

ПЛОТНОСТЬ ФОТОННЫХ СОСТОЯНИЙ В ОДНОМЕРНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ С ДЕФЕКТНЫМ АНИЗОТРОПНЫМ ВКЛЮЧЕНИЕМ

Е. Е. Ушакова, С. Н. Курилкина

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы внимание многих исследователей привлекают фотонные кристаллы (ФК), отличительной особенностью которых является наличие фотонных запрещенных зон – частотных областей, в которых оптические моды и спонтанная эмиссия полностью отсутствуют [1]. Частным случаем ФК являются ограниченные слоисто-периодические структуры (СПС), технология изготовления которых достаточно разработана. Вследствие широких перспектив практического применения представляют интерес несовершенные СПС, содержащие дефектное включение [2]. Однако, как правило, в качестве последнего рассматривается изотропный слой. В настоящем сообщении анализируется влияние анизотропии включения на характеристики пропускания одномерного фотонного кристалла.

ПЛОТНОСТЬ ФОТОННЫХ СОСТОЯНИЙ В ОДНОМЕРНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ С ДЕФЕКТНЫМ АНИЗОТРОПНЫМ ВКЛЮЧЕНИЕМ

Рассмотрим представленный на *рис. 1а* одномерный фотонный кристалл, ограниченный с двух сторон воздухом $n_0 = 1$. Исследуемая структура имеет $2N$ периодов, каждый из которых состоит из двух слоев: оксида циркония (ZrO_2) толщиной $d_1 = 120$ нм и плавленного кварца (SiO_2) толщиной $d_2 = 90$ нм. В центре указанной структуры помещен кристаллический слой ВВО толщиной $d_3 = 1$ мм.

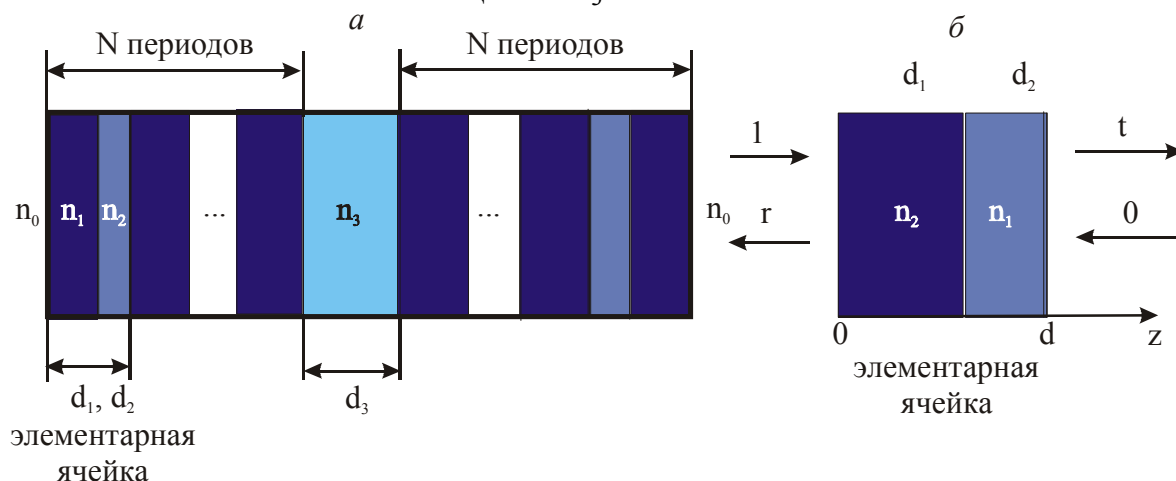


Рис. 1 а Слоисто-периодическая структура с дефектным анизотропным включением,
б граничные условия для элементарной ячейки

Пусть на структуру под углом γ_0 падает световой пучок. В соответствии с [3] матрица преобразования, связывающая поле на входе и выходе структурной ячейки $\mathbf{M}$, а также всей среды $\mathbf{M}^N$ в целом, может быть представлена в виде:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1/t & \mathbf{r}^*/t^* \\ \mathbf{r}/t & 1/t^* \end{pmatrix}, \mathbf{M}^N = \frac{1}{\sin \beta} [\mathbf{M} \sin N\beta - \mathbf{I} \sin(N-1)\beta] \quad (1)$$

где t, r – соответственно коэффициент пропускания и отражения структурного элемента, β – бловская фаза, определяемая выражением:

$$\cos \beta = \text{Re}(1/t) \quad (2)$$

В случае, когда структурный элемент фотонного кристалла образован двумя слоями, матрица преобразования $\mathbf{M}$ образована в результате умножения матриц двух типов:

$$\mathbf{M} = \Delta_{12} \tilde{\mathbf{I}}(-\mathbf{p}_2) \Delta_{21} \tilde{\mathbf{I}}(-\mathbf{p}_1), \Delta_{ij} = \begin{pmatrix} \mathbf{a}_{ij}^+ & \mathbf{a}_{ij}^- \\ \mathbf{a}_{ij}^- & \mathbf{a}_{ij}^+ \end{pmatrix}, \tilde{\mathbf{I}}(\mathbf{p}_i) = \begin{pmatrix} e^{i\mathbf{p}_i} & 0 \\ 0 & e^{-i\mathbf{p}_i} \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$\mathbf{p}_i = \frac{\omega}{c} \mathbf{n}_i \cos \gamma_i \mathbf{d}_i; \mathbf{a}_{ij}^+ = 1/t_{ij}; \mathbf{a}_{ij}^- = r_{ij}/t_{ij}.$$

Для ТЕ волн

$$t_{ij} = \frac{2n_i \cos \gamma_i}{n_i \cos \gamma_i + n_j \cos \gamma_j}; r_{ij} = \frac{n_i \cos \gamma_i - n_j \cos \gamma_j}{n_i \cos \gamma_i + n_j \cos \gamma_j}. \quad (4)$$

Здесь t_{ij}, r_{ij} – коэффициенты пропускания и отражения на границе $n_i \rightarrow n_j$. Для ТМ волн соответствующие выражения получаются из (4) при замене $n_i \rightarrow 1/n_i$. Для структуры, ограниченной некоторой преломляющей средой, представив матрицу преобразования в виде, аналогичном (1), получаем выражение коэффициента пропускания $t^\#$:

$$\frac{1}{t^\#} = \frac{1}{\mathbf{T}_{01}} \left\{ \frac{1}{\mathbf{t}_N} + 2i \text{Im} \left(\frac{\mathbf{r}_N}{\mathbf{t}_N} \right) \mathbf{r}_{01} - \frac{\mathbf{R}_{01}}{\mathbf{t}_N^*} \right\}; \quad (5)$$

$$\frac{1}{\mathbf{t}_N} = \frac{1}{\mathbf{t} \sin \beta} (\sin N\beta - \sin(N-1)\beta), \frac{\mathbf{r}_N}{\mathbf{t}_N} = \frac{\mathbf{r}}{\mathbf{t}} \frac{\sin N\beta}{\sin \beta}.$$

Наличие дефектного анизотропного слоя учитывается введением матрицы $\mathbf{M}_D$, описывающей прохождение излучения через дефект.

$$\mathbf{M}_D = \Delta_{13} \tilde{\mathbf{I}}(-\mathbf{p}_3) \Delta_{31}. \quad (6)$$

При этом коэффициент пропускания определяется соотношением (5), в котором следует произвести замену:

$$\frac{1}{t_N} \rightarrow \frac{1}{t_S} = \frac{1}{t_N^2 t'_R} + \frac{r_N^* r'_R}{|t_N|^2 t'_R} + \frac{r_N r'^*_R}{t_N^2 t'^*_R} + \frac{|r_N^*|^2}{|t_N|^2 t'^*_R}. \quad (7)$$

Здесь t'_R, r'_R – коэффициенты пропускания и отражения для дефектного слоя.

Важной характеристикой, определяющей интенсивность излучения в среде, является плотность фотонных состояний $\rho = \partial k / \partial \omega$, выражение для которой можно получить, учитывая смысл коэффициента пропускания $t^\# = |t^\#| \exp i k \tilde{d}$, где k – эффективное волновое число, $\tilde{d}$ – путь, пройденный светом в периодической среде.

$$\rho(\omega) = \frac{dk}{d\omega} = \frac{1}{\tilde{d}} \frac{\frac{dy}{dx} x - \frac{dx}{dy} y}{x^2 + y^2}, x = \text{Re}(t^\#); y = \text{Im}(t^\#). \quad (8)$$

Воспользуемся полученными выражениями для анализа особенностей локализации световой энергии в одномерном фотонном кристалле, содержащем в качестве включения кристаллический слой (см. рис.2).

Как видно, наличие дефектного включения ведет к появлению дополнительных узких максимумов частотной зависимости плотности фотонных состояний ρ внутри фотонной запрещенной зоны (рис. 2а). При этом наиболее ярко выраженные максимумы имеют место на границе запрещенной зоны (рис. 2б), однако их положение изменяется по сравнению со случаем бездефектной среды. Максимальная плотность фотонных состояний, как видно из рисунков, наблюдается на частотах, соответствующих границе фотонной запрещенной зоны. Следовательно, на данных частотах возможна локализация энергии, а также усиление оптических нелинейных эффектов в ПС с анизотропным дефектом.

Отметим, что максимумы ρ для ТЕ и ТМ волн различны (рис. 2). Увеличение угла падения ведет к уменьшению максимумов ρ и возрастанию смещения друг относительно друга максимумов, соответствующих ТЕ и ТМ волнам. Положение дефектных максимумов ρ внутри запрещенной зоны чувствительно к числу периодов структуры, толщине каждого слоя в периоде (рис. 2). При наличии дефектного анизотропного включения в СПС происходит модуляция коэффициента пропускания (рис. 2).

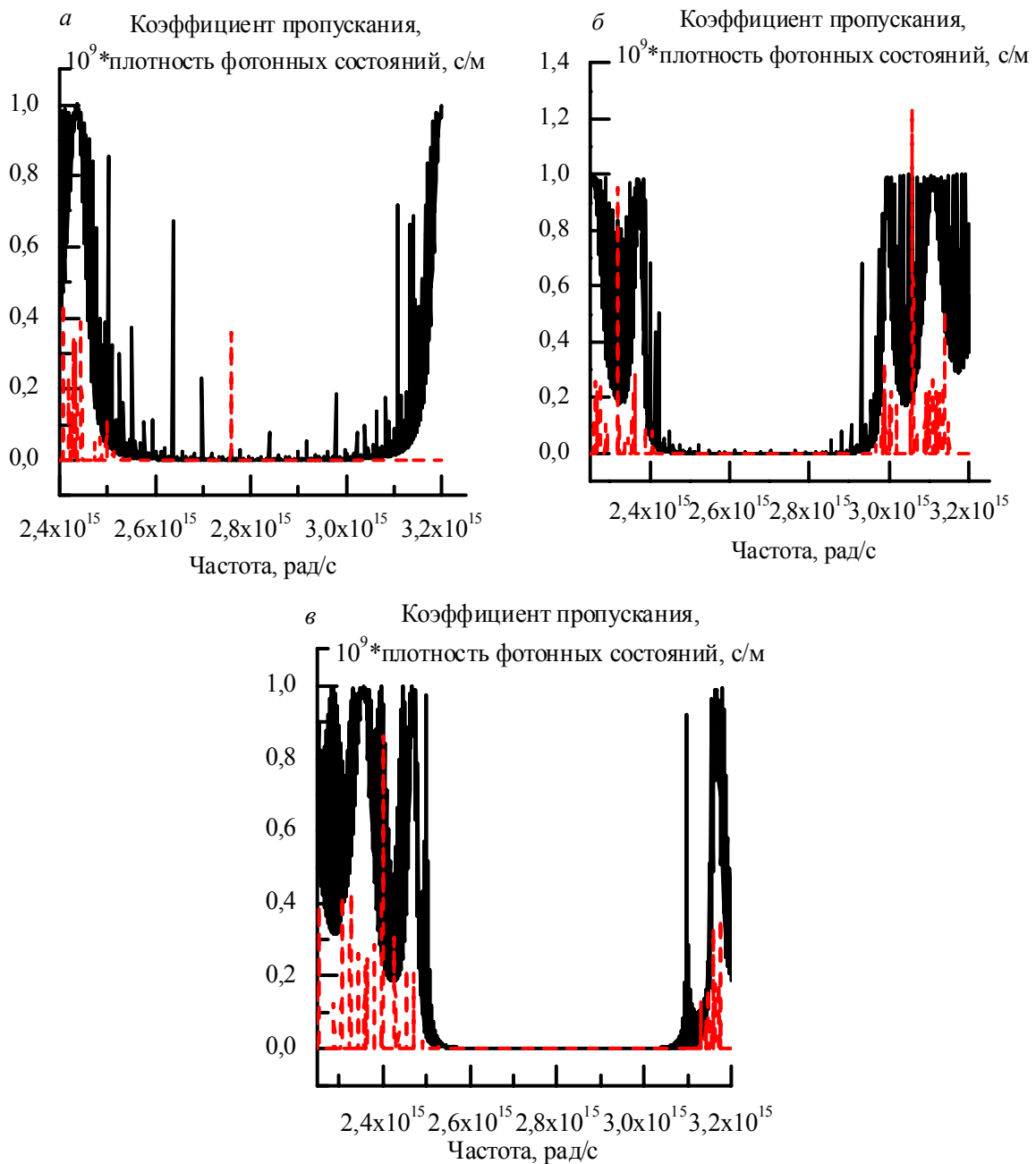


Рис. 2 Частотная зависимость коэффициента пропускания и плотности фотонных состояний TE- (а) ТМ- волны (б, в) а) $\gamma_0=30^\circ$, $N=12$, б) $\gamma_0=3^\circ$, $N=16$, в) $\gamma_0=30^\circ$, $N=16$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящем сообщении показано, что наличие анизотропного включения обуславливает существенную модификацию частотной зависимости плотности фотонных состояний: появление дополнительных узких максимумов внутри фотонной запрещенной зоны, чувствительных к геометрии структурного элемента ФК, изменение поло-

жения максимумов ρ на границе фотонных запрещенных зон и возникновение зависящей от величины анизотропии «модуляции» коэффициента пропускания.

Отметим, что максимумы частотной зависимости плотности фотонных состояний для ТЕ и ТМ волн различны, что обуславливает различие в условиях достижения наибольшей локализации их энергии в среде.

Полученные результаты могут быть использованы при расчете и оптимизации фильтров, устройств задержки, оптических нелинейных преобразователей.

Литература

1. *Yablonovich E.* Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics // Phys. Rev. Lett. – 1987. – Vol. 58. – P. 2059.
2. *Kurilkina S., Kroening M., Kazak N., Belyi V., Khilo N.* Formation of radially and azimuthally polarized Bessel light beams under the interaction with a layered- periodical medium having defect inclusions// Optical Design and Engineering II / Editors: Laurent Mazuray, Rolf Wartmann. Proc. SPIE, 5962, 59622S1 – 59622S8 (2005).
3. *Jon M. Bendickson, Jonathan P. Dowling, Michael Scalora* Analitic expressions for the electromagnetic mode density in finite, one – dimensional, photonic band – gap structures //Phys. Rev. E. – 1996. – Vol. 53, №4. – P. 4107 – 4121.

ПРИБОР ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА БАЗЕ ПРИМЕНЕНИЯ ТЕРМОПАРЫ ТИП К И ТЕРМОРЕЗИСТОРА RT1000

Т. К. Фенюк

Простейший (и, кстати, наиболее точный) метод калибровки значений температуры заключается в составлении и размещении в памяти ЭВМ градуировочной таблицы соответствия значений термо-э.д.с. и температуры, либо термо-сопротивления и температуры (для термо-резистивных преобразователей). Серьезным единственным недостатком табличного метода является его высокая ресурсоемкость, с точки зрения его размещения (при широком температурном диапазоне требуется очень большой объем таблицы).

Когда требуется наиболее точнее подойти к измерению температуры, получить наиболее линейную зависимость, то в этом случае выбор однозначно приходится на термо-резистивные преобразователи, но данный случай не обходится без уменьшения измеряемого интервала температур, что порой весьма осложняет поставленную задачу измерения. Выходом, является комбинированное применение обоих видов первичных преобразователей, что учтено при разработке прибора измерения температуры.