

*В.Г. Федотов<sup>1,2</sup>, А.В. Селькин<sup>2,1</sup>, А.Г. Баженова<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный университет

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

## Формирование спектров брэгговского отражения света от фотоннокристаллических структур

В работе исследованы механизмы формирования спектров брэгговского отражения света от опалоподобных фотонных кристаллов. Рассчитаны дисперсионные соотношения для собственных мод электромагнитного поля в фотонном кристалле для различных направлений падения света на кристалл. Показано, что брэгговская дифракция света на кристаллографических плоскостях, наклонных по отношению к поверхности кристалла, приводит к существенной модификации дисперсионных кривых собственных мод. Рассчитанные энергетические спектры собственных мод электромагнитного поля в области фотонных запрещённых зон сопоставлены с экспериментальными спектрами брэгговского отражения света.

**Ключевые слова:** брэгговская дифракция света, энергетические спектры, опалоподобные фотонные кристаллы, дисперсионные кривые, собственные моды.

В связи с развитием оптоэлектроники огромное практическое значение приобретают исследования структур, позволяющих управлять распространением света [1]. К числу таких структур относятся фотонные кристаллы (ФК). Особый научный интерес к ФК обусловлен тем, что они представляют собой объекты, позволяющие проводить исследования, касающиеся фундаментальных аспектов взаимодействия света с конденсированной средой [2].

ФК — пространственно-периодические твердотельные структуры, период которых сравним с длиной волны видимого света. Тот факт, что период решётки ФК сравним с длиной волны видимого света, модифицирует поведение фотонов в таком кристалле по сравнению с их поведением в обычном кристалле. В данной работе объектами исследования являлись трёхмерные ФК с симметрией гранецентрированной кубической решётки. К таким кристаллам относятся опалы и полимерные опалоподобные структуры на основе полистирола, речь о которых, как об объектах экспериментального исследования, идёт в настоящей работе.

В процессе получения опалоподобных ФК происходит самоорганизация структурных элементов (сфер диоксида кремния и полистирола для опалов и полимерных ФК соответственно) в плотноупакованную гранецентрированную кубиче-

скую решётку. Отметим, что структура получаемых ФК, как правило, не является строго идеальной. Во-первых, происходит взаимное спекание сфер, а во-вторых, сжатие структуры в направлении осаждения на подложку, что приводит к преобразованию сфер в сфероиды и понижению симметрии решётки [3]. Эти отклонения в соответствии с работой [3] можно характеризовать двумя параметрами:  $\chi = 1 - a_{00}/D_{\perp}$  — коэффициентом изотропного спекания и  $\eta = D_{\parallel}/D_{\perp}$  — коэффициентом сжатия вдоль направления [111], где  $a_{00}$  — расстояние между ближайшими сферообразными частицами в латеральной плоскости (плоскости (111)) образца,  $D_{\perp}$  — размер сферообразных частиц в латеральной плоскости образца,  $D_{\parallel}$  — размер сферообразных частиц в кристаллографическом направлении [111] (рис. 1).

Отличительной особенностью рассматриваемых ФК является то, что вблизи некоторого характерного угла падения света  $\theta$  на отражающую кристаллическую плоскость наблюдается ярко выраженная дублетная структура брэгговского пика (рис. 2, сравним кривую а для  $\theta = 42^\circ$  с кривой б для  $\theta = 55^\circ$ ).

Спектры брэгговского отражения света изучались на оптической установке, собранной на базе спектрометра МДР-23 с рабочим спектральным диапазоном 400–850 нм и обратной линейной дисперси-

ей  $13 \text{ \AA}/\text{мм}$ . Источником белого света служила лампа накаливания, луч от которой коллимировался с помощью диафрагмы и линзы так, что угол сходимости пучка не превышал  $3^\circ$ . Световой пучок направлялся на образец, закреплённый на гониометре от эллипсометра ЛЭФ-3М. Установка обеспечивала точное позиционирование кристалла: выбор нужного угла падения светового потока и азимутальную ориентацию образца (относительно вращения в латеральной плоскости). Отраженный от

поверхности образца свет через систему линз направлялся на входную щель спектрометра, ширина которой варьировалась в пределах  $100\text{--}200 \text{ мкм}$ . Световой поток на выходе спектрометра регистрировался с помощью фотоэлектронного умножителя ФЭУ-79 в режиме счета фотонов, электрический сигнал после прохождения через предусилитель и блок сопряжения обрабатывался персональным компьютером, а записанный спектр в цифровом виде сохранялся в файле.

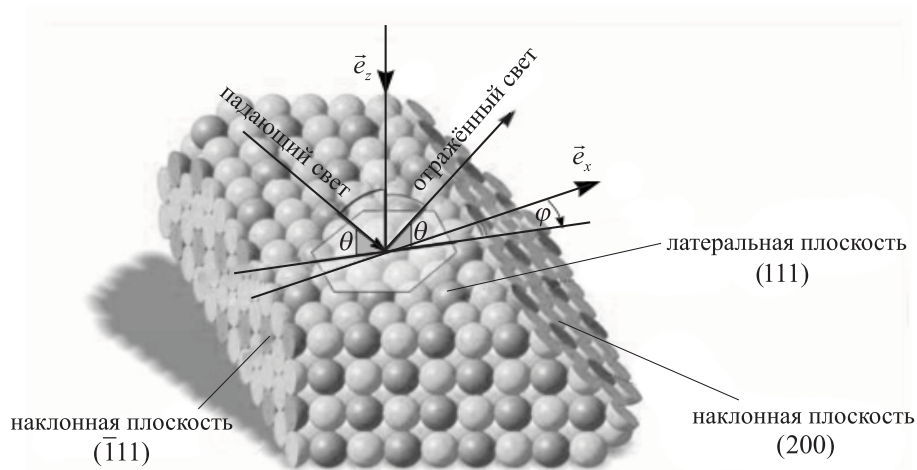


Рис. 1. Геометрия отражения света от поверхности ФК. Азимут  $\varphi$  считается равным нулю в том случае, когда плоскость падения света перпендикулярна линии пересечения плоскостей  $(111)$  и  $(\bar{1}\bar{1}1)$

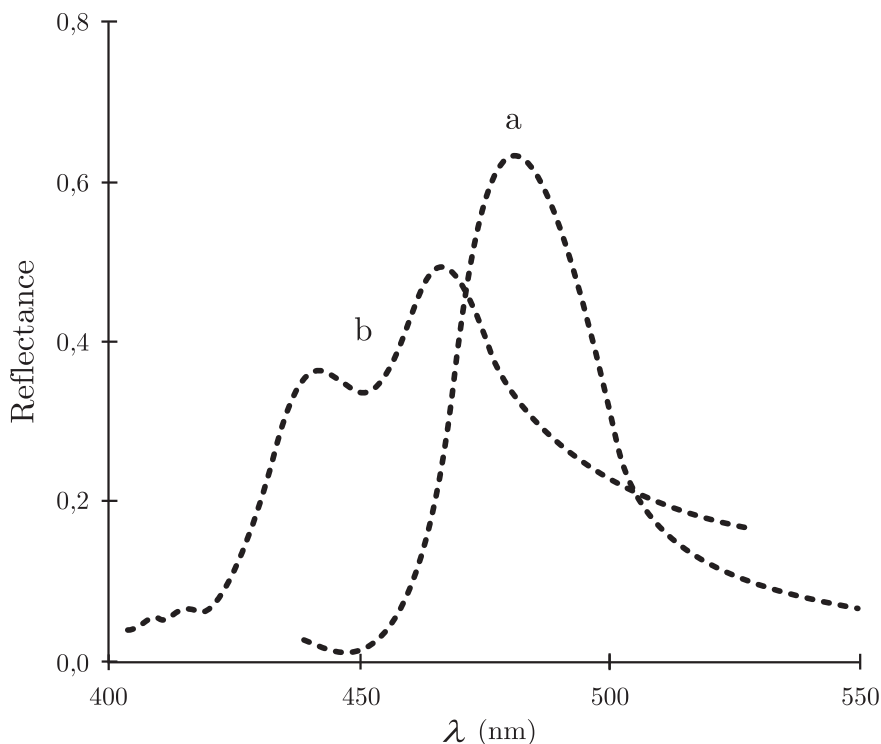


Рис. 2. Экспериментальные спектры брэгговского отражения света от полимерного (на основе полистирола) опалоподобного ФК для  $s$ -поляризованного света для углов падения света  $\theta = 42^\circ$  (a) и  $\theta = 55^\circ$  (b)

Теоретическая модель, используемая для объяснения наблюдаемой экспериментально картины, основана на формализме блоховских волн, в рамках которого электрическое поле электромагнитной волны внутри ФК представляется в виде суперпозиции блоховских мод:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \sum_{\vec{k}} \vec{E}_{\vec{k}}(\vec{r}),$$

где

$$\vec{E}_{\vec{k}}(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \vec{A}(\vec{k} - \vec{G}) e^{i(\vec{k} - \vec{G}) \cdot \vec{r}}.$$

Здесь  $\vec{k}$  — волновые векторы соответствующих блоховских мод,  $\vec{G}$  — векторы обратной решётки,  $\vec{A}$  — амплитудные коэффициенты разложения блоховских мод по плоским волнам. Введение таких мод возможно благодаря наличию в ФК трансляционной симметрии. По этой же причине можно разложить диэлектрическую проницаемость в ряд Фурье по векторам обратной решётки:

$$\varepsilon(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \varepsilon_{\vec{G}} e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}}.$$

Подстановка выражения для блоховской волны в уравнения Максвелла даёт уравнение для напряжённости электрического

поля в ФК:

$$\begin{aligned} & (\vec{k}^2 - k_0^2 \varepsilon_0) \vec{A}(\vec{k}) - \vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{A}(\vec{k})) = \\ & = k_0^2 \sum_{\vec{G} \neq 0} \varepsilon_{\vec{G}} \vec{A}(\vec{k} - \vec{G}), \end{aligned}$$

где

$$k_0 \equiv \frac{\omega}{c}.$$

Для получения точного решения при помощи метода плоских волн необходимо использовать бесконечное число векторов обратной решётки. Ключевой момент состоит в том, что для правильного качественного описания экспериментально наблюдаемой картины в области видимой части спектра нет необходимости учитывать все векторы обратной решётки [4], а достаточно использовать только два из них, соответствующих системам кристаллографических плоскостей (111) и  $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$  (рис. 1). В таком случае при нулевом азимуте  $\varphi$  плоскости падения света дисперсионное уравнение разделяется на два независимых уравнения, соответствующих ТЕ- и ТМ- собственным модам.

Когда модуляция диэлектрической проницаемости бесконечно мала ( $\varepsilon_{\vec{G}_{111}} \rightarrow 0$ ,  $\varepsilon_{\vec{G}_{\bar{1}\bar{1}\bar{1}}} \rightarrow 0$  — приближение пустой решётки), дисперсионное уравнение может быть решено аналитически. Соответствующий энергетический спектр приведён на рис. 3.

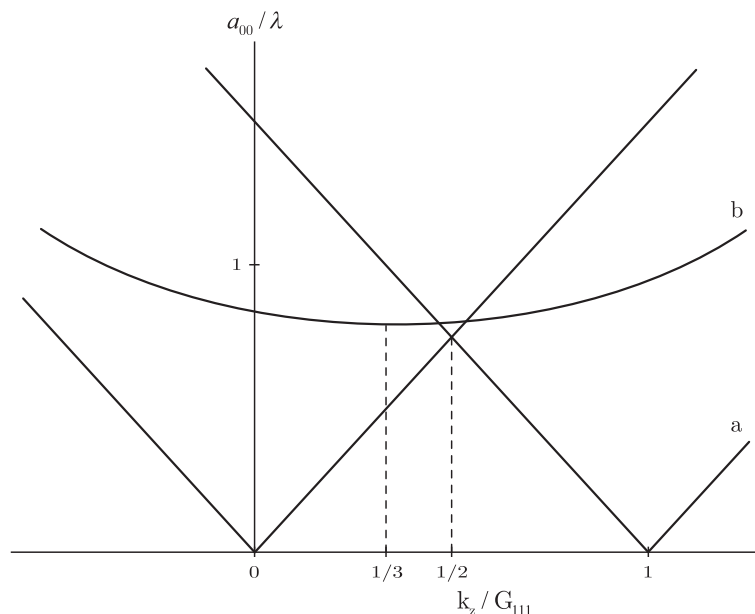


Рис. 3. Дисперсионные кривые собственных мод в ФК в приближении пустой решётки, соответствующие дифракции света на латеральной плоскости (111) (a) и наклонной по отношению к поверхности ФК плоскости  $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$  (b)

На рис. 3 и последующих рисунках  $\lambda$  — длина волны света в вакууме,  $k_z$  — проекция волнового вектора собственной моды на нормаль к поверхности,  $G_{111}$  — длина вектора обратной решётки в направлении [111].

При расчёте энергетических спектров собственных мод электромагнитного поля использовались характерные значения параметров полимерных опалоподобных ФК [3]. Как и предсказывает теоретический расчёт, при нулевом азимуте  $\varphi$  можно выделить дисперсионные зависимости для ТЕ- и ТМ-мод (соответствующих  $s$ - и  $p$ -поляризациям падающего света).

Как для одной, так и для другой группы кривых наблюдается возникновение стоп-зоны. При этом для некоторого угла падения света (соответствующего выполнению условия многоволновой дифракции [4]) внутри стоп-зоны появляются разрешённые состояния (рис. 4), связанные с переносом энергии внутри ФК. Такие со-

стояния приводят к появлению провала в пике брэгговского отражения и возникновению дублетной структуры, наблюдаемой экспериментально.

Как видно из сопоставления модельных спектров брэгговского отражения (рассчитанных без учёта затухания) и дисперсионных зависимостей (рис. 5), положение провала в пике брэгговского отражения действительно соответствует разрешённым состояниям, возникшим из-за дифракции на плоскости  $(\bar{1}11)$ . Неполное отражение света в области фотонной запрещённой зоны связано с тем, что мнимая часть волнового вектора затухающей моды оказывается не перпендикулярной по отношению к наклонным (рис. 1) фотоннокристаллическим плоскостям. В том случае, когда учитывается только дифракция на латеральной плоскости, внутри стоп-зоны не возникает разрешённых состояний и вместо дублетной структуры расчётный спектр даёт одиночный пик брэгговского отражения.

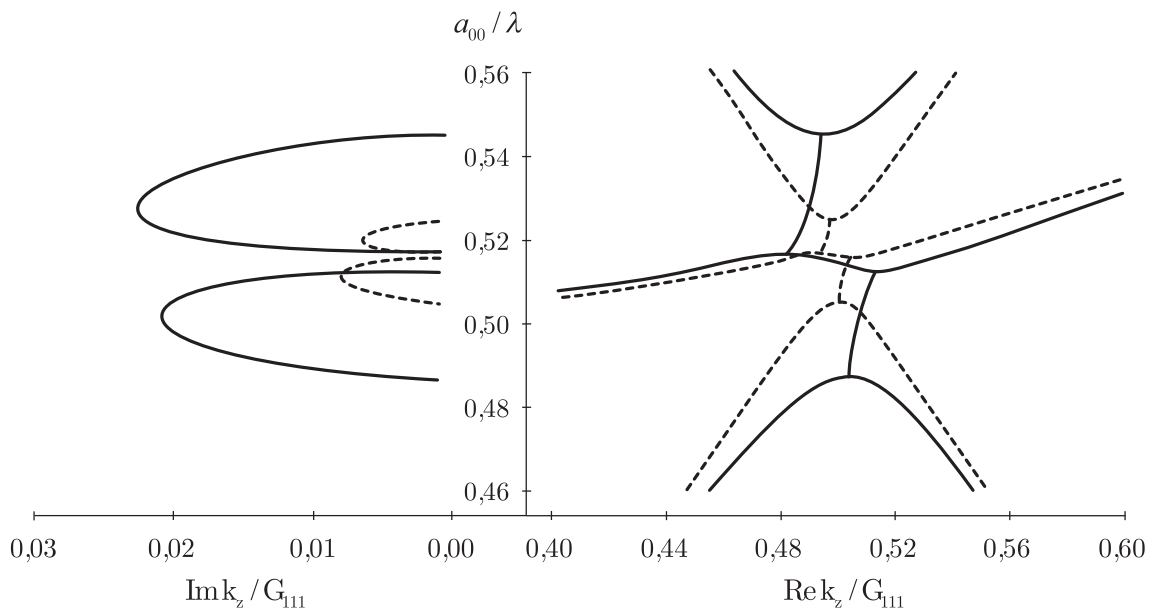


Рис. 4. Энергетические спектры собственных мод электромагнитного поля в полуограниченном ФК для угла падения света  $\theta = 57^\circ$  и азимута  $\varphi = 0^\circ$ . Сплошные кривые — для  $s$ -поляризованного света, штриховые кривые — для  $p$ -поляризованного света

При других углах падения, заметно отличающихся от  $\theta = 57^\circ$  (когда дисперсионная кривая, соответствующая дифракции на системе плоскостей  $(\bar{1}11)$ , не попадает в стоп-зону плоскостей  $(111)$ ), для правильного описания наблюдаемой экспериментально картины достаточно учитывать лишь дифракцию на латеральной плоскости.

В случае азимута  $\varphi$ , отличного от нуля, собственные моды обладают не линейной,

а эллиптической поляризацией. Это приводит к тому, что при падении на поверхность ФК  $s$ - и  $p$ -поляризованного света отражённая волна становится эллиптически поляризованной.

Авторы выражают благодарность А.Ю. Меньшиковой и Н.Н. Шевченко за предоставленные для измерений полимерные фотоннокристаллические образцы.

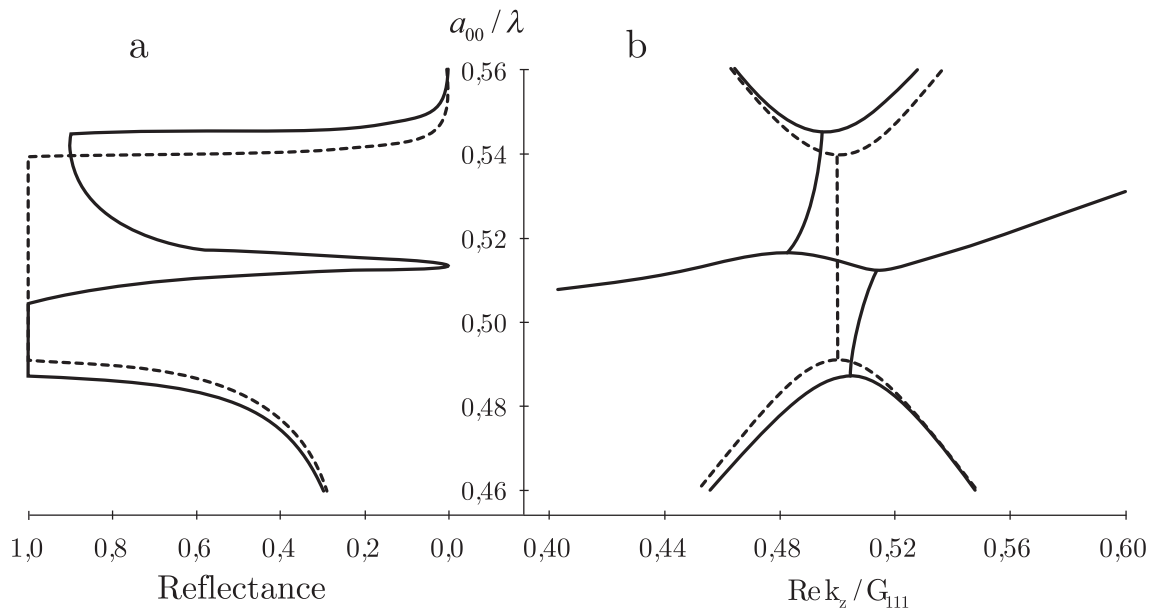


Рис. 5. Рассчитанные спектры брэгговского отражения света (а) и соответствующие дисперсионные зависимости (б) для собственных мод электромагнитного поля в полуграниченном ФК для угла падения света  $\theta = 57^\circ$  и азимута  $\varphi = 0^\circ$ . Сплошные кривые — для дифракции света на двух системах кристаллических плоскостей (111) и  $(\bar{1}11)$ . Штриховые кривые — для дифракции света только на одной системе кристаллических плоскостей (111)

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lopez C. Material Aspects of Photonic Crystals // Adv. Mater. — 2003. — V. 15, N. 20. — P. 1679–1704.

2. Sakoda K. Optical properties of photonic crystals. Springer series in optical sciences. V. 80. — Berlin–Heidelberg–New York: Springer, 2001.

3. Баженова А.Г., Селькин А.В., Меньшикова А.Ю., Шевченко Н.Н. Поляриза-

ционное подавление брэгговских рефлексов при отражении света от фотонных кристаллов // ФТТ. — 2007. — Т. 49, вып. 11. — С. 2010–2021.

4. Sel'kin A.V. Structural characterization of photonic crystals by Bragg reflection spectroscopy // Proceedings of 12th Int. Symp. «Nanostructures: Physics and Technology». — 2004. — P. 111.

Поступила в редакцию 06.01.2008.