

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ СТОП-ЗОН ГЛОБУЛЯРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

В. С. Горелик, А. А. Ведерников

В работе сообщается о результатах экспериментальных исследований характеристик стоп-зон глобулярных фотонных кристаллов в зависимости от диаметра глобул, температуры и присутствия диэлектрической среды в порах между глобулами. Анализировались спектры отражения от поверхности (111) глобулярного фотонного кристалла с использованием волоконно-оптической методики. С понижением температуры образца максимум отражения смещался в длинноволновую область спектра. Проведено сопоставление спектральных характеристик стоп-зон с расчётами, основанными на использовании формулы Брэгга–Вульфа.

Ключевые слова: глобулы, фотонный кристалл, жидкий азот, спектр отражения, температура.

Глобулярные фотонные кристаллы (ГФК) представляют собой новые физические объекты, характеризующиеся присутствием стоп-зон, областей отрицательного показателя преломления, аномальным изменением групповой скорости электромагнитных волн и другими уникальными свойствами [1–17]. Термин “фотонные кристаллы” был впервые введён в работе [18].

Наличие в веществе периодической структуры, период которой близок к длине электромагнитной волны, приводит к возникновению разрешённых и запрещённых зон. Возможность формирования стоп-зон в таком кристалле была установлена в работе [2], а впоследствии изучалась также в работах [19, 20]. Такие исследования проводятся на основе анализа спектров пропускания широкополосного излучения через тонкую пластину фотонного кристалла или спектров отражения такого излучения от поверхности фотонного кристалла.

Наночастицы, из которых состоят глобулярные фотонные кристаллы, имеют форму близких по размеру шариков, диаметры которых находятся в диапазоне от 200 до 600 нм. Пустоты в таком кристалле могут составлять до 26% от полного объёма (при точечном контакте между глобулами аморфного SiO_2) [1]. Присутствие подобных пор в кристаллах позволяет заполнять их определёнными жидкостями, а также вводить в них компоненты в виде наночастиц, размеры которых сравнимы с размерами каналов, соединяющих смежные поры. Введение подобных примесей позволяет изменять оптические свойства глобулярного фотонного кристалла. На основе фотонных кристаллов могут быть созданы новые оптические устройства: селективные зеркала, нелинейные оптические элементы, высокодобротные резонаторы и т.д. Структура глобулярного фотонного кристалла является не очень устойчивой вследствие слабой связи между отдельными глобулами. Прочность глобулярных фотонных кристаллов возрастает при понижении температуры вследствие увеличения сил сцепления между глобулами. В связи с этим возникает задача исследования оптических характеристик глобулярных фотонных кристаллов при низких температурах.

Цель данной работы – исследование параметров стоп-зон глобулярных фотонных кристаллов при комнатной температуре и при температуре кипения жидкого азота (78 К). В этом случае внутри пор присутствует жидкий азот и фотонные кристаллы становятся более прочными и устойчивыми к импульсному лазерному излучению. Ставилась задача исследования параметров стоп-зон на основе анализа спектров отражения широкополосного излучения от поверхности фотонного кристалла.

Методика эксперимента. Для получения спектров отражения от поверхности (111) глобулярного фотонного кристалла проводился эксперимент, схема которого показана на рис. 1. При этом геометрия эксперимента соответствовала нормальному падению исходного излучения на поверхность; отражённое в обратном направлении от поверхности фотонного кристалла излучение попадало на вход кварцевого световода.

Источник излучения 1 представлял собой галогенную лампу, свет от которой передавался на вход двухжильного световода 2, заканчивающегося зондом, присоединённым к кювете с образцом 3. Отражённое излучение по второму оптоволоконному каналу поступало на вход подключённого к компьютеру спектрометра. Спектры регистрировались благодаря специальному программному обеспечению для данного спектрометра. В результате были получены зависимости интенсивности отражённого света от длины волны.

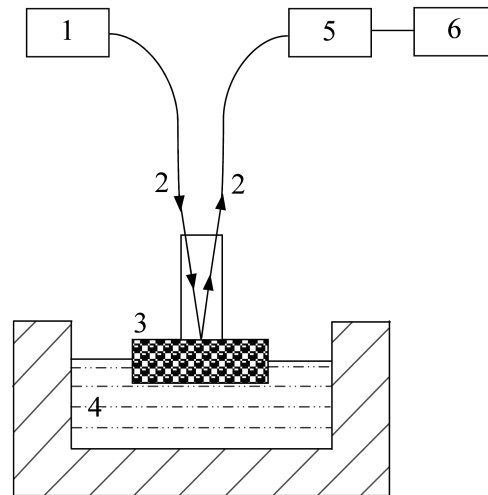


Рис. 1: Установка для получения спектров отражения от поверхности глобулярных фотонных кристаллов; 1 – источник излучения, 2 – световод, 3 – изучаемый образец, 4 – жидкий азот, 5 – спектрометр, 6 – компьютер.

Для того чтобы исключить паразитный фон лампы, обусловленный неравномерной интенсивностью излучения, из полученных спектров вычитался аппаратный спектр спектрометра для исключения погрешностей, связанных с различием времен экспозиции. Результирующий спектр нормировался на максимальную интенсивность. Исследования всех типов образцов производились вдоль направления нормали $[111]$ к естественной грани роста кристаллов.

Результаты эксперимента. На рис. 2 приведены спектры отражения от поверхности опаловой матрицы в том случае, когда пространство между глобулами заполнено воздухом при комнатной температуре. В спектрах отражения присутствуют отчётливые полосы, спектральное положение которых соответствует стоп-зонам фотонного кристалла. Как видно из этого рисунка, с увеличением диаметра глобул пик отражения смещается в область больших длин волн.

На рис. 3 приведены спектры отражения от поверхности опаловой матрицы, погружённой в жидкий азот. Как видно из этого рисунка, с понижением температуры произошёл сдвиг всех пиков отражения в сторону больших длин волн. Кроме того, как и при комнатной температуре, с увеличением диаметра глобул пик отражения смещается в область больших длин волн.

На рис. 4–6 представлено сопоставление спектров отражения при фиксированных диаметрах глобул (205, 240 и 290 нм) при различных температурах: комнатной (кривые

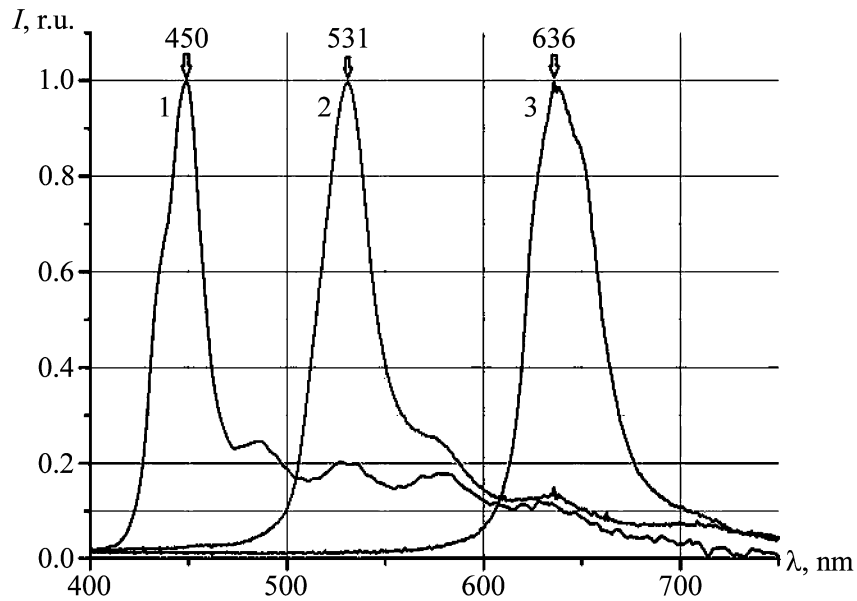


Рис. 2: Спектры отражения опала при комнатной температуре (300 K) при различных диаметрах глобул: 1 – 205 нм, 2 – 240 нм, 3 – 290 нм.

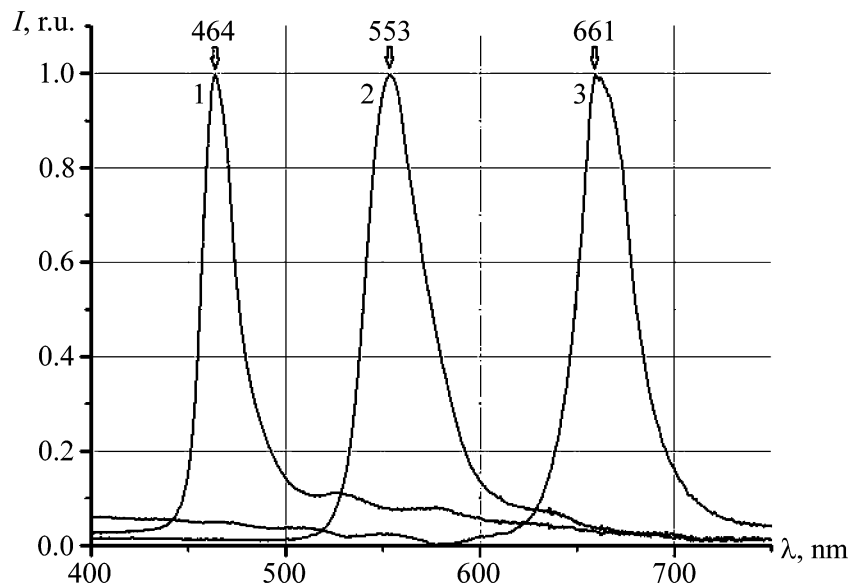


Рис. 3: Спектры отражения опала, погруженного в жидкий азот (78 K), при различных диаметрах глобул: 1 – 205 нм, 2 – 240 нм, 3 – 290 нм.

1) и азотной (кривые 2), при заполнении воздухом и жидким азотом соответственно. Из этих рисунков следует, что при понижении температуры пик отражения смещается

в длинноволновую область.

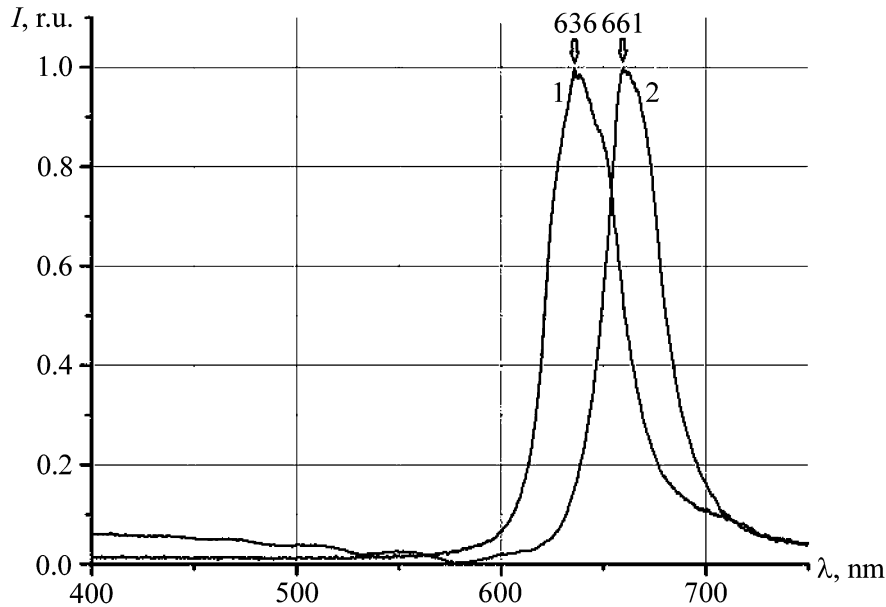


Рис. 4: Спектры отражения опала с диаметрами глобул 290 нм при заполнении 1 – воздухом при комнатной температуре (300 K), и 2 – жидким азотом при температуре кипения (78 K).

Обсуждение результатов эксперимента. Зависимость длины волны максимума отражения от диаметра глобул выражается соотношением (формула Брэгга):

$$\lambda_m = 2a = 2D\bar{n}\sqrt{\frac{2}{3}}, \quad (1)$$

где a – период решётки, λ_m – длина волны, соответствующей максимуму отражения, \bar{n} – усреднённый показатель преломления, который находится по формуле:

$$\bar{n} = \sqrt{n_1^2\eta + n_2^2(1 - \eta)}. \quad (2)$$

Здесь n_1 – показатель преломления материала глобул (для кварцевых глобул – 1.36), а n_2 – показатель преломления вещества между глобулами ($n_2 = 1$ для воздуха при комнатной температуре [21] и $n_2 = 1.2$ для жидкого азота при температуре кипения [23]), η – коэффициент заполнения, равный 0.74. Таким образом, можно рассчитать смещение длин волн пиков отражения при изменении температуры

$$\Delta\lambda_m = \lambda_{T_2} - \lambda_{T_1}. \quad (3)$$

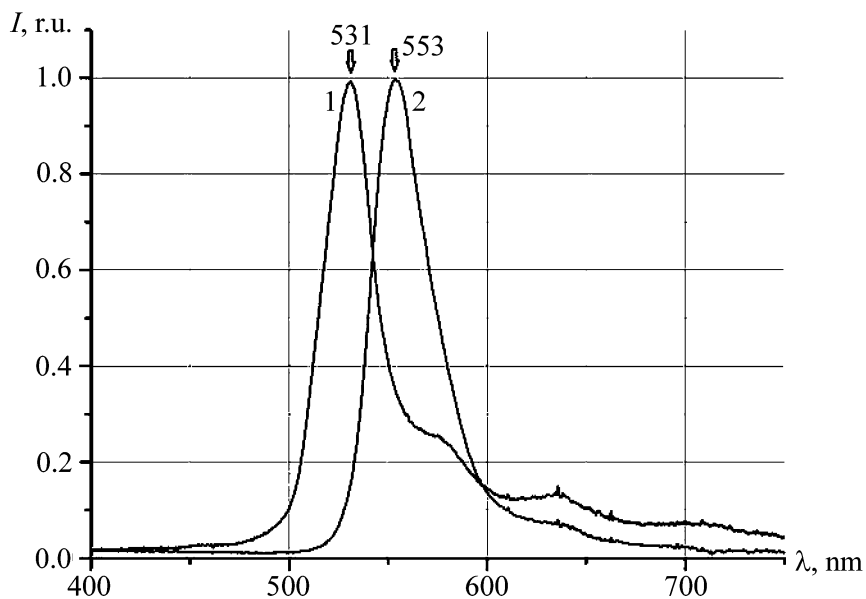


Рис. 5: Спектры отражения опала с диаметрами глобул 240 нм при заполнении 1 – воздухом при комнатной температуре (300 K), и 2 – жидким азотом при температуре кипения (78 K).

В таблицах 1 и 2 приведены результаты сравнения эксперимента с теорией. Погрешности порядка 5–8% позволяют судить о приблизительном совпадении.

Т а б л и ц а 1

Сравнение расчетных и экспериментальных значений положений максимумов

| N | D, нм | T, К | n_1 | n_2 | \bar{n} | a, нм | $\lambda_{\text{theor}}, \text{нм}$ | $\lambda_{\text{exp}}, \text{нм}$ | $\delta, \%$ |
|---|-------|------|-------|-------|-----------|-------|-------------------------------------|-----------------------------------|--------------|
| 1 | 205 | 78 | 1.360 | 1.2 | 1.321 | 221 | 442 | 464 | 5% |
| 2 | 240 | 78 | 1.360 | 1.2 | 1.321 | 259 | 518 | 553 | 7% |
| 3 | 290 | 78 | 1.360 | 1.2 | 1.321 | 313 | 626 | 661 | 6% |
| 4 | 205 | 300 | 1.360 | 1.0 | 1.456 | 244 | 488 | 450 | 8% |
| 5 | 240 | 300 | 1.360 | 1.0 | 1.456 | 285 | 570 | 531 | 7% |
| 6 | 290 | 300 | 1.360 | 1.0 | 1.456 | 345 | 690 | 636 | 8% |

Относительная погрешность рассчитывалась по следующей формуле:

$$\delta = \frac{\lambda_{\text{theor}} - \lambda_{\text{exp}}}{\lambda_{\text{theor}}} \cdot 100\%. \tag{4}$$

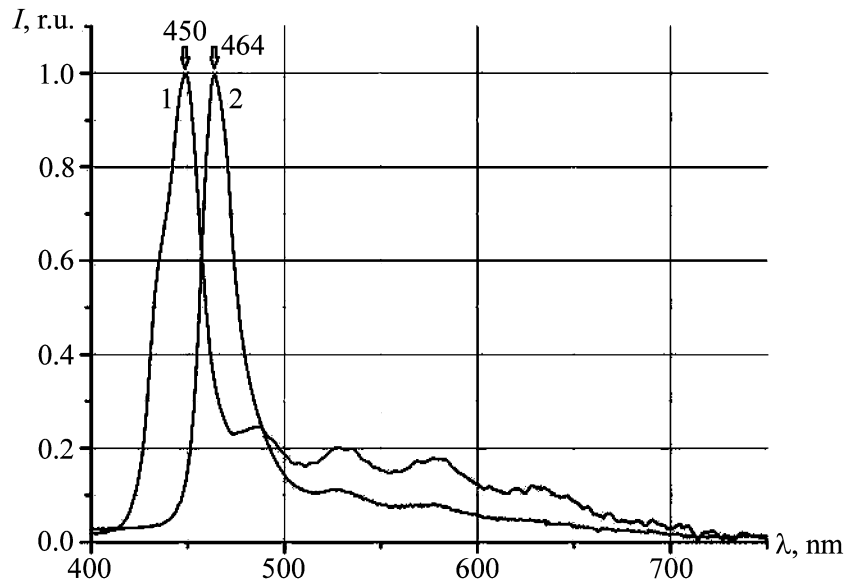


Рис. 6: Спектры отражения опала с диаметрами глобул 205 нм при заполнении 1 – воздухом при комнатной температуре (300 К), и 2 – жидким азотом при температуре кипения (78 К).

Вычислим ширину спектра на полувысоте по формуле [23]:

$$\Delta\lambda_{\text{theor}} = \lambda_{\text{max}} \frac{4 |n_1 - n_2|}{\pi (n_1 + n_2)}. \tag{5}$$

Т а б л и ц а 2

Сравнение расчетных и экспериментальных значений ширины полос

| N | D, нм | T, К | n_1 | n_2 | $\lambda_{\text{max}}^{\text{theor}}$, нм | $\Delta\lambda_{\text{exp}}$, нм | $\Delta\lambda_{\text{theor}}$, нм |
|---|-------|------|-------|-------|--|-----------------------------------|-------------------------------------|
| 1 | 205 | 78 | 1.360 | 1.2 | 442 | 22 | 34 |
| 2 | 240 | 78 | 1.360 | 1.2 | 518 | 38 | 40 |
| 3 | 290 | 78 | 1.360 | 1.2 | 626 | 32 | 48 |
| 4 | 205 | 300 | 1.360 | 1.0 | 488 | 30 | 94 |
| 5 | 240 | 300 | 1.360 | 1.0 | 570 | 30 | 110 |
| 6 | 290 | 300 | 1.360 | 1.0 | 690 | 39 | 134 |

Таким образом, в данной работе установлено, что с ростом температуры и изменением заполнения максимум отражения смещается в область коротких длин волн. При сопоставлении спектральных положений максимумов интенсивности полос отражения в области стоп-зон с расчётами, основанными на использовании формулы Брэгга–

Вульфа, было показано, что экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими. Существенное несовпадение экспериментально измеренной ширины запрещённой зоны со значением, которое было получено теоретически (при 300 К), можно объяснить на основе процесса конверсии фотонов с краев запрещенной зоны в ее центр [24]. Таким образом глобулярные фотонные кристаллы можно использовать в качестве преобразователей частоты.

Отметим также, что прочность глобулярных фотонных кристаллов возрастает при понижении температуры. Поэтому глобулярные фотонные кристаллы, помещённые в жидкий азот, становятся более устойчивыми к интенсивному лазерному воздействию, что позволяет использовать эти кристаллы при исследовании нелинейно-оптических эффектов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты N 12-02-00491, 13-02-00449, 13-02-90420, 14-02-00190, 14-02-90406.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] В. С. Горелик, Квантовая электроника **34**(5), 3 (2007).
- [2] V. P. Vykov, Soviet Physics JETP **35**(2), 269 (1972); В. П. Быков, ЖЭТФ **62**, 505 (1972).
- [3] V. S. Gorelik, Quantum Electronics **37**(5), 409 (2007).
- [4] E. Yablonovitch and T. J. Gmitter, Phys. Rev. Lett. **67**, 2295 (1991).
- [5] К. М. Но, С. Т. Chan, and С. М. Soukoulis, Phys. Rev. Lett. **65**, 3152 (1990).
- [6] J. Sajeev, Phys. Rev. Lett. **58**, 2486 (1987).
- [7] I. A. Sukhoivanov and I. V. Guryev, *Photonic crystals. Physics and practical modeling. Springer Series in Optical Sciences* (Springer-Verlag-Berlin, Heidelberg, vol. 152, 2010).
- [8] V. S. Gorelik, L. I. Zlobina, P. P. Sverbil', et al., Journal of Russian Laser Research **26**(3), 211 (2005).
- [9] O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, et al., Science **284**, 1819 (1999).
- [10] В. Н. Богомолов, Д. А. Курдюков, А. В. Прокофьев, С. М. Самойлович, Письма в ЖЭТФ **63**(7), 496 (1996).
- [11] K. Aoki, H. T. Miyazaki, H. Hirayama, et al., Nature materials **2**, 117 (2003).
- [12] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. Russell, Optics letters **22**(13), 961 (1997).
- [13] J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, and P. St. J. Russell, Science **282**, 1476 (1998).
- [14] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, et al., Science **285**, 1537 (1999).
- [15] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, et al., Phys. Rev. Lett. **79**(21), 4147 (1997).
- [16] Yu. A. Vlasov, X. -Zh. Bo, J. C. Sturm, and D. J. Norris, Nature **414**, 289 (2001).
- [17] D. Englund, D. Fattal, E. Waks, et al., Phys. Rev. Lett. **95**(1), 013904 (2005).

- [18] V. N. Astratov, V. N. Bogomolov, A. A. Kaplyanskii, et al., *Nuovo Cimento, D* **17**, 1349 (1995).
- [19] S. John, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2486 (1987).
- [20] E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059 (1987).
- [21] P. E. Ciddor, *Applied Optics* **35**(9), 1566 (1996).
- [22] J. Benson, J. Fischer, and D. A. Boyd, *International journal of infrared and millimeter waves* **4**(1), 145 (1983).
- [23] A. Yariv and P. Yeh, *Optical waves in crystals: propagation and control of laser radiation* (Wiley, New York, 1984).
- [24] Е. А. Вошинский, В. С. Горелик, *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана, сер. “Естественные науки”*, №3, 20 (2012).

Поступила в редакцию 13 мая 2014 г.