

Экспериментальное исследование фотонной зонной структуры синтетических опалов в условиях низкого диэлектрического контраста

© М.В. Рыбин, К.Б. Самусев, М.Ф. Лимонов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: m.rybin@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 4 апреля 2007 г.)

Проведено детальное исследование спектров оптического пропускания синтетических опалов в зависимости от четырех основных параметров, определяющих наблюдаемые фотонные зоны, а именно от ориентации светового пучка относительно ГЦК-решетки опалов, поляризации света, контраста диэлектрической проницаемости опал-заполнитель и толщины образцов. Измерения выполнены в условиях низкого диэлектрического контраста опал-заполнитель для основных высокосимметричных направлений двойникованной ГЦК-решетки опалов. Экспериментально определенная зависимость энергетического положения фотонных зон от направления волнового вектора света хорошо описывается расчетной дисперсионной зависимостью брэгговских длин волн при дифракции света на системе плоскостей (hkl) ГЦК-решетки.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 05-02-17809).

PACS: 42.70.Qs, 42.25.Fx, 42.79.Fm

1. Введение

Изучение фотонной зонной структуры (ФЗС) является одной из ключевых задач в исследовании фотонных кристаллов — материалов с периодической модуляцией диэлектрической проницаемости, приводящей к возникновению зон энергетического спектра, запрещенных для распространения электромагнитных волн во всех либо в каких-то определенных направлениях в кристаллической решетке [1,2]. Первый случай соответствует возникновению полной (трехмерной) запрещенной фотонной зоны, второй — стоп-зон, т.е. областей энергий, запрещенных для электромагнитных волн, распространяющихся в некоторых определенных кристаллографических направлениях в фотонном кристалле. Наличие полной запрещенной фотонной зоны, предсказанной теоретически, определяется в первую очередь амплитудой модуляции диэлектрической проницаемости (т.е. ее контрастом) и симметрией кристаллической структуры [1,3]. Несмотря на многочисленные попытки экспериментально обнаружить полную запрещенную фотонную зону, до сих пор нет абсолютной уверенности, что это удалось сделать. Что касается одномерных стоп-зон, то они наблюдаются и изучаются в различных 1D-, 2D- и 3D-фотонных структурах [2].

Особый интерес представляет изучение ФЗС в видимом диапазоне электромагнитного спектра. Фотонными стоп-зонами в оптическом диапазоне обладает ряд самоорганизующихся материалов, а также двумерных и трехмерных структур, у которых в процессе изготовления формируется пространственно-периодический закон изменения диэлектрической проницаемости [2]. Среди этих структур особое место занимают синтетические

опалы, состоящие из сферических микрочастиц диоксида кремния α -SiO₂ [4–15] (в ряде работ вместо α -SiO₂ используют полимерные материалы, сохраняя за полученными опалоподобными структурами название „опалы“ [6,16]), инвертированные опалы на их основе [17–19] и коллоидные кристаллы [20,21]. Процесс самоорганизации позволяет изготовить образцы миллиметровых размеров, которые удобны для экспериментальных исследований. Поэтому эти материалы рассматриваются как модельные объекты для изучения целого ряда общих явлений, характерных для фотонных кристаллов.

Первоначально экспериментальные работы по изучению фотонных свойств синтетических опалов сводились в основном к изучению одномерных стоп-зон в окрестности особой точки L на поверхности зоны Бриллюэна (ЗБ) ГЦК-решетки [4–10,16,20–22]. Эти работы продемонстрировали сильную дисперсионную зависимость стоп-зоны, т.е. зависимость ее спектрального положения от ориентации волнового вектора падающего луча относительно кристаллических осей. Впервые ФЗС, т.е. зависимость энергии стоп-зон от волнового вектора для всех высокосимметричных направлений на поверхности ЗБ, была представлена в работах [12,13]. Однако даже в этих, наиболее полных в настоящее время публикациях набор экспериментального материала заметно ограничен. Во-первых, в этих работах исследовались только стоп-зоны, принадлежащие семейству $\{111\}$ (в обозначениях ГЦК-решетки); во-вторых, изучались неполяризованные спектры пропускания; в-третьих, ФЗС была построена лишь для одной величины контраста диэлектрической проницаемости опал-заполнитель и, наконец, в-четвертых, не исследовалась модификация стоп-зон при изменении толщины исследуемого образца. Отметим

также работы [14,15], в которых кроме семейства $\{111\}$ изучались стоп-зоны семейства $\{200\}$. В работе [23] наблюдались высокоэнергетические особенности в оптических спектрах тонких опаловых пленок, однако авторам не удалось их интерпретировать, т.е. связать с дифракцией на определенных (hkl) плоскостях. Кроме того, на примере отдельных стоп-зон в опалах была продемонстрирована их ярко выраженная зависимость как от контраста диэлектрической проницаемости [4,5,22,24], так и от поляризации светового пучка [10,14,15,20,25]. Поэтому основной задачей данной работы являлось комплексное экспериментальное исследование ФЗС синтетических опалов, которое включало бы в себя исследование стоп-зон в широком спектральном диапазоне в зависимости от ориентации волнового вектора света, его поляризации, с учетом толщины образцов и при изменении контраста диэлектрической проницаемости опал-заполнитель. Важно подчеркнуть, что в данной работе все эти исследования были выполнены на одних и тех же образцах, высокое качество которых позволяет измерять оптические спектры пропускания и картины дифракции [11,13] для любых взаимных ориентаций падающего светового пучка и ГЦК-структуры опалов.

Статья имеет следующую структуру. В разделе 2 описаны образцы опала, исследованные в данной работе. В разделе 3 после описания методики проведения эксперимента (3.1) и результатов расчета дисперсии брэгговских длин волн при дифракции света на системе плоскостей двойникованной ГЦК-решетки (3.2) последовательно приводятся результаты экспериментального исследования фотонных зон опалов в зависимости от ориентации волнового вектора света (3.3), поляризации падающего светового пучка (3.4), величины контраста опал-заполнитель (3.5) и толщины образцов (3.6). Кроме того, в этом разделе обсуждаются экспериментальные и теоретические результаты, свидетельствующие о двойникованной структуре исследованных образцов (3.7). Основные выводы работы сформулированы в разделе 4.

2. Структурные особенности синтетических опалов и характеристика образцов

Опалы [26] принадлежат к классу самоорганизующихся структур, состоящих из монодисперсных по размеру частиц $\alpha\text{-SiO}_2$ сферической формы, диаметр сфер которых составляет несколько сотен нанометров. При этом пространство между сферами может быть заполнено различными жидкими или твердыми веществами, что позволяет варьировать контраст диэлектрической проницаемости и соответственно модифицировать ФЗС опалов.

Сферы $\alpha\text{-SiO}_2$ образуют плотноупакованные высокоупорядоченные слои, перпендикулярные оси роста образца [111] в обозначениях ГЦК-решетки. Эти слои будем называть ростовыми слоями, а соответствующую им

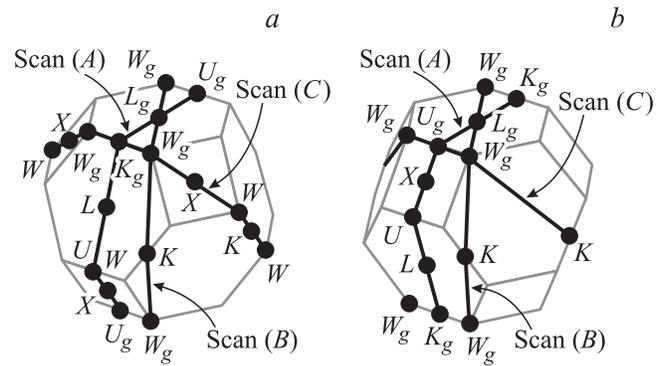


Рис. 1. Зона Бриллюэна решетки ГЦК-III (a) и решетки двойника ГЦК-II (b). На поверхности ЗБ указаны особые точки высокой симметрии. Жирными линиями обозначены контуры, определяемые пересечением поверхности ЗБ с плоскостями сканирования (A), (B) и (C).

плоскость — ростовой плоскостью (111). При плотной упаковке гексагональные ростовые слои (111) могут занимать друг относительно друга лишь три различных положения, обычно обозначаемые в литературе как A, B и C [27]. Чередование этих слоев может приводить к формированию двойникованной ГЦК-решетки, которая образуется из двух зеркально-симметричных реализаций упорядоченных ГЦК-упаковок — ABCABC (ГЦК-I) и CBACBA (ГЦК-II). В синтетических опалах эти два типа ГЦК-упаковок чередуются случайным образом [11,28].

В ЗБ ГЦК-решетки (рис. 1) направления, соответствующие оси роста, будем обозначать $\Gamma \rightarrow L_g$ в отличие от шести других эквивалентных между собой неростовых направлений ГЦК-решетки $\Gamma \rightarrow L$. Кроме того, особые высокосимметричные точки на поверхности ЗБ, принадлежащие той же шестиугольной грани, что и точка L_g , также будем выделять индексом g . Отметим, что решетка ГЦК-II может быть получена поворотом решетки ГЦК-I на 60° вокруг направления $\Gamma \rightarrow L_g$ либо зеркальным отражением решетки ГЦК-I относительно ростовой плоскости (111). Соответственно ЗБ решетки ГЦК-II можно получить из ЗБ решетки ГЦК-I поворотом на 60° или отражением относительно плоскости, содержащей точку Γ и перпендикулярной направлению $\Gamma \rightarrow L_g$ (рис. 1). Направление $\Gamma \rightarrow L_g$ в ЗБ для обеих решеток совпадает.

В данной работе измерения спектров оптического пропускания в зависимости от направления луча света относительно ГЦК-решетки опала проводились на предварительно отобранных образцах высокой степени совершенства, которые ранее исследовались в работе [14]. Далее приводятся результаты, полученные при исследовании образца опала с диаметром сферических частиц $\alpha\text{-SiO}_2$ $D = 315 \pm 15$ nm. В начале работы исследовался исходный образец, который представлял собой прямоугольный параллелепипед с размером ростовой плоскости (111) $\sim 9.3 \times 5.2$ mm и толщиной (размер по направлению оси роста [111]) ~ 2.2 mm. В процессе

проведения экспериментов этот образец был распилен на несколько параллелепипедов, два из которых имели толщину (по оси роста $[111]$) ~ 0.8 и ~ 0.6 mm. Основная часть результатов, приведенных в данной работе, была получена на наиболее однородном образце толщиной 0.6 mm. Его ростовая плоскость (111) имела размер 7.2×3.0 mm, а диаметр сфер, вычисленный на основании сравнения расчетных значений брэгговских длин волн с экспериментальными данными, составил $D \approx 325$ nm, что хорошо согласуется с параметром $D = 315 \pm 15$ nm, определенным ранее [14] для исходного нераспиленного образца.

3. Результаты и их обсуждение

Хорошо известно, что стоп-зоны в фотонных кристаллах связаны с брэгговской дифракцией света на системах различных плоскостей (hkl). Поэтому при прохождении белого света через фотонный кристалл в спектрах пропускания наблюдаются характерные полосы непропускания на брэгговских длинах волн. Принято считать, что понятие „стоп-зона“ применимо только к тем областям спектра, в которых пропускание электромагнитных волн практически отсутствует (т.е. сопоставимо с уровнем шума спектрометра). При этом понятие „стоп-зона“, строго говоря, не будет распространяться на многочисленные полосы в экспериментально наблюдаемых спектрах, которые имеют ту же дифракционную природу, однако в силу разных причин (например, из-за малого контраста диэлектрической проницаемости либо конечных размеров образца, дефектов структуры, неколлинеарности светового пучка) характеризуются отличным от нуля пропусканием света. Поэтому все особенности в спектрах, возникающие вследствие брэгговской дифракции на (hkl)-плоскостях кристаллической структуры, будем называть „фотонными зонами“.

3.1. Методика эксперимента. В данной работе оптические свойства синтетических опалов исследовались по спектрам пропускания при прохождении коллимированного пучка света через ориентированный образец. Энергия фотонных зон, как и в предыдущих работах [12–15], определялась по характерным полосам непропускания в спектрах, которые измерялись на ориентированных образцах в поляризованном свете с использованием двухлучевого спектрофотометра PerkinElmer Lambda-650. Площадь поперечного сечения светового пучка не превышала 2 mm^2 . Световой пучок был линейно поляризован с помощью призмы Глана, что позволяло проводить исследования в широком спектральном диапазоне, включая ближнюю ультрафиолетовую область.

Для изучения спектров пропускания света при разной ориентации ГЦК-решетки опала относительно падающего пучка образец можно было поворачивать вокруг двух взаимно перпендикулярных осей и третьей дополнительной оси с помощью гониометрической подвижки,

представляющей собой миниатюрный столик Федорова. Для привязки внешних граней исследованных образцов (сторон параллелепипедов) к кристаллографическим направлениям в ГЦК-решетке применялась следующая спектроскопическая методика. Известно (см. раздел 3.2), что для трех высокосимметричных направлений $\Gamma \rightarrow L_g$, $\Gamma \rightarrow L$ и $\Gamma \rightarrow K_g$ стоп-зоны, связанные соответственно с системами кристаллографических плоскостей (111), ($\bar{1}11$) и (022), характеризуются наиболее длинноволновыми положениями в спектрах. Поэтому образец был ориентирован таким образом, чтобы в этих трех геометриях опыта полоса в спектрах пропускания занимала самое длинноволновое положение при поворотах образца вокруг трех осей. Такая методика позволила определить кристаллографические направления ГЦК-решетки в образцах опала с точностью не хуже 2.5° .

Образец опала исследовался либо без заполнителя (на воздухе), либо помещался в центре сосуда с плоскопараллельными кварцевыми окнами, заполненного иммерсионной жидкостью. При этом жидкость являлась одновременно и заполнителем опала, и средой, окружающей образец. В экспериментах использовались две жидкости с диэлектрическими постоянными, близкими к диэлектрической постоянной опала ($\epsilon_{a\text{-SiO}_2} = 1.81$, значение определено экспериментально, см. раздел 3.5), а именно дистиллированная вода ($\epsilon_{\text{H}_2\text{O}} = 1.78$) и пропиленгликоль ($\epsilon_{pg} = 2.04$), а также их смесь, что позволяло варьировать диэлектрическую постоянную заполнителя. Выбор этих двух жидкостей объясняется двумя факторами. Во-первых, среди жидкостей вода имеет одну из наименьших диэлектрических проницаемостей, а пропиленгликоль — одну из наибольших. Во-вторых, эти жидкости обладают высокой оптической прозрачностью в широкой области спектра: вода позволяет проводить измерения в диапазоне длин волн 215–850 nm, а пропиленгликоль — в диапазоне 260–850 nm. Измерения диэлектрической проницаемости жидкости-заполнителя проводились с помощью рефрактометра Аббе ИРФ-454Б2М. Наши эксперименты соответствовали случаю малого диэлектрического контраста опал-заполняющая жидкость, когда отражение света от поверхности образца и преломление на ней практически отсутствовали, т.е. роль формы образца и рельефа его поверхности была незначительна.

3.2. Расчет дисперсии брэгговских длин волн при дифракции света на системе плоскостей двойникованной ГЦК-решетки. Ранее в работах [11–13] было показано, что в случае малого контраста диэлектрической проницаемости опал-заполнитель низкоэнергетическая область ФЗС определяется дифракцией светового пучка на семействе плоскостей $\{111\}$ и хорошо описывается в приближении брэгговской дифракции света на этих плоскостях ГЦК-решетки. Поэтому в данной работе для интерпретации экспериментальных данных мы провели аналогичный расчет, однако уже в более широком спектральном

интервале с учетом различных $\{hkl\}$ -семейств плоскостей двойникованной ГЦК-решетки. Как и в работе [13], расчет зависимостей брэгговской длины волны, измеряемой в вакууме, от угла падения θ_{hkl} светового пучка на систему плоскостей (hkl) производился по формуле

$$\lambda_{(hkl)}(\theta) = 2d_{111}\sqrt{\varepsilon_{av}}\left(\frac{3}{h^2 + k^2 + l^2}\right)\cos\theta_{(hkl)}, \quad (1)$$

где d_{111} — расстояние между соседними плоскостями (111), $d_{111} = \sqrt{2/3}D = 265 \text{ nm}$ (при $D = 325 \text{ nm}$), $\varepsilon_{av} = 0.74\varepsilon_{a\text{-SiO}_2} + 0.26\varepsilon_{\text{filler}}$ — средняя диэлектрическая постоянная ГЦК-структуры опал-заполнитель. Расчет проводился для систем плоскостей $\{111\}$, $\{200\}$ и $\{220\}$. У более высокоиндексных $\{hkl\}$ -плоскостей образца с диаметром сфер $D = 325 \text{ nm}$ брэгговские длины волн $\lambda_{(hkl)}(\theta) < 400 \text{ nm}$, т.е. лежат в ультрафиолетовом диапазоне спектра, эти $\{hkl\}$ -плоскости в данной работе обсуждаться не будут.

Расчет, результаты которого представлены на рис. 2, *a*, был выполнен для основных высокосимметричных направлений ГЦК-решетки опала, заполненного водой. На рисунке показаны рассчитанные по формуле (1) брэгговские длины волн для следующих сканирований, т.е. путей, которые образуются пересечением волнового вектора \mathbf{K} с поверхностью ЗБ решетки ГЦК-I (рис. 1):

$$(A)X \rightarrow U_g \rightarrow L_g \rightarrow K_g \rightarrow L, \quad (2a)$$

$$(B)L_g \rightarrow W_g \rightarrow K, \quad (2b)$$

$$(C)K_g \rightarrow W_g \rightarrow X. \quad (2c)$$

Эти пути сканирования приведены на рис. 1, *a*, из которого видно, что плоскости сканирования (т.е. сечения ЗБ) $\Gamma L_g K_g L(A)$ и $\Gamma L_g W_g K(B)$ содержат общее направление $\Gamma \rightarrow L_g$, в прямом пространстве проходят через ростовую ось [111] и развернуты друг относительно друга на угол 30° . Сечения $\Gamma L_g K_g L(A)$ и $\Gamma K_g W_g X(C)$ содержат общее направление $\Gamma \rightarrow K_g$ и перпендикулярны друг другу.

На рис. 2, *a* также приведены рассчитанные по формуле (1) брэгговские длины волн для тех же трех сечений, которые позволяют обойти следующие особые точки на поверхности ЗБ решетки ГЦК-II (рис. 1):

$$(A)K_g \rightarrow L_g \rightarrow U_g \rightarrow X \rightarrow U, \quad (3a)$$

$$(B)L_g \rightarrow W_g \rightarrow K, \quad (3b)$$

$$(C)U_g \rightarrow W_g \rightarrow K. \quad (3c)$$

Обход трех указанных путей сканирования ЗБ дает достаточно полную информацию о дисперсии фотонных зон двойникованной ГЦК-решетки опала. Отметим особенности, которые непосредственно следуют из проведенных расчетов.

1) Расчет указывает на вырождение дисперсионных ветвей для ряда плоскостей решетки ГЦК-I. Под вырождением понимаем точное равенство брэгговских длин волн для разных систем плоскостей решетки ГЦК-I. Во-первых, происходит вырождение ветвей, связан-

ных с плоскостями одного семейства $\{hkl\}$: например, при сканировании (A) вырождены дисперсионные ветви плоскостей $(\bar{1}\bar{1}1)$ и $(11\bar{1})$, а при сканировании (C) — ветви плоскостей (111) и $(\bar{1}\bar{1}1)$. Во-вторых, происходит вырождение ветвей, связанных с плоскостями разных семейств: например, при сканировании (A) вырождены дисперсионные ветви плоскостей (020) , (002) и (022) т.е. семейств $\{200\}$ и $\{220\}$. Ввиду симметрии очевидно, что вырождение такого же типа характерно и для решетки ГЦК-II.

2) Из-за зеркальной симметрии ГЦК-решетки относительно плоскости сканирования (A) и взаимной симметрии двух решеток ГЦК-I и ГЦК-II относительно поворота вокруг ростовой оси $\Gamma \rightarrow L_g$ на угол 60° эти две решетки обладают также взаимной зеркальной симметрией относительно плоскости сканирования (B). Поэтому при сканировании (B) происходит обход одних и тех же особых точек ЗБ решеток ГЦК-I и ГЦК-II (рис. 1) и, следовательно, все дисперсионные ветви, определяемые одинаковыми (hkl) плоскостями этих двух решеток, при сканировании (B) совпадают. Этот случай отличается от рассмотренного выше вырождения дисперсионных ветвей тем, что совпадают ветви, относящиеся к разным структурам — ГЦК-I и ГЦК-II.

3) Совпадают дисперсионные ветви, определяемые ростовыми плоскостями (111) решеток ГЦК-I и ГЦК-II, так как эти плоскости параллельны.

4) Возможно совпадение отдельных ветвей, определяемых плоскостями, принадлежащими разным решеткам — ГЦК-I и ГЦК-II. Например, при сканировании (C) совпадают дисперсионные ветви, определяемые плоскостями (111) и $(\bar{1}\bar{1}1)$ решетки ГЦК-I и плоскостью (200) решетки ГЦК-II.

3.3. Экспериментальное исследование дисперсии фотонных зон в синтетических опалах. Результаты измерения спектров пропускания синтетического опала в зависимости от ориентации волнового вектора падающего пучка относительно ГЦК-решетки, а также в зависимости от поляризации падающего света, заполнителя и толщины образца представлены на рис. 2, *b-d* для трех путей сканирования (A–C). Углы сканирования θ_i менялись (с шагом 5°) в следующих пределах: при сканировании (A) $-55 \leq \theta_A \leq 70^\circ$, при сканировании (B) $0 \leq \theta_B \leq 90^\circ$ и при сканировании (C) $0 \leq \theta_C \leq 45^\circ$, при этом за начало отсчета выбрано направление $\Gamma \rightarrow L_g$ для сканирования (A) и (B) и направление $\Gamma \rightarrow K_g$ для сканирования (C). На рис. 2, *b* представлены спектры пропускания опала в зависимости от поляризации падающего света (*p*- и *s*-компоненты) для образца 0.6 mm , заполненного водой. На рис. 2, *c* приведены спектры пропускания опала при двух различных заполнителях (вода и пропиленгликоль), но при фиксированной толщине образца (0.6 mm) и поляризации (*s*-компонента). На рис. 2, *d* представлены спектры пропускания двух образцов опала разной толщины (2.2 и 0.6 mm) при фиксированном заполнителе (вода) и поляризации (*s*-компонента).

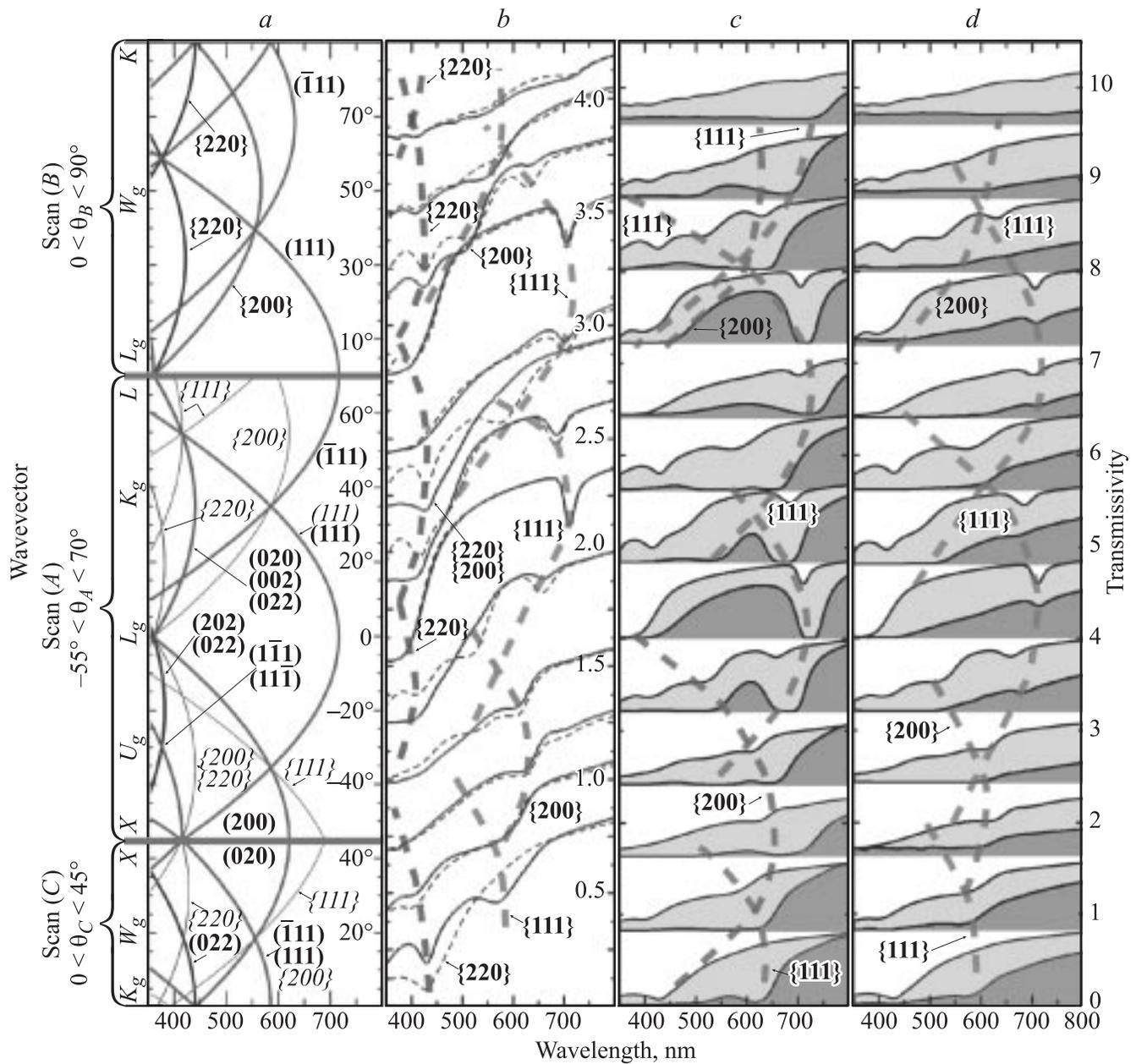


Рис. 2. *a*) Дисперсия брэгговских длин волн для семейств плоскостей $\{111\}$, $\{200\}$ и $\{220\}$, рассчитанная по формуле (1) для сканирований (A), (B) и (C). Жирные линии — дисперсионные зависимости для решетки ГЦК-I; индексы плоскостей указаны жирным шрифтом. Тонкие линии — дисперсионные зависимости для решетки-двойника ГЦК-II; семейства плоскостей указаны курсивом. На оси ординат отмечены значения углов сканирования θ_i (справа) и особые точки ЗБ (слева). *b*) Спектры пропускания образца опала толщиной 0.6 mm, заполненного водой, в зависимости от поляризации падающего света. Сплошная линия — p -поляризация, тонкая штриховая линия — s -поляризация. Жирные штриховые линии соединяют положения минимумов полос, соответствующих обозначенным семействам плоскостей $\{hkl\}$. *c*) Спектры пропускания s -поляризованного света для образца толщиной 0.6 mm в зависимости от заполнения. Темная область под спектром — опал с пропиленгликолем, серая область — опал с водой. Жирные штриховые линии — полосы в спектрах опала с пропиленгликолем. *d*) Спектры пропускания s -поляризованного света для опала с водой в зависимости от толщины образца. Темная область под спектром соответствует толщине 2.2 mm, серая область — толщине 0.6 mm. Жирные штриховые линии — полосы в спектрах образца толщиной 2.2 mm. На частях *b-d* спектры соответствуют углам (снизу вверх): $\theta_C = 0, 20, 40^\circ$ для сканирования (C), $\theta_A = -40, -20, 0, 20, 40, 60^\circ$ для сканирования (A) и $\theta_B = 10, 30, 50, 70^\circ$ для сканирования (B). Все спектры на частях *b-d* смещены по оси ординат относительно друг друга на величину 0.3 (*b*) и 0.8 (*c, d*). Коэффициент пропускания для спектров, приведенных на части *b*, указан справа, а для спектров на частях *c, d* — на части *d*.

Обсуждение результатов, представленных на рис. 2, *b-d*, начнем с интерпретации, т.е. с сопоставления спектральных особенностей с определенными (*hkl*)-фотонными зонами. Наблюдаемые в спектрах характерные полосы „непропускания“, связанные с дифракцией света на (*hkl*)-плоскостях ГЦК-решетки, обладают сильной дисперсией, т.е. их положение, ширина и глубина существенно зависят от углов θ_i . Для удобства интерпретации (*hkl*)-фотонных зон экспериментальные полосы непропускания соединены штриховыми линиями (рис. 2, *b-d*) для сопоставления с рис. 2, *a*.

Наиболее ярко выраженные полосы связаны с системой плоскостей $\{111\}$, причем в спектрах четко проявляются полосы, связанные как с ростовыми плоскостями (111), так и с неростовыми плоскостями ($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$), которые проявляются при сканировании (A) в диапазоне углов $40 \leq \theta_A \leq 70^\circ$ и при сканировании (B) в диапазоне $40 \leq \theta_B \leq 90^\circ$. Однозначная интерпретация полос $\{111\}$ подтверждается в первую очередь тем, что максимальное (при $\theta_{\{111\}} = 0$) значение брэгговской длины волны $\lambda_{(111)}(0) = 2d_{111}\sqrt{\varepsilon_{av}}$ является самым длинноволновым в спектре фотонных стоп-зон и определяет красную границу дифракции в ГЦК-структуре (например, 712 nm для опала с параметром решетки $d_{111} = 265$ nm, заполненным водой, $\varepsilon_{av} = 0.74\varepsilon_{a-SiO_2} + 0.26\varepsilon_{H_2O} \approx 1.80$). Ближайшая к ней максимальная брэгговская длина волны определяется плоскостями $\{200\}$ и составляет $\lambda_{(200)}(0) = 2d_{111}\sqrt{\varepsilon_{av}}\left(\frac{3}{4}\right)^{1/2} = 626$ nm при тех же параметрах структуры.

Кроме зон, принадлежащих семейству $\{111\}$, в спектрах пропускания наблюдались полосы, соответствующие более высокоиндексным $\{hkl\}$ -фотонным зонам. Отметим, что спектры пропускания образца толщиной 0.6 mm, заполненного водой (рис. 2, *b*), являются наиболее информативными, так как позволяют наблюдать и определять положение ряда слабых высокоиндексных $\{hkl\}$ -фотонных зон в коротковолновой области спектра, которые невозможно выделить в „размытых“ спектрах опалов, заполненных пропиленгликолем, и тем более в спектрах, полученных на образце 2.2 mm, существенно уширенных по сравнению с образцом 0.6 mm. При сканировании (A) фотонная зона (200) проявляется в диапазоне углов $-55 \leq \theta_A \leq 0^\circ$. Следует отметить, что для опалов, заполненных пропиленгликолем (рис. 2, *c*), для направлений, близких к $\Gamma \rightarrow X$ ($\theta_A = 55^\circ$ и $\theta_C = 45^\circ$), наблюдается широкая полоса в области $\sim 625-725$ nm, обусловленная перекрытием широких полос (200) решетки ГЦК-I и ($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$) решетки ГЦК-II (подробнее двойникование будет обсуждаться в разделе 3.7).

Как отмечалось выше, при сканировании (A) зоны (020), (002) и (022) перекрываются, т.е. являются вырожденными. Расчетные значения для них в точке L составляют 356 nm, а в точке K — 436 nm (параметры $d_{111} = 265$ nm, $\varepsilon_{av} \approx 1.80$). Чтобы исследовать их независимо друг от друга, нами было выбрано сканирование по

траектории (B) $L_g \rightarrow W_g \rightarrow K$ в плоскости $\Gamma L_g W_g K$ и (C) $K_g \rightarrow W_g \rightarrow X$ в плоскости $\Gamma K_g W_g X$, перпендикулярной плоскости сканирования $\Gamma L_g K_g L$. При этом вырождение снимается, зоны $\{200\}$ и $\{220\}$ расщепляются, причем в точке X соответствующие им длины волн существенно различаются: 619 nm для (020) и 370 nm для (022).

Таким образом, благодаря сравнению с расчетами и правильно выбранным путям сканирования удается однозначно выделить фотонные зоны, принадлежащие семействам $\{111\}$, $\{200\}$ и $\{220\}$. Далее проведен сравнительный анализ спектров, полученных при различных условиях эксперимента либо параметрах образца.

3.4. Поляризационная зависимость фотонных зон синтетических опалов. Вначале обратим внимание на определение *p*- и *s*-компонент линейной поляризации. В одномерном случае (см. например [29]) система брэгговских плоскостей и граница образца параллельны, поэтому компоненты поляризации определяются однозначно. Однако в случае синтетических опалов — трехмерных фотонных кристаллов — существует множество непараллельных брэгговских систем плоскостей (*hkl*), в результате чего следует уточнить, как именно определяются компоненты поляризации. В наших экспериментах при сканировании (A) и (B) для компонент поляризации выбраны общепринятые обозначения: *p*-компонента соответствует колебаниям вектора электрического поля **E** в плоскости сканирования, т.е. в плоскости $\Gamma L_g K_g L$ при сканировании (A) и в плоскости $\Gamma L_g W_g K$ при сканировании (B). Соответственно *s*-компонента падающего света ортогональна *p*-компоненте и в обоих случаях (A) и (B) параллельна кристаллографической плоскости (111), т.е. ростовой плоскости образца. При сканировании (C) под *p*-компонентой поляризации падающего пучка также будем понимать компоненту, лежащую в плоскости сканирования (в данном случае это плоскость $\Gamma K_g W_g X$), а под *s*-компонентой — ортогональную *p*-компоненте и соответственно плоскости сканирования $\Gamma K_g W_g X$. При этом *s*-компонента уже не будет параллельна ростовой плоскости (111), а будет параллельна плоскостям (020), (002) и (022). Из-за того что плоскости $\Gamma L_g K_g L(A)$ и $\Gamma K_g W_g X(C)$ перпендикулярны друг другу и содержат общее направление $\Gamma \rightarrow K_g$, для этого направления *p*- и *s*-компоненты при сканировании (A) и (C) будут совпадать с точностью до перестановки, а именно *p*-компонента сканирования (A), лежащая в плоскости $\Gamma L_g K_g L$, для направления $\Gamma \rightarrow K_g$ будет в точности перпендикулярна плоскости $\Gamma K_g W_g X$, т.е. будет соответствовать *s*-компоненте сканирования (C). И наоборот, *s*-компонента сканирования (A) для направления $\Gamma \rightarrow K_g$ будет в точности соответствовать *p*-компоненте сканирования (C).

Анализ поляризационных особенностей в спектрах опалов, выполненный в работах [14,15], показывает, что для каждой системы кристаллографических плоскостей (*hkl*) следует определять *p*- и *s*-компоненты поляризации с учетом ориентации падающего пучка относительно этой системы плоскостей. Из результатов работы [15]

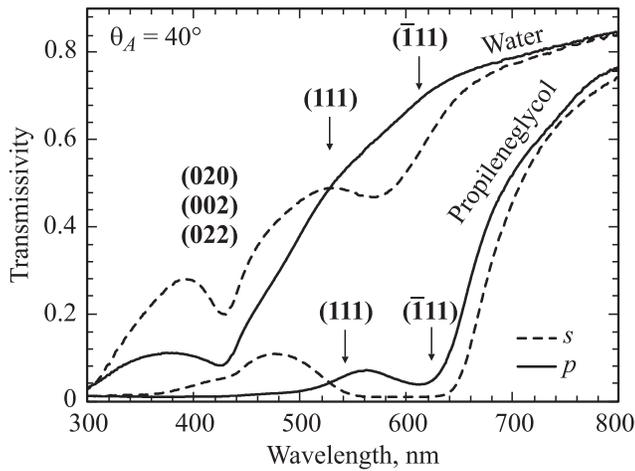


Рис. 3. Спектры пропускания образца опала толщиной 0.6 мм, заполненного водой и пропиленгликолем, сканирование (A), угол падения $\theta_A = 40^\circ$. Сплошные линии соответствуют падению p -поляризованного света, штриховые линии — s -поляризованного света. Стрелками указано рассчитанное положение фотонных зон (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ для структур опал-вода и опал-пропиленгликоль.

следует, что для пути сканирования (A) в p -поляризации отраженная компонента падающего света обращается в нуль при критическом значении угла падения $\theta_A = \theta^C$ на систему плоскостей (hkl) . Значение критического угла определяется из формулы [15]

$$\sin^2 \theta_{(hkl)}^C = \frac{\varepsilon_{av}}{2\varepsilon_v} \left(1 \pm \frac{2\sqrt{2}}{3} \frac{h+k+l}{h^2+k^2+l^2} \times \sqrt{h^2+k^2+l^2 - hk - hl - kl} \right), \quad (4)$$

где ε_v определяет диэлектрическую проницаемость внешней среды, которой в нашем случае является заполнитель, а индексы h , k , и l имеют значение индексов кристаллических плоскостей, перпендикулярных плоскости падения света. В случае слабого контраста, когда опал погружен в иммерсионную жидкость, можно полагать $\varepsilon_{av} = \varepsilon_v$. Формула (4) позволяет вычислить значения углов $\theta_A = \theta^C$, при которых будут отсутствовать в p -поляризации фотонные зоны (hkl) , а именно $\theta_{(111)}^C = 45.4^\circ$, $\theta_{(\bar{1}\bar{1}\bar{1})}^C = 25.7^\circ$ и $\theta_{(200)}^C = -9.8^\circ$. Следует отметить, что эти значения близки к углу 45° , отсчитанному относительно нормали к соответствующей плоскости (hkl) .

Исследованные в данной работе спектры пропускания опала в зависимости от поляризации падающего света приведены на рис. 2, b (p - и s -компоненты) для образца 0.6 мм, заполненного водой. Наиболее характерные спектры, демонстрирующие эффект пропадания фотонных зон в p -поляризации, приведены на рис. 3 для образца 0.6 мм с двумя разными заполнителями (вода либо пропиленгликоль). Эти спектры соответствуют направлению $\theta_A = 40^\circ$, близкому к критическому

$\theta_{(111)}^C = 45.4^\circ$ для плоскости (111). В спектрах присутствуют две полосы „непропускания“, одна из которых (в области длин волн ~ 600 nm) соответствует перекрывающимся широким зонам (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$, вторая (в области длин волн ~ 430 nm) соответствует зонам (020), (002) и (022). Видно, что в спектрах опала, заполненного водой, полоса ~ 600 nm проявляется только в s -поляризации, а в p -поляризации не наблюдается вообще, в то время как полоса ~ 430 nm присутствует в обеих поляризациях, хотя и имеет несколько различающиеся интенсивности и полуширины. При заполнении опала пропиленгликолем в спектре с s -поляризацией доминирует широкая полоса в области 540–640 nm, в то время как в p -поляризации проявляется более слабая и узкая полоса с центром ~ 620 nm, что соответствует расчетному значению для зоны $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$. Важно отметить, что в p -поляризации в области фотонной зоны (111) полоса „непропускания“ отсутствует. Разница в поведении полос (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$, которая проявляется в спектрах опала с пропиленгликолем, объясняется следующим образом. Для фотонной зоны (111) критический угол $\theta_{(111)}^C = 45.4^\circ$ близок к обсуждаемому $\theta_A = 40^\circ$, а для фотонной зоны $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ критический угол составляет $\theta_{(\bar{1}\bar{1}\bar{1})}^C = 25.7^\circ$, что уже заметно отличается от $\theta_A = 40^\circ$. Следовательно, эффект пропадания фотонных зон в p -поляризации при углах, близких к критическому значению θ^C , наблюдается не только при малом контрасте (опал-вода), но и при большем контрасте (опал-пропиленгликоль), когда в спектрах с s -поляризацией уже сформировались фотонные стоп-зоны с практически нулевым пропусканием (в линейной шкале, рис. 3).

3.5. Зависимость параметров фотонной зоны (111) от диэлектрического контраста опал-заполнитель. Зависимость спектров пропускания от величины диэлектрического контраста опал-заполнитель приведена на рис. 2, c (образец 0.6 мм с двумя разными заполнителями — вода либо пропиленгликоль) и на рис. 4, где подробно представлена модификация фотонной зоны (111) при изменении диэлектрического контраста (геометрия $\Gamma \rightarrow L_g$). В этом случае брэгговская длина волны дифрагированного пучка, определяющего фотонную зону (111), вычисляется по формуле (1) при $\theta = 0$:

$$\lambda_{(111)} = 2d_{111}\sqrt{\varepsilon_{av}}. \quad (5)$$

В работе была измерена серия спектров пропускания опала толщиной 0.6 мм в воздухе, а также с различными заполнителями: вода, пропиленгликоль и их смеси. При этом диэлектрическая постоянная заполнителя менялась в диапазоне от $\varepsilon_{\text{air}} = 1$ до $\varepsilon_{\text{pg}} = 2.04$, содержащем также значение диэлектрической проницаемости сфер опала $\varepsilon_{a\text{-SiO}_2} \approx 1.81$. Соответственно диэлектрический контраст менялся в пределах от $\varepsilon_{a\text{-SiO}_2}/\varepsilon_{\text{air}} \approx 1.81$ до $\varepsilon_{a\text{-SiO}_2}/\varepsilon_{\text{pg}} \approx 0.89$, проходя через единицу (условие оптической однородности, т.е. пропадание стоп-зоны).

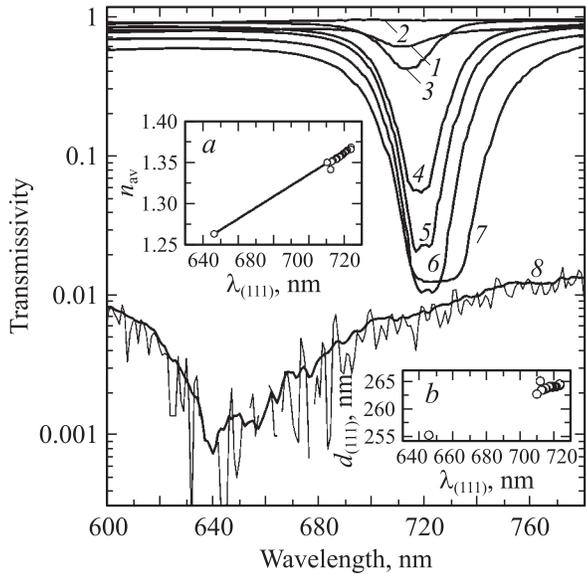


Рис. 4. Спектры пропускания *s*-поляризованного света образца толщиной 0.6 mm при нормальном падении $\theta_A = 0$ в зависимости от коэффициента преломления заполнителя $n = 1.333$ (вода) (1), 1.345 (2), 1.370 (3), 1.390 (4), 1.400 (5), 1.410 (6), 1.433 (пропиленгликоль) (7), 1.000 (воздух): тонкая линия — экспериментально полученный спектр, жирная линия — результат сглаживания методом Savitsky–Golay (8). Спектры 2–6 получены при заполнении опала смесью вода–пропиленгликоль. На вставке *a* — экспериментальная зависимость между брэгговской длиной волны $\lambda_{(111)}$ и показателем преломления структуры опал–заполнитель n_{av} . На вставке *b* — параметр структуры d_{111} , рассчитанный на основании обработки спектров пропускания опалов с разными заполнителями.

Величина усредненного показателя преломления структуры опал–заполнитель $n_{av} = \sqrt{\epsilon_{av}}$, который входит в формулу (5), вычислялась по формуле для идеальной ГЦК-структуры (т.е. без учета спекания шаров):

$$n_{av} = \sqrt{0.74\epsilon_{a-SiO_2} + 0.26\epsilon_{filler}}. \quad (6)$$

В таком приближении величина n_{av} в наших экспериментах варьировалась от ≈ 1.26 (опал–воздух) до ≈ 1.37 (опал–пропиленгликоль).

На рис. 4 представлены спектры пропускания опала с различными заполнителями в геометрии $\Gamma \rightarrow L_g$. Отдельно следует обратить внимание на спектр опала без заполнителя (т.е. опал–воздух), интенсивность которого существенно слабее интенсивности остальных спектров из-за сильного рассеяния света на неиммерсированном образце. Спектры опала, заполненного смесью вода–пропиленгликоль, меняются закономерным образом, причем полоса непропускания (111) практически не наблюдается в спектре, соответствующем раствору с $\epsilon_{filler} \approx 1.81$. Это значение и было использовано нами в качестве диэлектрической постоянной сфер опала ϵ_{a-SiO_2} . На вставке *a* к рис. 4 приведена зависимость между n_{av} и положением линии (111) в спектрах пропускания

$\lambda_{(111)}$. Экспериментальные точки хорошо укладываются на линейную зависимость в полном соответствии с уравнением (5). Основываясь на этом же уравнении, можно определить параметр решетки исследуемого образца $d_{111} = \frac{\lambda_{(111)}}{2n_{av}}$, который представлен на рис. 4 (вставка *b*) как результат обработки каждого из полученных спектров. На основании этих данных и определяем для исследованного образца 0.6 mm значение $d_{111} \approx 265$ nm, что соответствует диаметру сферических частиц *a*-SiO₂ $D \approx 325$ nm. Единственная точка, которая несколько отличается от этой величины и составляет 255 nm, относится к эксперименту с опалом без заполнителя, для которого удалось получить лишь очень слабый спектр, что и определяет большую погрешность в определении $\lambda_{(111)}$ и соответственно d_{111} .

3.6. Зависимость параметров фотонных зон от толщины образца. Спектры пропускания опалов в зависимости от толщины образца приведены на рис. 2, *d* (образцы 0.6 и 2.2 mm в воде, *s*-поляризация) и на рис. 5 (образцы 0.6, 0.8 и 2.2 mm в воде и пропиленгликоле, *s*-поляризация, $\theta_A = 0$).

Зависимость пропускания опалов на брэгговской длине волны от толщины образца исследовалась ранее в ряде работ для относительно большого ($\epsilon_{polymer}/\epsilon_{air} \approx 2.69$ в случае полимерных опалов) [6,16] и умеренного ($\epsilon_{glycerin}/\epsilon_{a-SiO_2} \approx 1.15$) [7] диэлектрических контрастов. Было показано, что при увеличении толщины образца пропускание света в области фотонной зоны для направления [111] падает экспоненциально, что хорошо согласуется с результатами, полученными теоретически в скалярной модели [6]. Отметим, что в работах [6,7,16] исследовались лишь чрезвычайно тонкие образцы 5–25 μm (пленки с большим контрастом) и 50–310 μm (объемный образец с умеренным контрастом).

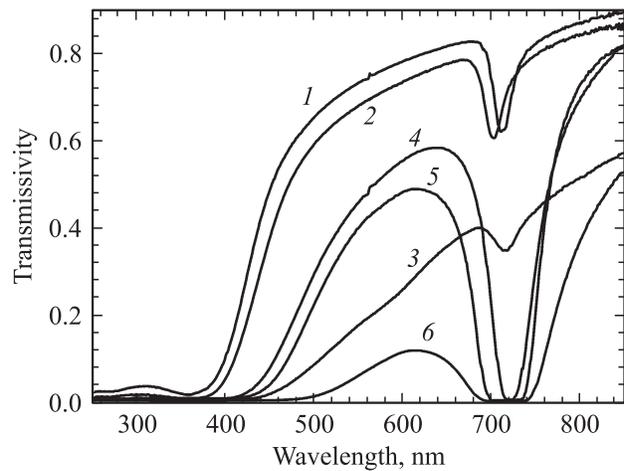


Рис. 5. Спектры пропускания *s*-поляризованного света при нормальном падении $\theta_A = 0$ для пластин опала толщиной 0.6 (1, 4), 0.8 (2, 5) и 2.2 mm (3, 6), заполненных водой (1–3) и пропиленгликолем (4–6).

В настоящей работе проведены аналогичные эксперименты на образцах опалов миллиметровой толщины. Для решения этой задачи в качестве заполнителя были выбраны вода и пропиленгликоль, причем вода, обеспечивающая очень низкий диэлектрический контраст $\varepsilon_{a\text{-SiO}_2}/\varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} \approx 1.02$, позволяет изучать фотонные зоны не только тонких, но и толстых миллиметровых образцов. На рис. 5 приведены спектры пропускания светового пучка, падающего вдоль ростового направления (геометрия $\Gamma \rightarrow L_g$) через образец опала 2.2 mm, а также через две выпиленные из него пластинки толщиной 0.8 и 0.6 mm. Из этого рисунка хорошо видно, что в спектрах опала, заполненного водой, полосы (111) имеют незначительную интенсивность во всех трех образцах, что не позволяет, строго говоря, называть их фотонными стоп-зонами. В то же время у образцов, заполненных пропиленгликолем ($\varepsilon_{\text{pg}}/\varepsilon_{a\text{-SiO}_2} \approx 1.13$), полоса (111) по своим характеристикам вполне соответствует названию стоп-зоны. В спектрах пропускания структуры опал–вода параметры полос (111) (длина волны в минимуме $\lambda_{(111)}$ и полуширина $\Delta\lambda_{(111)}$) для образца 2.2 mm составляют $\lambda_{(111)} = 711$ nm и $\Delta\lambda_{(111)} = 29$ nm, для образца 0.8 mm — $\lambda_{(111)} = 702$ nm, $\Delta\lambda_{(111)} = 26$ nm и для образца 0.6 mm — $\lambda_{(111)} = 712$ nm, $\Delta\lambda_{(111)} = 25$ nm.

Экспериментальные данные (рис. 5) указывают на то, что для образцов миллиметровой толщины интенсивность линий растет, а сама линия сужается при уменьшении толщины образца — результаты, противоположный размерным эффектам, наблюдавшимся на образцах микронной толщины [6,7,16]. В нашем случае увеличение интенсивности наблюдаемой линии непропускания при уменьшении толщины связано с неупорядоченностью кристаллической структуры толстого образца по сравнению с вырезанными из него тонкими пластинками. Действительно, брэгговские длины волн для направления $\Gamma \rightarrow L_g$ у этих двух пластинок отличаются почти на 10 nm, что свидетельствует об изменении постоянной решетки вдоль оси роста исходного образца 2.2 mm. Этот результат совпадает с выводами работы [30], где также наблюдалось смещение полосы (111) при исследовании серии пластинок опала, вырезанных из одного объемного образца перпендикулярно оси его роста.

При анализе рис. 2, b–d следует учитывать, что на угловые зависимости спектров пропускания автоматически накладывается еще одна зависимость — от толщины образца. Действительно, при падении света под некоторым углом θ к нормали образца, имеющего форму пластинки, его эффективная толщина будет изменяться по закону $1/\cos\theta$. Эта дополнительная зависимость от толщины накладывается на другие обсуждавшиеся выше зависимости, а также на эффекты, обусловленные различными типами дефектов в опалах. Устранить дополнительную зависимость от размеров можно лишь при исследовании образца сферической формы.

3.7. Двойникование ГЦК-структуры синтетических опалов. Сопоставление расчетных и экспериментальных зависимостей, представленных на

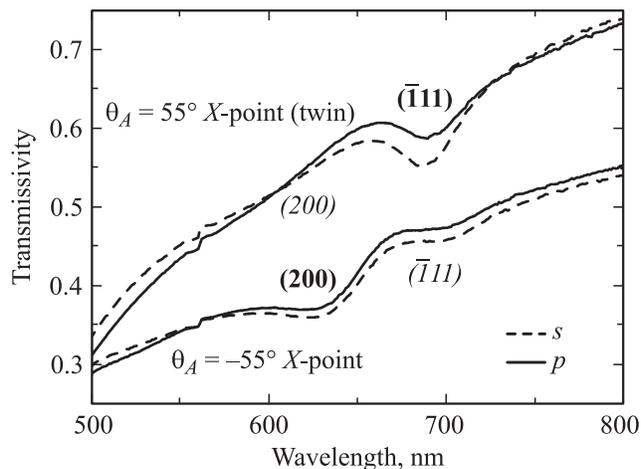


Рис. 6. Спектры пропускания образца опала толщиной 0.6 mm для направления $\Gamma \rightarrow X$ решетки ГЦК-I ($\theta_A = -55^\circ$) и того же направления $\Gamma \rightarrow X$ решетки-двойника ГЦК-II ($\theta_A = 55^\circ$). Сплошные линии соответствуют падению p -поляризованного света, штриховые линии — s -поляризованного света. Индексы плоскостей, указанные жирным шрифтом, соответствуют решетке ГЦК-I, а курсивом — ГЦК-II.

рис. 2, позволяет сделать вывод о наличии двойников в исследованных образцах синтетических опалов. Для идентификации двойникованной структуры достаточно проанализировать спектры пропускания при сканировании (A) (рис. 2, a). При сканировании (A) дисперсионные ветви, связанные с решетками ГЦК-I и ГЦК-II, сильнее всего разнесены в диапазонах углов $-55 \leq \theta_A \leq -40^\circ$ и $35 \leq \theta_A \leq 70^\circ$. При этом угол $\theta_A = -55^\circ$ соответствует X-точке ЗБ решетки ГЦК-I, а угол $\theta_A = 55^\circ$ соответствует X-точке ЗБ решетки ГЦК-II. На рис. 6 представлены спектры образца 0.6 mm в воде в s - и p -поляризациях при $\theta_A = -55$ и 55° . Если бы структура исследованного образца опала была недвойникованной, то в спектральном диапазоне 500–800 nm при $\theta_A = -55^\circ$ наблюдалась бы единственная полоса (200) в области ~ 600 nm, а при $\theta_A = 55^\circ$ — единственная полоса ($\bar{1}11$) в области ~ 700 nm. Эти две полосы действительно являются наиболее интенсивными, однако помимо них в спектрах присутствует слабая „инвертированная“ пара полос, т. е. полоса 700 nm при $\theta_A = -55^\circ$ и полоса ~ 600 nm при $\theta_A = 55^\circ$. Обратившись к рис. 2, a легко убедиться, что эти полосы обусловлены решеткой ГЦК-II. Сравнивая интенсивность полос в спектрах на рис. 6, можно сделать вывод о том, что исследованные образцы имеют двойникованную ГЦК-структуру с явным преобладанием одного типа доменов (условно обозначенных нами как ГЦК-I) над другим (ГЦК-II).

Отметим, что при увеличении контраста диэлектрической проницаемости опал–заполнитель полосы, соответствующие двойнику ГЦК-II, становятся еще более заметными. В частности, полоса ~ 700 nm при $\theta_A = -55^\circ$ становится интенсивной при заполнении опала пропиленгликолем и сливается с полосой (200) решетки ГЦК-I (рис. 2, c).

4. Заключение

Проведенные в работе исследования позволили получить богатую информацию о структурных параметрах и фотонных свойствах синтетических опалов в случае малого контраста диэлектрической проницаемости опал-заполнитель. Было продемонстрировано, что экспериментально определенная зависимость энергетического положения фотонных зон от направления волнового вектора света хорошо описывается рассчитанной дисперсионной зависимостью брэгговских длин волн при дифракции света на системе плоскостей (hkl) двойникованной ГЦК-решетки. На основании сопоставления экспериментальных и расчетных данных в спектрах пропускания были выделены полосы, соответствующие фотонным зонам $\{111\}$, $\{200\}$ и $\{220\}$. Эти фотонные зоны экспериментально исследовались в зависимости от: 1) ориентации волнового вектора светового пучка относительно осей ГЦК-решетки опала; 2) поляризации падающего светового пучка; 3) контраста диэлектрической проницаемости опал-заполнитель; 4) толщины образца. Результаты исследования поляризационных зависимостей фотонных зон при различных контрастах опал-заполнитель продемонстрировали, что в p -поляризации отраженная компонента падающего света обращается в нуль при критическом значении θ^C угла падения света, определяемого относительно каждой системы плоскостей (hkl). Измеренная зависимость энергии фотонной зоны (111) от величины диэлектрического контраста опал-заполнитель позволила с высокой точностью определить постоянную решетки исследованного образца, которая соответствует диаметру неспекшихся шаров α -SiO₂ в модели идеальной ГЦК-решетки. В результате анализа расчетных зависимостей брэгговских длин волн и экспериментальных спектров был сделан вывод о том, что исследованные образцы синтетических опалов имеют двойникованную ГЦК-структуру с явным преобладанием (по занимаемому объему) одного типа доменов над другим.

Авторы благодарят А.А. Каплянского за поддержку и критические замечания, М.И. Самойловича за предоставление синтетических опалов, А.В. Барышева и А.В. Селькина за обсуждение результатов работы, М.Е. Бойко, Д.А. Курдюкова и С.Ф. Каплана за помощь в создании экспериментальной установки.

Список литературы

- [1] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, J.N. Winn. Photonic crystals: molding the flow of light. Princeton Univ. Press (1995). 158 p.
- [2] Photonic crystals: physics, fabrication and applications / Eds K. Inoue, K. Ohtaka. Springer (2004). 348 p.
- [3] E. Yablonovitch. Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987).
- [4] V.N. Astratov, V.N. Bogomolov, A.A. Kaplyanskii, A.V. Prokofiev, L.A. Samoilovich, S.M. Samoilovich, Yu.A. Vlasov. Nuovo Cimento D **17**, 1349 (1995).
- [5] Yu.A. Vlasov, V.N. Astratov, O.Z. Karimov, A.A. Kaplyanskii, V.N. Bogomolov, A.V. Prokofiev. Phys. Rev. B **55**, 13 357 (1997).
- [6] J.F. Bertone, P. Jiang, K.S. Hwang, D.M. Mittleman, V.L. Colvin. Phys. Rev. Lett. **83**, 300 (1999).
- [7] Yu.A. Vlasov, M.I. Kaliteevski, V.V. Nikolaev. Phys. Rev. B **60**, 1555 (1999).
- [8] Yu.A. Vlasov, V.N. Astratov, A.V. Baryshev, A.A. Kaplyanskii, O.Z. Karimov, M.F. Limonov. Phys. Rev. E **61**, 5784 (2000).
- [9] S.G. Romanov, T. Maka, C.M. Sotomayor Torres, M. Muller, R. Zentel, D. Cassagne, J. Manzanares Martinez, C. Jouanin. Phys. Rev. E **63**, 056 603 (2001).
- [10] J.F. Galisteo-López, F. López-Tejiera, S. Rubio, C. López, J. Sánchez-Dehesa. Appl. Phys. Lett. **82**, 4068 (2003).
- [11] A.B. Барышев, А.А. Каплянский, В.А. Кособукин, М.Ф. Лимонов, К.Б. Самусев, Д.Е. Усвят. ФТТ **45**, 434 (2003).
- [12] A.B. Барышев, А.А. Каплянский, В.А. Кособукин, М.Ф. Лимонов, А.П. Скворцов. ФТТ **46**, 1291 (2004).
- [13] A.V. Baryshev, A.A. Kaplyanskii, V.A. Kosobukin, K.B. Samusev, D.E. Usvyat, M.F. Limonov. Phys. Rev. B **70**, 113 104 (2004).
- [14] A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, H. Uchida, M. Inoue, M.F. Limonov. Phys. Rev. B **73**, 033 103 (2006).
- [15] M.V. Rybin, A.V. Baryshev, M. Inoue, A.A. Kaplyanskii, V.A. Kosobukin, M.F. Limonov, A.K. Samusev, A.V. Sel'kin. Photonic and Nanostructures **4**, 146 (2006).
- [16] J.F. Galisteo-Lopez, E. Palacios-Lidon, E. Castillo-Martinez, C. Lopez. Phys. Rev. B **68**, 115 109 (2003).
- [17] B.T. Holland, C.F. Blanford, A. Stein. Science **281**, 538 (1997).
- [18] J.E.G.J. Wijnhoven, W.L. Vos. Science **281**, 802 (1998).
- [19] A.A. Zakhidov, R.H. Baughman, Z. Iqbal, C. Cui, I. Khairulin, S.O. Dantas, J. Marti, V.G. Ralchenko. Science **282**, 897 (1998).
- [20] Ī Tarhan, G.H. Watson. Phys. Rev. Lett. **76**, 315 (1996).
- [21] S.A. Asher, J.M. Weissman, A. Tikhonov, R.D. Coalson, R. Kesavamoorthy. Phys. Rev. E **69**, 066 619 (2004).
- [22] В.Г. Голубев, Д.А. Курдюков, А.Б. Певцов, А.В. Селькин, Е.Б. Шадрин, А.В. Ильинский, Р. Боейник. ФТП **36**, 1122 (2002).
- [23] J.F. Galisteo-López, C. López. Phys. Rev. B **70**, 035 108 (2004).
- [24] A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, M. Inoue, P.B. Lim, A.V. Sel'kin, G. Yushin, M.F. Limonov. Phys. Rev. Lett. **99**, 063906 (2007).
- [25] H.M. van Driel, W.L. Vos. Phys. Rev. B **62**, 9872 (2000).
- [26] J.V. Sanders. Nature **204**, 1151 (1964).
- [27] C. Kittel. Introduction to solid state physics. John Wiley & Sons, Inc., N.Y. (1971). 675 p.
- [28] A.V. Baryshev, V.A. Kosobukin, K.B. Samusev, D.E. Ysvyat, M.F. Limonov. Phys. Rev. B **73**, 205 118 (2006).
- [29] A.A. Dukin, N.A. Feoktistov, A.V. Medvedev, A.B. Pevtsov, V.G. Golubev, A.V. Sel'kin. J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **8**, 625 (2006).
- [30] A.B. Барышев, А.В. Анкудинов, А.А. Каплянский, В.А. Кособукин, М.Ф. Лимонов, К.Б. Самусев, Д.Е. Усвят. ФТТ **44**, 1573 (2002).