

УДК 535.361

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ, ЗАПОЛНЕННЫХ ПАРАМИ ЙОДА

А. А. Горбацевич, В. С. Горелик, А. В. Фриман

В работе сообщается о свойствах электромагнитных волн в фотонном кристалле, поры которого заполнены парами йода. Установлены условия проявления резонанса диэлектрической проницаемости в видимой области спектра, обусловленного электронным переходом в молекулах йода. Для исследованного резонансного фотонного кристалла рассчитан вид дисперсионных кривых, групповые скорости электромагнитных волн и спектры отражения при различных значениях диаметров глобул.

Ключевые слова: фотонный кристалл, групповая скорость, период, структура, плотность энергии, атомный слой, элементарная ячейка.

Введение. Как было установлено в работах [1–4], в периодических сверхструктурах (фотонных кристаллах) присутствуют запрещенные зоны для электромагнитных волн.

Особый интерес представляет ситуация, когда в поры фотонного кристалла введено вещество или в кристалле присутствуют дефекты, характеризующиеся проявлением резонансов диэлектрической проницаемости в области запрещённых зон. В этом случае фотонные кристаллы называют резонансными.

Объектом наших исследований служили трёхмерные фотонные кристаллы – искусственные опалы. Кристаллическая структура опала представляет собой ГЦК решетку, построенную из глобул диоксида кремния (кремнезёма). Введение в поры фотонного кристалла различных веществ изменяет свойства электромагнитных волн. Характер изменения этих свойств можно установить на основе вида соответствующих дисперсионных кривых. В данной работе был проведен расчет дисперсионных кривых электромагнитного излучения в глобулярном фотонном кристалле, заполненном парами йода. В работе ставилась задача расчета вида спектров отражения от поверхности (111) искусственного опала при введении в его поры паров йода. Кроме того, были рассчитаны дисперсионные зависимости групповой скорости электромагнитных волн в фотонном

кристалле. В связи с анализом дисперсионных зависимостей для заданного кристаллографического направления [111] при расчёте дисперсионных кривых глобулярных фотонных кристаллов была использована модель одномерной слоистой среды [1].

К теории дисперсии электромагнитных волн в фотонном кристалле. Одномерная периодическая среда состоит из чередующихся слоев двух материалов с различными показателями преломления. В заданном кристаллографическом направлении трехмерную решетку фотонного кристалла можно анализировать как одномерную.

Рассмотрим простейшую периодическую слоистую среду, состоящую из двух различных веществ со следующим профилем показателя преломления:

$$n(z) = \begin{cases} n_2, & 0 < z < a_1 \\ n_1, & a_1 < z < a. \end{cases} \quad (1)$$

При этом имеет место соотношение:

$$n(z) = n(z + a).$$

Здесь ось z перпендикулярна границам раздела слоев, a – период решётки. Общее решение волнового уравнения для вектора электрического поля можно записать в виде:

$$E(z, t) = E(z) \exp(i\omega t). \quad (2)$$

Как показано в работе [1], распределение электрического поля в рассматриваемом слое можно представить следующим образом:

$$E(y, z) = [a_n^{(\alpha)} \exp(-ik_{\alpha z}(z - na)) + b_n^{(\alpha)} \exp(ik_{\alpha z}(z - na))] \exp(-ik_y y). \quad (3)$$

Здесь

$$k_{\alpha z} = \left[\left(\frac{n_{\alpha} \omega}{c} \right)^2 - k_y^2 \right]^{1/2}, \quad \alpha = 1; 2. \quad (4)$$

Электрическое поле внутри каждого однородного слоя можно представить в виде суммы падающей и отраженной плоских волн. Комплексные амплитуды этих двух волн составляют компоненты вектора-столбца. Таким образом, электрическое поле в слое α , ($\alpha = 1; 2$), n -й элементарной ячейки можно записать в виде вектора-столбца

$$\begin{pmatrix} a_n^{(\alpha)} \\ b_n^{(\alpha)} \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Условия непрерывности $E_x, H_y \sim \frac{\partial E_x}{\partial z}$ на границах ячеек приводят к следующему дисперсионному уравнению [1]:

$$\cos(ka) = \cos(k_1 a_1) \cos(k_2 a_2) - \frac{1}{2} \left(\frac{n_1}{n_1} + \frac{n_1}{n_2} \right) \sin(k_1 a_1) \sin(k_2 a_2), \quad a_2 = a - a_1. \quad (6)$$

Значения правой части, превышающие единицу, соответствуют запрещенной зоне. В дальнейшем мы будем использовать это уравнение в виде:

$$\cos(ka) = \cos\left(\frac{\omega\sqrt{\epsilon_1}}{c_0} a_1\right) \cos\left(\frac{\omega\sqrt{\epsilon_2}}{c_0} a_2\right) - \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{\sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2}} \right) \sin\left(\frac{\omega\sqrt{\epsilon_1}}{c_0} a_1\right) \sin\left(\frac{\omega\sqrt{\epsilon_2}}{c_0} a_2\right). \quad (7)$$

В данной работе был учтен только один электронный переход между основным и первым возбуждённым электронным состоянием молекулы I_2 . Значение энергии перехода было взято из [5] и соответствовало 15770 см^{-1} .

Согласно модели, используемой в работе [6], диэлектрическая проницаемость материальной среды при наличии резонанса на частоте ω_0 может быть представлена в виде:

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2} = \frac{\omega_0^2 + \omega_p^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} = \frac{\omega_l^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2}; \quad \omega_l^2 = \omega_0^2 + \omega_p^2. \quad (8)$$

Групповая скорость электромагнитной волны характеризует скорость распространения огибающей соответствующего волнового пакета. На основе использования закона дисперсии $k(\omega)$, полученного из соотношения (7), в кристалле можно установить дисперсионную зависимость для групповой скорости

$$V(\omega) = \frac{d\omega}{dk} = \frac{1}{\frac{dk(\omega)}{d\omega}}. \quad (9)$$

На основании соотношения (7) нами в численном виде была получена дисперсионная зависимость $k(\omega)$ и с использованием этой зависимости в результате численного дифференцирования установлена дисперсия групповой скорости.

Для расчета спектра отражения использовалась формула Френеля для нормального падения излучения на поверхность (111) фотонного кристалла:

$$R(\omega) = \left| \frac{\frac{ck(\omega)}{\omega} - 1}{\frac{ck(\omega)}{\omega} + 1} \right|^2. \quad (10)$$

В связи с тем, что в области частот внутри запрещённой зоны показатель преломления становится чисто мнимым, коэффициент отражения стремится к единице.

Были проведены расчёты дисперсионных зависимостей для фотонных кристаллов, созданных на основе искусственных опалов с диаметрами глобул 250, 300 и 350 нм. Полученные дисперсионные зависимости $\omega(k)$ приведены на рис. 1–3. Линии 1 соответствует дисперсионная кривая кристалла с порами, заполненными воздухом; линии 2 – с порами, заполненными парами йода с концентрацией $2.34 \cdot 10^{20}$ 1/см³. Линией 3 обозначена линия нормальной дисперсии $\omega = ck$.

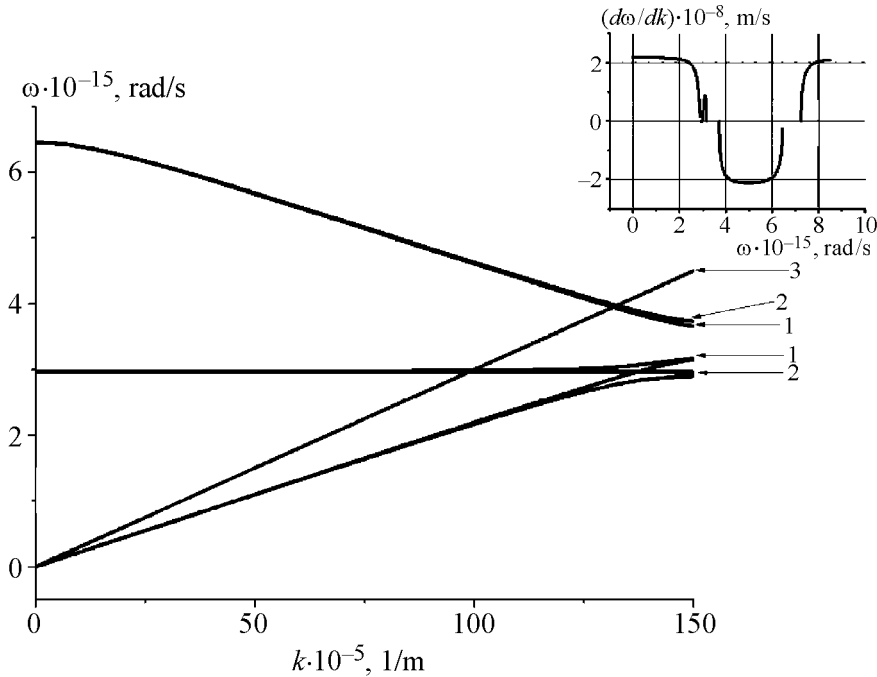


Рис. 1: Дисперсионная кривая фотонного кристалла с диаметром глобул 250 нм. Линия 1 – фотонный кристалл с порами, заполненными воздухом; линия 2 – фотонный кристалл с порами, заполненными парами йода; линия 3 – линия дисперсии электромагнитных волн в вакууме $\omega = ck$. На вставке изображена зависимость групповой скорости от циклической частоты падающего излучения. Частота резонанса I_2 : $\omega_0 = 2.973 \cdot 10^{15}$ рад/с.

Как следует из результатов расчёта дисперсионных кривых, в зависимости от диаметра глобул спектральное положение резонанса может быть как в разрешенной (рис. 1, 3), так и в запрещенной (рис. 2) зонах. В отличие от резонансного фотонного кристалла, заполненного парами ртути [4], выбор йода удобен тем, что резонанс находится в области первой стоп-зоны, расположенной в видимой области спектра при диаметре глобул 300 нм.

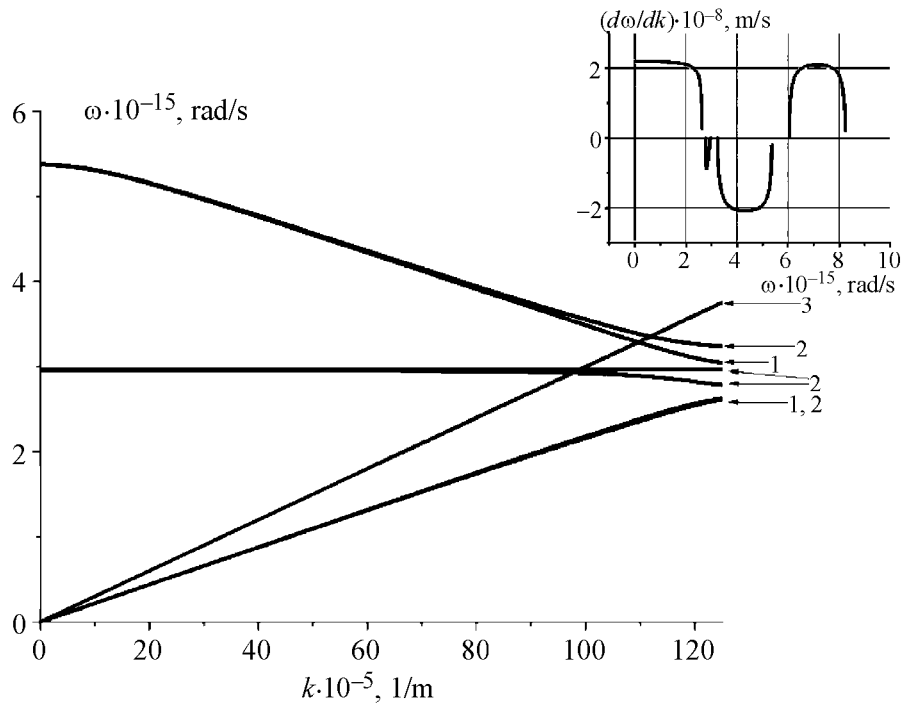


Рис. 2: Дисперсионная кривая фотонного кристалла с диаметром глобул 300 нм. Линия 1 – фотонный кристалл с порами, заполненными воздухом; линия 2 – фотонный кристалл с порами, заполненными парами йода; линия 3 – линия нормальной дисперсии $\omega = ck$. На вставке изображена зависимость групповой скорости от циклической частоты падающего излучения.

На вставках к рис. 1–3 приведена зависимость групповой скорости от частоты ω падающего излучения. В области резонансов возникает серия близких уровней. При этом групповая скорость электромагнитных волн в области резонансов аномально уменьшается. Наиболее значительное уменьшение групповой скорости электромагнитных волн реализуется в том случае, когда резонанс находится внутри запрещённой зоны (см. рис. 2).

На рис. 4–6 приведены спектры отражения исследуемых фотонных кристаллов при различных диаметрах глобул; стрелкой отмечено положение резонанса диэлектрической проницаемости. В области, близкой к резонансу, на рис. 4 присутствует узкая полоса пропускания и дополнительный пик отражения, возникает серия пиков отражения и пропускания. В этом случае резонанс находится выше (по частотам) запрещённой зоны. На рис. 5 аномалия отражения присутствует внутри запрещённой зоны, а на рис. 6 – ниже этой зоны.

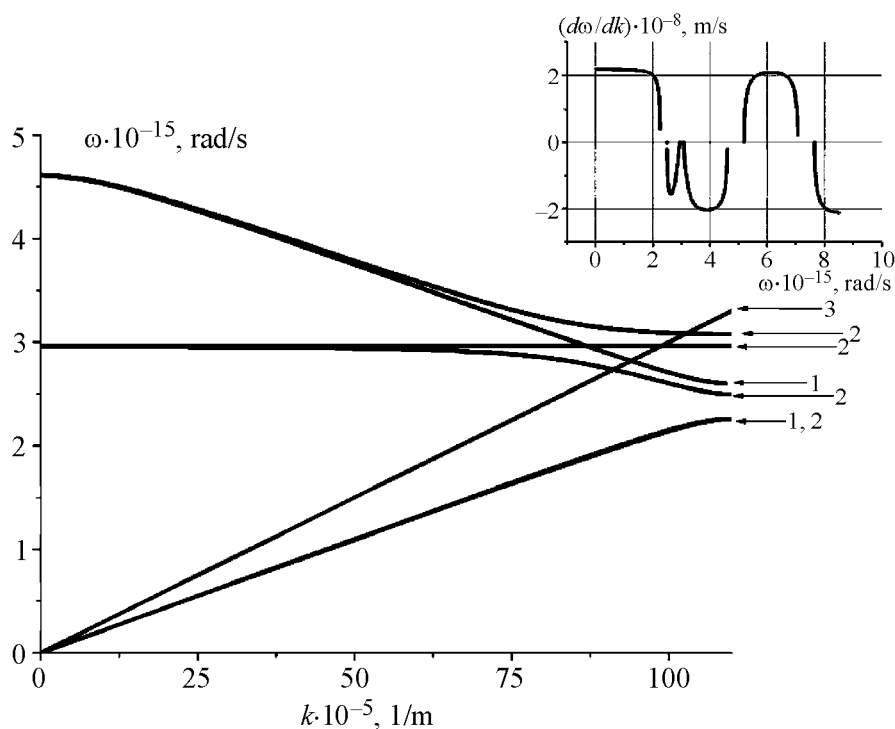


Рис. 3: Дисперсионная кривая фотонного кристалла с диаметром глобул 350 нм. Линия 1 – фотонный кристалл с порами, заполненными воздухом; линия 2 – фотонный кристалл с порами, заполненными парами йода; линия 3 – линия нормальной дисперсии $\omega = ck$. На вставке изображена зависимость групповой скорости от циклической частоты падающего излучения.

Таким образом, нами установлены условия, при которых резонанс диэлектрической проницаемости, обусловленный электронным переходом в парах йода, находится внутри первой запрещённой зоны или вблизи неё. Эти условия связаны с размерами глобул искусственного опала, насыщенного парами йода. В областях, близких к частотам резонанса диэлектрической проницаемости, аномально уменьшается групповая скорость электромагнитных волн. Резкое уменьшение величины групповой скорости электромагнитных волн должно приводить к соответствующему возрастанию спектральной интенсивности электромагнитного поля внутри фотонного кристалла. Согласно выполненным расчётам в наибольшей степени этот эффект должен иметь место для случая, когда резонанс находится внутри запрещённой зоны (см. рис. 2, 5). При фокусировке лазерного излучения внутри фотонного кристалла в этом случае следует ожидать аномального возрастания эффективности различных процессов неупругого рассеяния света.

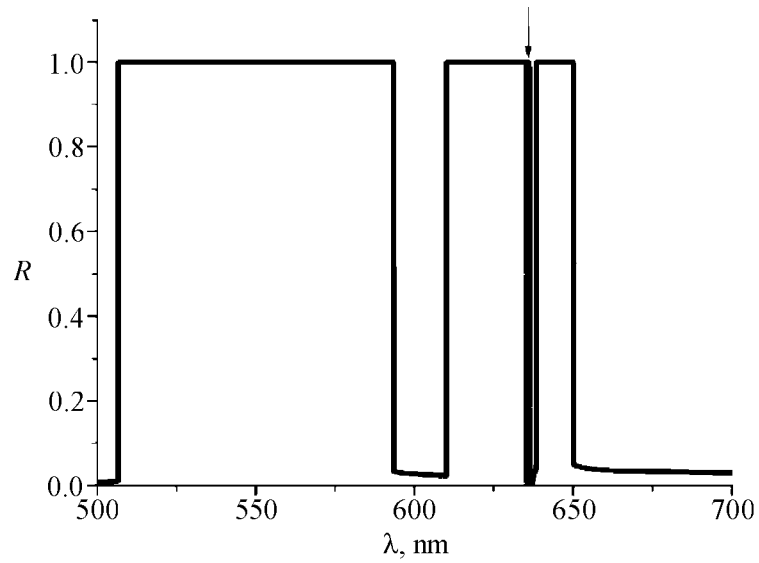


Рис. 4: Спектр отражения фотонного кристалла с диаметром глобул 250 нм, заполненного парами йода; стрелкой отмечено положение резонанса диэлектрической проницаемости.

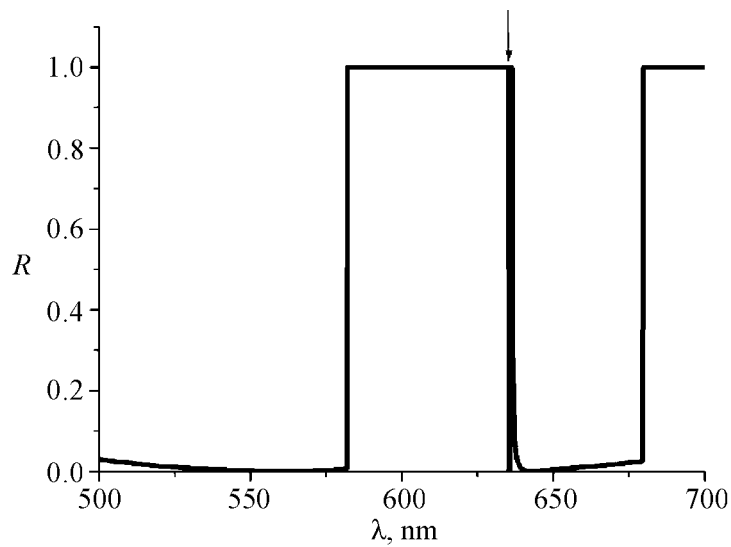


Рис. 5: Спектр отражения фотонного кристалла с диаметром глобул 300 нм, заполненного парами йода; стрелкой отмечено положение резонанса диэлектрической проницаемости.

Установленные свойства резонансного фотонного кристалла представляют практический интерес для создания новых типов селективных фильтров и зеркал, сенсоров

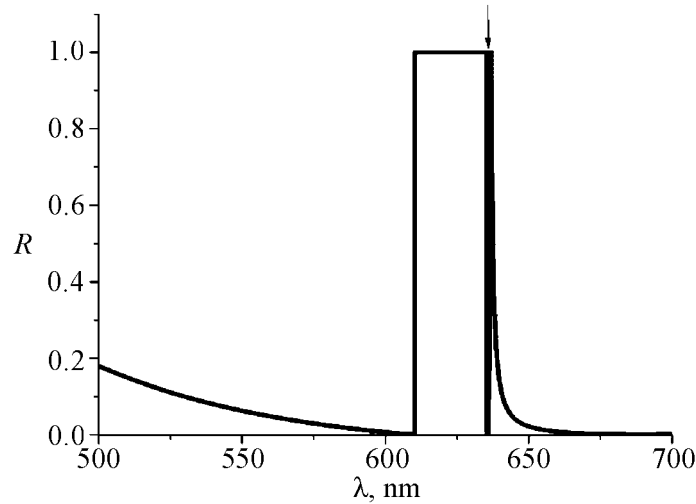


Рис. 6: Спектр отражения фотонного кристалла с диаметром глобул 350 нм, заполненного парами йода; стрелкой отмечено положение резонанса диэлектрической проницаемости.

электромагнитного излучения и преобразователей частоты лазерного излучения.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (Государственный контракт 16.513.11.3116) и проектов РФФИ NN 10-02-00293, 11-02-00164, 11-02-12092, 12-02-90021, 12-02-90025, 12-02-90422, 12-02-00491.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals* (New York, Wiley, 1984).
- [2] E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.* **58**(20), 2059 (1987).
- [3] S. John, *Phys. Rev. Lett.* **58**(23), 2486 (1987).
- [4] В. С. Горелик, А. В. Фриман, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **38**(4), 23 (2011).
- [5] J. I. Steinfeld, R. N. Zare, L. Jones, et al., *J. Chem. Phys.* **42**, 25 (1965).
- [6] С. А. Ахманов, С. Ю. Никитин, *Физическая оптика* (М., Наука, 2004).

Поступила в редакцию 2 июля 2012 г.