона, слоистые периодические структуры.

Введение

Одномерные слоисто-периодические структуры или фотонно-кристаллические структуры (ФКС), представляющие собой слоисто-периодические структуры (СПС), созданные на основе различных материалов, в последние годы обращают на себя пристальное внимание исследователей. Благодаря возникновению в фотонном спектре ФКС запрещённых зон, эти структуры обладают уникальными оптическими свойствами [1-4]. Большое внимание при этом уделяется изучению модификации фотонного спектра ФКС в результате формирования различных нарушений периодичности структуры. Так, наличие в ФКС «дефекта», нарушающего периодичность, приводит к возникновению в запрещённых зонах бездефектной структуры узких полос пропускания (дефектных минизон), что может быть использовано для эффективного управления параметрами распространяющегося излучения [5-9].

В работе [10] приведена классификация дефектов, которые могут быть одиночными и неодиночными, меняющимися и сохраняющими число слоёв в исходной периодической структуре, состоящими из материала структуры или нового материала (внедрения, замещения, перестановки, инверсии и другие). Наименее изученными среди указанных дефектов являются дефекты инверсионного типа, которые в простейшем случае состоят в изменении порядка следования слоёв в одной из двух частей структуры. Создание дефекта инверсии с технологической точки зрения оказывается предпочтительней дефектов внедрения и замещения, так как не требует введения в структуру слоёв из дополнительного материала.

В настоящей работе исследуется влияние дефектов инверсионного типа на спектры пропускания одномерной ФКС и на распределение в ней волнового поля. Анализируется зависимость степени локализации волнового поля в области симметричного дефекта от величины диэлектрической проницаемости в соседних слоях, обсуждается возможность формирования спектральной линии дефектной моды заданной формы.

Поле

в фотонно-кристаллической структуре

Рассмотрим одномерную ФКС, период L которой состоит из слоёв различных оптически изотропных диэлектриков с толщинами L_1, L_2 и диэлектрическими проницаемостями (ДП) $\varepsilon_1, \varepsilon_2$. Будем считать, что в исследуемом диапазоне частот поглощением материалов слоёв можно пренебречь, поэтому ДП являются действительными величинами. Магнитные проницаемости слоёв μ_1 и μ_2 будем считать равными единице. Такая структура обладает свойствами одноосного кристалла с осью симметрии $\mathbf{n} \parallel OZ$, перпендикулярной границам раздела слоёв. Среда, в которую помещена ФКС, является вакуумом. Будем считать, что волна в структуре распространяется вдоль её оси периодичности, т.е. вдоль оси OZ . В этом случае решение уравнений Максвелла приводит к двум ортогонально поляризованным собственным волнам с компонентами поля $(E_x, H_y, 0)$ и $(H_x, E_y, 0)$ соответственно. Зависимость их от времени выберем пропорциональной множителю $\exp(i\omega t)$. Опуская эти множители, определим в каждом слое компоненты поля для волны первого типа:

$$\begin{aligned} E_{xj} &= A_j \exp(-ik_j z) + B_j \exp(ik_j z), \\ H_{yj} &= -\frac{i}{k_0} \frac{dE_{xj}}{dz}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $k_j = k_0 \sqrt{\varepsilon_j}$ – константа распространения в каждом из слоёв, $k_0 = \omega/c$, ω и c – частота и скорость волны в вакууме. Распределение электрического поля в каждом из N слоёв структуры может быть представлено в виде:

$$\begin{aligned} E_{x1} &= A_1 \exp(-ik_1 z) + B_1 \exp(ik_1 z), \quad 0 < z < z_1, \\ &\vdots \\ E_{xN} &= A_N \exp[-ik_N(z - z_{N-1})] + \\ &\quad + B_N \exp[ik_N(z - z_{N-1})], \quad z_{N-1} < z < z_N. \end{aligned} \quad (2)$$

Выражения для магнитного поля в каждом из слоёв можно найти с помощью выражений (1) и (2).

После этого из условия непрерывности компонент поля E_{xj} и H_{yj} на границах раздела всех слоёв получаем систему уравнений для определения коэффициентов A_j и B_j :

$$\begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (1 + \sqrt{\varepsilon_{j+1}/\varepsilon_j}) e^{ik_j L_j} & (1 - \sqrt{\varepsilon_{j+1}/\varepsilon_j}) e^{ik_j L_j} \\ (1 - \sqrt{\varepsilon_{j+1}/\varepsilon_j}) e^{-ik_j L_j} & (1 + \sqrt{\varepsilon_{j+1}/\varepsilon_j}) e^{-ik_j L_j} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где $L_j = z_j - z_{j-1}$ – толщина j -го слоя, $j = 1, \dots, N$. Полагаем, что при $z = 0$ в структуру вводится излучение с амплитудой A_0 . Так как на выходе из структуры отсутствует падающая на неё волна, $B_N = 0$. С помощью системы уравнений (2) и (3) можно последовательно определить амплитуды поля в каждом слое структуры и соответственно распределение плотности энергии поля по структуре.

Указанный алгоритм нахождения поля в слоистой структуре справедлив для произвольного (периодического и непериодического) чередования слоёв. В случае бинарной периодической структуры удобно ввести двухкомпонентный вектор \mathbf{F}_j с компонентами E_{xj} , H_{yj} и передаточную матрицу \widehat{M} одного периода структуры, которая связывает амплитуды волнового поля в начале и конце l -го периода: $\mathbf{F}_1(z_l) = \widehat{M} \mathbf{F}_2(z_l + L)$. Компоненты этой матрицы имеют вид:

$$\begin{aligned} M_{11} &= C_1 C_2 - \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} S_1 S_2, \\ M_{12} &= -i\sqrt{\varepsilon_2} C_1 S_2 - i\sqrt{\varepsilon_1} C_2 S_1, \\ M_{21} &= -\frac{i}{\sqrt{\varepsilon_2}} C_1 S_2 - \frac{i}{\sqrt{\varepsilon_1}} C_2 S_1, \\ M_{22} &= C_1 C_2 - \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} S_1 S_2, \end{aligned} \quad (4)$$

где введены обозначения $C_j = \cos k_j L_j$, $S_j = \sin k_j L_j$ [9, 10]. Так как слои предполагаются непоглощающими, их диэлектрические проницаемости являются вещественными величинами. При этом матрица \widehat{M} унимодулярна и её определитель равен единице [9-11].

Коэффициенты прохождения периодической ФКС

Связь волновых полей в плоскостях, отстоящих друг от друга на целое число периодов ($z = 0$, $z = NL$), определяется матрицей преобразования \widehat{M}^N :

$$\begin{aligned} H_x(NL) &= (\widehat{M}^N)_{11} H_x(0) + (\widehat{M}^N)_{12} E_y(0), \\ E_y(NL) &= (\widehat{M}^N)_{21} H_x(0) + (\widehat{M}^N)_{22} E_y(0), \end{aligned} \quad (5)$$

которая является целой степенью передаточной матрицы одного периода $\widehat{M}^N = (\widehat{M})^N$. Через элементы матрицы \widehat{M}^N для бездефектной ФКС могут быть выражены амплитудные и энергетические коэффициенты прохождения и отражения [9-11]. Так, амплитудный коэффициент прохождения ФКС определяется выражением

$$t_n = \frac{2n_p}{\left[(\widehat{M}^N)_{11} + n_s (\widehat{M}^N)_{12} \right] n_p + \left[(\widehat{M}^N)_{21} + n_s (\widehat{M}^N)_{22} \right]}, \quad (6)$$

а энергетический коэффициент $T_n = |t_n|^2$. Здесь $n_p = \sqrt{\varepsilon_p}$ и $n_s = \sqrt{\varepsilon_s}$ – показатели преломления сред, граничащих с ФКС со стороны входа и выхода излучения соответственно. В дальнейшем при численном моделировании будем считать эти среды вакуумом, поэтому $n_p = n_s = 1$. В качестве материалов слоёв структуры рассматривались арсенид и нитрид галлия ($GaAs$ и GaN) с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_1 = 11,9$ и $\varepsilon_2 = 5,84$ соответственно. Указанные материалы имеют один тип кубической симметрии $\overline{43m}$ кристаллической решётки и технологически совместимы. Период структуры $L = L_1 + L_2 = 2,5$ мкм.

На рис. 1 представлена частотная зависимость энергетического коэффициента прохождения для периодической ФКС, состоящей из $N = 20$ периодов и не содержащей дефектов (кроме внешних границ). Указанную структуру для краткости мы будем обозначать формулой M^N . Спектры пропускания такой структуры $T_N(\omega)$, построенные для двух значений параметра $\theta = L_1/L_2 = 1$ (рис. 1а) и $\theta = n_2/n_1 = 0,7$ (рис. 1б), состоят из чередующихся областей пропускания и практически полного непропускания излучения. Узкие области непрозрачности, в которых коэффициент пропускания практически равен нулю, в общем случае лежат в частотных интервалах, включающих частоты $\omega_l \approx l\omega_0$, $l = 1; 2; 3; \dots$. При этом в областях пропускания для структуры с полным числом периодов N наблюдаются осцилляции коэффициента пропускания, число которых равно $N - 1$. Характер расположения зон непрозрачности и их ширина, амплитуда осцилляций коэффициента пропускания определяются типом распределения диэлектрической проницаемости в СПС. Так, для структуры с одинаковой оптической толщиной соседних слоёв ($n_1 L_1 = n_2 L_2 = L_0$ и $L_1/L_2 = n_2/n_1$) в спектре отсутствуют чётные, а проявляются только нечётные ($l = 1; 3; \dots$) запрещённые зоны, ши-

рина которых в этом случае максимальна. Таким образом, изменяя отношение толщин соседних слоёв в периоде СПС, можно управлять как шириной зон непрозрачности и их расположением в спектре, так и величиной коэффициента пропускания в заданном интервале частот.

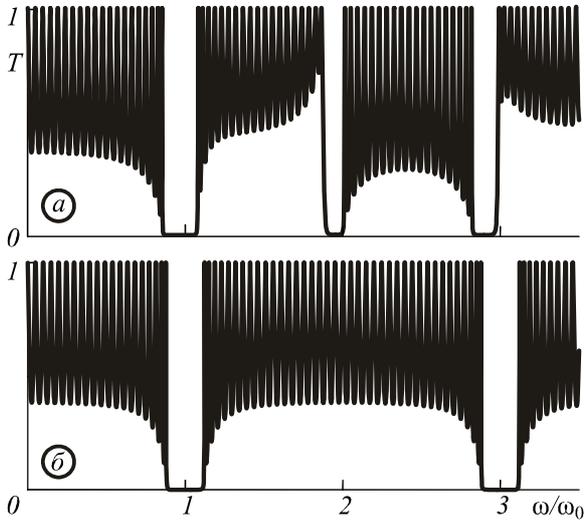


Рис. 1. Спектры прохождения для бездефектной ФКС с $\theta = 1; 0,7$ (а, б)

Спектры и распределение поля в дефектной ФКС

Дефектом ФКС будем считать один или несколько слоёв, занимающих «не своё» место в структуре и нарушающих её периодичность. К важным дефектам периодической структуры необходимо отнести инверсию, которая в простейшем случае заключается в изменении в одной из двух частей структуры порядка следования слоёв на противоположный, т.е. $(N_1 N_2)^a \rightarrow (N_2 N_1)^a$. Этот тип дефектов можно сокращённо определить следующими двумя формулами: $(M)^a (\bar{M})^b$ или $(\bar{M})^a (M)^b$, если инверсия имеет место для целого числа периодов (дефект возникает на границе слоёв соседних периодов). Здесь и в дальнейшем символ \bar{M} означает период структуры с изменённым порядком следования слоёв, т.е. инвертированный период. Если же инверсия охватывает полуцелое число периодов (т.е. дефект возникает на границе соседних слоёв одного из периодов), то формулами инвертированной структуры являются $(M)^{a+1/2} (\bar{M})^{1/2+b}$ или $(\bar{M})^{a+1/2} (M)^{1/2+b}$. В приведённых формулах исходному периоду отвечает передаточная матрица $\hat{M} = \hat{N}_1 \cdot \hat{N}_2$, а инвертированному – матрица $\hat{\bar{M}} = \hat{N}_2 \cdot \hat{N}_1$, где \hat{N}_1 и \hat{N}_2 – передаточные матрицы отдельных слоёв. Матричные элементы передаточной матрицы инвертированного периода связаны с элементами матрицы нормального периода соотношением $(\hat{\bar{M}})_{\alpha\beta} = (\hat{M})_{3-\beta, 3-\alpha}$, где $\alpha, \beta = 1, 2$. Наличие подобного дефекта вызывает изменения в спектре пропускания ФКС и приводит к появлению

минизоны пропускания в запрещённой зоне бездефектного кристалла. Далее на представленных рисунках приведены спектры пропускания и распределения полей в ФКС с одним или несколькими дефектами инверсионного типа. Указанные спектры получены на основе соотношения

$$T(\omega) = \frac{4}{|S_{11} + S_{12} + S_{21} + S_{22}|^2}, \quad (7)$$

где $S_{\alpha\beta}$ – элементы передаточной матрицы ФКС с дефектом. В дальнейшем вычисления проводились для структур без учёта поглощения, поэтому передаточная матрица \hat{S} дефектной структуры является унитарной.

На рис. 2 представлена первая зона непропускания в спектрах пропускания бездефектной ФКС $(M)^{20}$ (рис. 2а) и ФКС с дефектом, возникающим при инверсии одной части структуры относительно другой – $(M)^{10}(\bar{M})^{10}$ и $(\bar{M})^{10}(M)^{10}$ (рис. 2б, в). Сплошным кривым отвечают спектры ФКС с одинаковой оптической толщиной соседних слоёв $n_1 L_1 = n_2 L_2$ ($\theta = n_2 / n_1 = 0,7$), пунктирным кривым отвечает структура с $L_1 = L_2$ ($\theta = 1$). При равенстве оптических толщин слоёв максимум пропускания отвечает центральной частоте зоны непропускания бездефектной структуры $\omega_0 = 1,326 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$. Симметричность структуры относительно расположения дефекта приводит к максимально возможному значению коэффициента пропускания $T(\omega_0) \approx 1$ в дефектной моде.

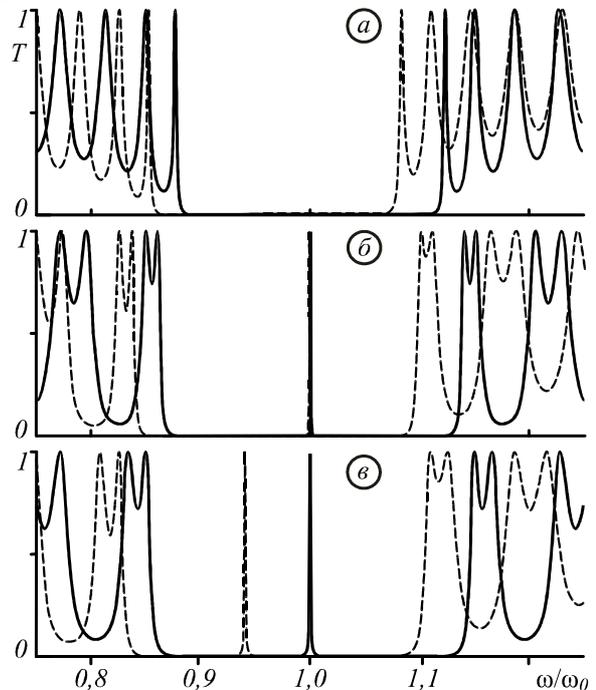


Рис. 2. Спектры прохождения для структур без дефекта (а) и с одним дефектом инверсии (б, в)

Ширина зоны непрозрачности и положение дефектной минизоны для рассматриваемых структур существенно различны. В ФКС с равными толщинами слоёв дефектная минизона смещена относительно центра запрещённой зоны: в сторону больших частот для структуры $(M)^{10}(\bar{M})^{10}$ и в сторону меньших частот для структуры $(\bar{M})^{10}(M)^{10}$. Для обоих типов структур в случае одинаковой оптической толщины слоёв дефектная минизона формируется в центре запрещённой зоны. Ширина зоны непрозрачности дефектной структуры в этом случае является самой большой для всех допустимых значений параметра θ . Спектральная ширина дефектной моды существенно зависит от значения ДП слоёв в области дефекта. У структуры с повышенным значением ДП в области дефекта ширина минизон пропускания намного шире, чем у структуры с пониженным значением. Ширина дефектной минизоны для каждой из двух типов рассматриваемых структур связана с добротностью соответствующего ФК-микрорезонатора соотношением $\Delta\omega_j = \omega_0 / Q_j$.

Величину добротности структуры с достаточной степенью точности можно оценить выражением [12]:

$$Q_j = \frac{4L_0}{n_j\lambda_0} \cdot \frac{\pi\sqrt{T_j R_j}}{1 - T_j R_j}, \quad (8)$$

где λ_0 – длина волны в вакууме, отвечающая частоте ω_0 , T_j и R_j – коэффициенты пропускания и отражения отдельных ФК-зеркал, которые существенно зависят от числа и порядка следования слоёв с большим и меньшим показателем преломления в зеркалах. Видно, что в случае резонантной микрополости с меньшим показателем преломления и ширина минизоны будет меньше.

На рис. 3 приведено распределение квадрата напряжённости волнового электрического поля по ФКС с двумя рассмотренными дефектами инверсионного типа. Характер распределения и степень локализации поля на дефекте существенно зависят от типа дефектной структуры.

Так, для структуры $(M)^{10}(\bar{M})^{10}$ поле максимально локализуется на самом дефекте, т.е. границе нормальной и инвертированной частей структуры, где достигается максимальное значение плотности энергии (рис. 3а). Симметрично расположенные боковые максимумы поля локализованы на границах соседних периодов структуры, а минимумы поля отвечают границам соседних слоёв в каждом из периодов. В структуре $(\bar{M})^{10}(M)^{10}$ на самом дефекте поле отсутствует, а максимальной локализация поля оказывается на границах соседних слоёв в каждом из периодов (рис. 3б). При этом степень локализации в этой структуре оказывается на порядок меньше, чем в структуре $(M)^{10}(\bar{M})^{10}$.

Формирование первой зоны непропускания и дефектной спектральной линии представлены на рис. 4

для инвертированных структур $(M)^{a+1/2}(\bar{M})^{1/2+a}$ и $(\bar{M})^{a+1/2}(M)^{1/2+a}$ (сплошная и пунктирная кривые), у которых инверсия охватывает полуцелое число периодов. Спектры построены при значении параметра $\theta = 0,7$ для трёх значений числа периодов в структуре $N = 2a + 1 = 7; 11; 15$. Видно, что с ростом параметра a спектральная линия дефектной моды сужается и более резкими становятся границы запрещённой зоны ФКС. Анализ также показывает, что увеличение числа слоёв в СПС в случае симметричного расположения дефекта приводит к уменьшению спектральной ширины дефектной минизоны, но не влияет на её положение в спектре пропускания и на величину максимума $T(\omega_0)$. При этом степень локализации поля в области дефекта существенно увеличивается. Так, при увеличении числа периодов в структуре на 2 (по одному в исходной и инвертированной частях структуры) квадрат амплитуды поля в максимуме увеличивается в два раза, т.е. $|E_{\max}(m+1)|^2 \approx 2 |E_{\max}(m)|^2$.

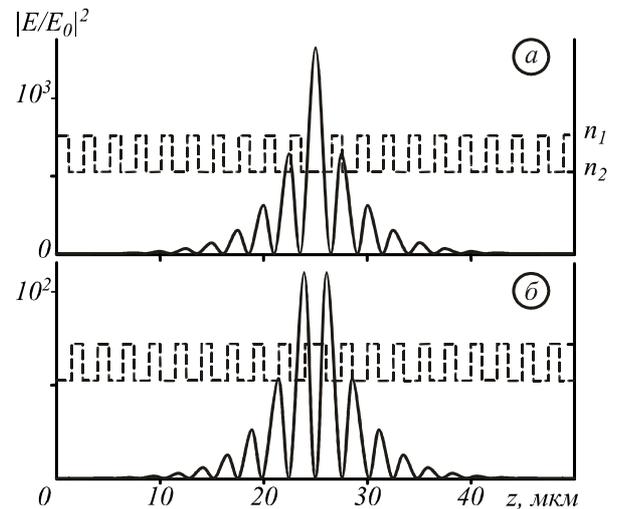


Рис. 3. Распределение плотности энергии волнового поля в ФКС $(M)^{10}(\bar{M})^{10}$ (а) и $(\bar{M})^{10}(M)^{10}$ (б)

Отметим, что положение дефектного слоя в структуре существенно влияет на степень локализации поля на дефекте.

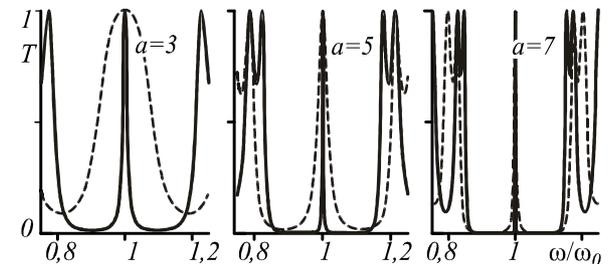


Рис. 4. Спектральная линия дефектной моды для двух типов структур с дефектом инверсии

В табл. 1 приведены максимальные значения плотности поля $|E_{\max} / E_0|^2$, достигаемые на дефекте

инверсионного типа в структурах $(M)^a(\bar{M})^{20-a}$ и $(\bar{M})^a(M)^{20-a}$ при различных значениях параметра a . Обращает на себя внимание тот факт, что максимум усиления наблюдается не на симметричной де-

фектной структуре, а при смещении дефекта на один период ко входу излучения в структуру, т.е. при $a = 9$.

Таблица 1. Значения величины $|E_{max} / E_0|^2$ для двух типов структур

a	5	6	7	8	9	10	11	12
$\hat{M}^a \hat{M}^{20-a}$	145,2	297,5	596,1	1125,5	1683,7	1322,9	399,7	63,5
$\hat{\bar{M}}^a \hat{\bar{M}}^{20-a}$	12,2	24,9	49,9	94,6	141,4	110,9	33,5	5,3

На рис. 5 представлены спектры пропускания и форма спектральных линий дефектных мод, полученные для структур $(M)^a(\bar{M})^b$ и $(\bar{M})^a(M)^b$ (сплошные и пунктирные кривые) при изменении числа неинвертированных и инвертированных периодов ($a = 7...11, b = 20 - a$), но при сохранении полного числа периодов ($a + b = 20$). Видно, что сдвиг дефекта от центра структуры приводит к уменьшению интенсивности дефектной линии и увеличению её ширины. При этом ширина линии дефектной моды структуры $(M)^a(\bar{M})^b$ намного уже, чем ширина линии структуры $(\bar{M})^a(M)^b$. Отметим, что спектры со значениями параметров $a = 9, b = 11$ и $a = 11, b = 9$ идентичны. Идентичными также должны быть спектры инвертированных структур, отвечающие параметрам $(a, b = N - a)$ и $(N - a, b = a)$.

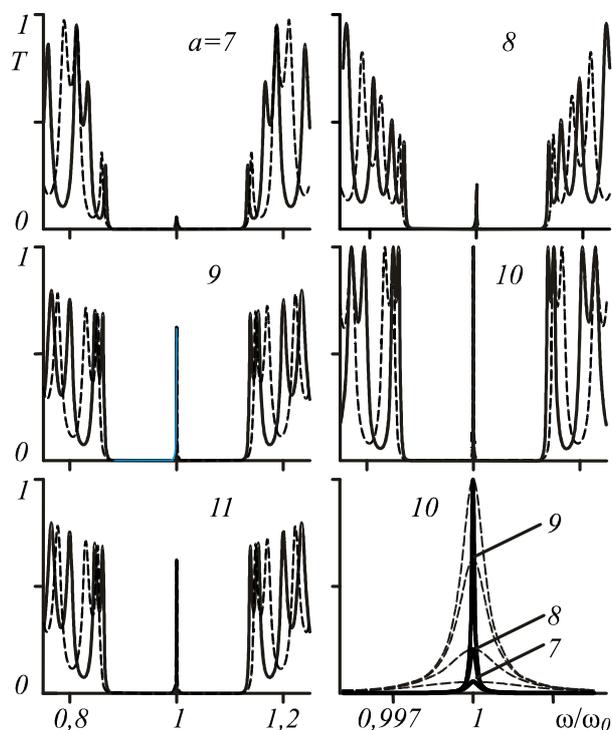


Рис. 5. Спектры пропускания и спектральные линии дефектных мод для ФКС $(\hat{M})^a(\hat{\bar{M}})^b$ (сплошная линия) и $(\hat{\bar{M}})^a(\hat{M})^b$ (пунктирная линия)

На рис. 6 представлены спектры пропускания, полученные для структуры $(\hat{I})^a(\hat{\bar{M}})^b(M)^a$, у которой число боковых неинвертированных периодов остаётся неизменным ($a = 5$), а число центральных инвертированных периодов изменяется ($b = 3; 5; 7; 9; 11$). В отличие от рассмотренных выше указанная структура имеет две дефектных границы, что и определяет число дефектных мод в запрещённой зоне ФКС. Действительно, с увеличением числа инвертированных периодов две симметричные дефектные моды, отделившиеся при $b = 1$ от границ зоны, начинают сближаться, образуя в центре дефектную минизону. При $b = 5$ в центре зоны образуется дефектная минизона сложного профиля с максимальным значением коэффициента пропускания $T \approx 0,4$. При $b = 9$ форма дефектной линии принимает лоренцевский вид и её интенсивность резко возрастает.

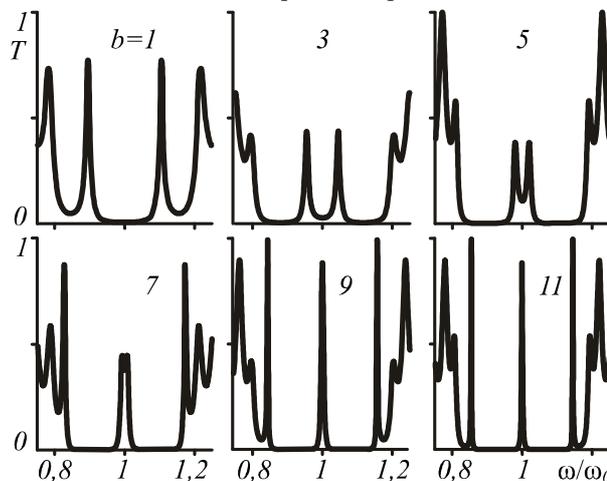


Рис. 6. Спектры пропускания для структуры $(\hat{I})^a(\hat{\bar{M}})^b(M)^a$ с двумя дефектами инверсии, $a = 5$

Заключение

Проведённый анализ показывает, что в ФКС с дефектом инверсии, состоящей из чередующихся слоёв с различным показателем преломления, в фотонных запрещённых зонах появляются минизоны, для которых коэффициент прохождения близок к единице. Для ФКС с одиночным дефектом и одинаковыми оптическими толщинами соседних слоёв дефектная мода всегда располагается в середине запрещённой зоны. Сдвиг дефекта от середины к краям структуры

влияет на интенсивность дефектной моды, которая при этом уменьшается. При произвольных толщинах слоёв дефектная мода смещается от центра запрещённой зоны: при большем показателе преломления на дефекте – в область меньших частот, а при меньшем показателе преломления – в область больших частот. Ширина минизоны пропускания зависит от значения диэлектрической проницаемости на дефекте, числа слоёв и порядка их следования в боковых ФК-зеркала. Степень локализации поля на дефекте также зависит от диэлектрических проницаемостей слоёв, составляющих дефект. В случае, когда в области дефекта встречаются слои с меньшей диэлектрической проницаемостью, максимум поля наблюдается на границе «нормальной» и инвертированной структуры. В структурах, где дефект составляют слои с большей диэлектрической проницаемостью, на границе «нормальной» и инвертированной структуры наблюдается минимум поля, а максимумы сдвинуты на границы между слоями, составляющими соседние периоды ФКС. Комбинация двух дефектов инверсии позволяет формировать спектральную линию дефектной моды заданного профиля. Слабое поглощение, которое всегда имеет место в структуре, приводит к уменьшению прозрачности структуры вне запрещённых зон, однако внутри этих зон отражательную способность СПС практически не изменяет.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг.

Литература

1. **Sakoda, K.** Optical properties of photonic crystals / K. Sakoda – Springer Verlag, 2005. – 223 p.
2. **Johnson, S.G.** Photonic crystals: the road from theory to practice / S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos – Springer, Massachusetts Institute of Technology, 2001. – 165 p.
3. **Yeh, P.** Optical waves in layered media / Pochi Yeh – John Wiley & Sons, New Jersey, 1988 – 406 p. – ISBN 0471828661.
4. **Басс, Ф.Г.** Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешётками / Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов – М.: Наука, 1989. – 288 с.
5. **Sang, Z.F.** Properties of defect modes in one-dimensional photonic crystals containing a graded defect layer / Z.F. Sang and Z.Y. Li // Optics Communications. – 2007. – Vol. 273(1). – P. 162-166. – ISSN 0030-4018.
6. **Котляр, В.В.** Нанофотоника – манипулирование светом с помощью наноструктур / В.В. Котляр // Компьютерная оптика. – 2008. – Т. 32, № 2. – С. 119-135.
7. **Глушченко, А.Г.** Влияние намагничённости слоёв магнитооптической структуры на отражение электромагнитных волн / А.Г. Глушченко, Г.Н. Гончарова, Н.Л. Казанский, Л.В. Топоркова // Компьютерная оптика. – 2008. – Т. 35, № 2. – С. 231-237.
8. **Ветров, С.Я.** Локализованные электромагнитные моды и спектр пропускания одномерного фотонного кристалла с дефектами решётки / С.Я. Ветров, А.В. Шабанов // ЖЭТФ. – 2001. – Т. 120, № 5. – С. 1126-1134. – ISSN 1063-7761.
9. **Елисева, С.В.** Дефектные моды и магнитооптическая активность одномерного магнитофотонного кристалла / С.В. Елисева, Д.И. Семенцов // ЖЭТФ. – 2011. – Т. 139, № 2. – С. 1126-1134.
10. **Елисева, С.В.** Оптические спектры дефектных одномерных фотонных кристаллов / С.В. Елисева, Д.И. Семенцов // Оптика и спектроскопия. – 2010. – Т. 109, № 5. – С. 789-797. – ISSN 1562-6911.
11. **Born, M.** Principles of Optic / M. Born, E. Wolf – Oxford: Pergamon Press, 1965 – 720 p.
12. **Королёв, Ф.А.** Теоретическая оптика / Ф.А. Королёв – М.: Высшая школа, 1966. – 555 с.

References

1. **Sakoda, K.** Optical properties of photonic crystals / K. Sakoda. – Springer Verlag, 2005. – 223 p.
2. **Johnson, S.G.** Photonic crystals: the road from theory to practice / S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos. – Springer, Massachusetts Institute of Technology, 2001. – 165 p.
3. **Yeh, P.** Optical waves in layered media / Pochi Yeh. – John Wiley & Sons, New Jersey, 1988 – 406 p. – ISBN 0471828661.
4. **Bass, F.G.** HF Properties of Semiconductors with Superlattices / F.G. Bass, A.A. Bulgakov, A.P. Tetervov. – Moscow: “Nauka” Publisher, 1989. – 288 p. – (In Russian). [Bass, F.G. Kinetic and Electrodynamical Phenomena in Classical and Quantum Semiconductor Superlattices / F.G. Bass, A.A. Bulgakov. – New York: Nova Science, 1997. – 450 p.]
5. **Sang, Z.F.** Properties of defect modes in one-dimensional photonic crystals containing a graded defect layer / Z.F. Sang and Z.Y. Li. // Optics Communications. – 2007. – Vol. 273(1). – P. 162-166. – ISSN 0030-4018.
6. **Kotlyar, V.V.** Nanophotonics – the manipulation of light by nanostructures / V.V. Kotlyar // Computer Optics. – 2008. – V. 32, N 2. – P. 119-135. – (In Russian).
7. **Glushchenko, A.G.** Effect of magnetization of magneto-optic structure on the reflection of electromagnetic waves / A.G. Glushchenko, G.N. Goncharova, N.L. Kazanskiy, L.V. Toporkova // Computer Optics. – 2008. – Vol. 35, N 2. – P. 231-237. – (In Russian).
8. **Vetrov, S.** Localized electromagnetic modes and the transmission spectrum of a one-dimensional photonic crystal with lattice defects / S. Vetrov, A. Shabanov // Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 2001. – Vol. 120, N 5. – P. 1126-1134. – ISSN 1063-7761. – (In Russian).
9. **Eliseeva, S.V.** Defect modes and magneto-optical activity of a one-dimensional magnetophotonic crystal / S.V. Eliseeva, D.I. Sementsov // JETP. – 2011. – Vol. 139, N 2. – P. 199-203. – (In Russian).
10. **Eliseeva, S.V.** Optical spectra of one-dimensional defect photonic crystals / S.V. Eliseeva, D.I. Sementsov // Optics and Spectroscopy/ – 2010. – Vol. 109, N 5. – P. 790-798. – ISSN 1562-6911. – (In Russian)
11. **Born, M.** Principles of Optic / M. Born, E. Wolf. – Oxford: Pergamon Press, 1965. – 720 p.
12. **Korolev, F.A.** Theoretical Optic / F.A. Korolev. – Moscow: “Vyshaya shkola” Publisher, 1966. – 555 p.

FIELD AND SPECTRA OF ONE-DIMENSIONAL PHOTONIC CRYSTAL WITH INVERSION TYPE DEFECT

S.V. Eliseeva, V.A. Ostatochnikov, D.I. Sementsov
Ulyanovsk State University

Abstract

The influence of inversion type defects on the spectrum of one-dimensional photonic crystal has been investigated. It has been shown that character and degree of wave field localization in the defect area, as well as the position of a spectral line of the defect mode, the shape and its intensity depend strongly on the ratio of layer thickness and permittivity in the period of the structure, the values of permittivity in the defect, the number of full periods, location and number of defects in the structure. It has been discussed the possibility of formation of spectral lines of the defect modes of a given shape.

Key words: photonic crystal, defect mode, photonic band gap, layered periodic structures.

Сведения об авторах



Елисеева Светлана Вячеславовна, 1976 года рождения. В 2000 году окончила физико-технический факультет Ульяновского государственного университета, в 2001 году окончила магистратуру. В 2005 году защитила кандидатскую диссертацию. В настоящее время является ассистентом кафедры радиофизики и электроники Ульяновского государственного университета. Область научных интересов – численное моделирование волновых процессов, слоистые периодические структуры, фотонные кристаллы, магнитооптические эффекты.

E-mail: eliseeva-sv@yandex.ru.

Svetlana Vyacheslavovna Eliseeva (b. 1976) graduated from the Physico - Technical Department of Ulyanovsk State University in 2000, received a M.Sc in Physics in 2001, received her Candidate in Physics & Maths degree in 2005. She is currently an assistant in the Department of Radio Physics and Electronics of Ulyanovsk State University. Her research interests are numerical simulation of wave processes, layered periodic structures, photonic crystals, magneto-optical effects.



Остаточников Владимир Александрович, 1986 года рождения. В 2009 году окончил Ульяновский государственный университет по специальности «Физика». В настоящий момент является аспирантом кафедры радиофизики и электроники Ульяновского государственного университета. С 2010 года является сотрудником Научно-исследовательского технологического института Ульяновского государственного университета. Область научных интересов – численное моделирование волновых процессов, фотонные кристаллы, нелинейные среды.

E-mail: ostatochnikov_vladimir@mail.ru.

Vladimir Alexandrovich Ostatochnikov (b. 1986) graduated from Ulyanovsk State University, specialty in "Physics" in 2009. He is currently a postgraduate student in the department of Radio Physics and Electronics of Ulyanovsk State University. Since 2010 he has been, an employee of the Research Institute of Technology of Ulyanovsk State University. Research interests are numerical simulation of wave propagation, photonic crystals, nonlinear media.



Семенцов Дмитрий Игоревич, 1942 года рождения. В 1968 году окончил физический факультет Ростовского государственного университета, в 1972 году – аспирантуру при МГТУ им. Н.Э. Баумана. В 1984 году защитил докторскую диссертацию. Доктор физико-математических наук, профессор кафедры радиофизики и электроники Ульяновского государственного университета. Область научных интересов – магнитодинамика, ферромагнитный и спин-волновой резонансы, интегральная и волоконная оптика, взаимодействие лазерного излучения с анизотропными и неоднородными структурами.

E-mail: sementsovdi@mail.ru.

Dmitriy Igorevich Sementsov (b. 1942) graduated from the Department of Physics, Rostov State University in 1968, received his Candidate in Physics & Maths (1972) degree from the N.E. Bauman Moscow State Technical University and received his Doctor in Physics & Maths in 1984. Professor of Department of Radio Physics and Electronics of Ulyanovsk State University, academician RANS. His research interests are currently focused on magneto-dynamics, ferromagnetic and spin-wave resonance, integrated and fiber optics, the interaction of laser radiation with anisotropic and inhomogeneous structures.

Поступила в редакцию 28 декабря 2011 г.