

А. Ю. Шенкаренко

СПЕКТРЫ ПЛОСКИХ ДЕФЕКТОВ В 3D-ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ

Приведены результаты экспериментальных исследований спектров плоских дефектов в фотонном кристалле, которые наблюдались как при отражении, так и при прохождении света. Предложена модель дефекта и получена формула для энергии кванта возбуждения. Выполнены числовые оценки этой величины, которые находятся в согласии с экспериментальными данными. Разработан метод определения размеров дефектов из анализа спектров рассеяния света.

Главная особенность качественных оптических фотонных кристаллов (ФК) связана с возможностью возникновения запрещенных зон для всех трех направлений распространения электромагнитного излучения внутри ФК. Последнее приводит к локализации, и, следовательно, к возможности управления электромагнитной волной посредством ФК. Поэтому выявления отклонений от идеального фотонного кристалла и исследование кристаллов с дефектами является актуальной задачей изучения этого нового объекта оптики [1–3].

Целью работы было изучение спектральных характеристик дефектов реального трехмерного ФК на основе опаловой матрицы. Исследование дефектов в ФК является актуальной задачей как в случае гомогенных образцов, так и для образцов, наполненных различными веществами. В случае заполнения межсферных пустот в таких условиях ФК представляет собой 3D-решетку, параметрами которой можно управлять, например, внешними электромагнитными полями, а также другими воздействиями.

Современные технологии получения ФК не позволяют создавать бездефектные образцы, имеющие идеальную ГЦК решетку в пределах всего объема образца. Дефекты в образцах могут быть нескольких типов. Наиболее полный набор различных дефектов содержат поликристаллы; такие образцы исследовались в настоящей работе. Во-первых, отдельные кристаллиты могут иметь разные значения постоянной кристаллической решетки, связанные с различием диаметров сфер, образующих ГЦК структуру и, во-вторых, возможностью замены на близкую к ней ГПУ структуру. В-третьих, отдельные кристаллиты могут стыковаться так, что их общая плоская граница будет соответствовать кристаллическим плоскостям с разными наборами индексов Миллера для соседних кристаллитов. В-четвертых, возможно наличие более

крупных образований из кристаллитов — блоков, по-разному ориентированных между собой. Внутри кристаллитов возможно наличие вакансий и дислокаций. Перечисленные дефекты приводят к образованию дополнительных полостей внутри ФК, что определенным образом влияет на заполнение, а так же на объем идеальной структуры. В настоящее время планируется использование одного из модулей международной космической станции для получения идеальных структур ФК в больших объемах при малом влиянии гравитационного поля Земли [4].

Исследовались две группы образцов фотонных кристаллов, различающиеся по толщине. Все образцы имели форму прямоугольного параллелепипеда. В первую группу входили образцы с толщинами ~ 2 мм и площадью большей поверхности $\sim 15 \times 10$ мм (рис. 1, а, см. 4-ю полосу обложки), а во вторую — образцы с толщинами $\sim 0,2$ мм, и площадью большей поверхности $\sim 10 \times 10$ мм (рис. 1, б, см. 4-ю полосу обложки). Каждый из образцов представлял собой поликристалл, сформированный из кристаллитов, имеющих ГЦК-решетку из сфер аморфного SiO_2 .

Так как цвет излучения, отраженного от поверхности ФК, несет существенную информацию о приповерхностном слое, то первым этапом исследования было построение карт распределения интенсивности отраженного света; Построение карт поверхности осуществлялось с помощью ПЗС-матрицы, сигнал с которой обрабатывался на ПЭВМ. Этот сигнал формировал изображение поверхности ФК, а после обработки по специальной программе задавал спектральный состав отраженного излучения. С целью корректного решения обеих задач была осуществлена калибровка ПЗС-матрицы по спектру излучения ртутной лампы (рис. 2); установлено, что график представляет собой прямую линию $y = x$ с коэффициентом корреляции 0,99999, т.е. все линии спектра ртути в диапазоне длин волн от 480 до 680 нм ПЗС-матрица воспринимает практически без искажений. Поэтому на выделенном участке спектра положение пика, т.е. резкого максимума, обозначенное как λ_m , в спектре отражения или прохождения может быть зарегистрировано с высокой точностью. Контрольные измерения дали оценку погрешности $\delta\lambda_m \leq 0,3$ нм. Схема экспериментальной установки приведена в работе [5].

Рассмотрим сначала изменение спектра при прохождении квазимонохроматического излучения (излучение полупроводникового лазера) с длиной волны λ_L , соответствующей максимуму интенсивности излучения, сквозь ФК. Пример сопоставления спектров падающего и прошедшего света показан на рис. 3. В ходе эксперимента была обнаружена спектральная зависимость сдвига максимума интенсивности

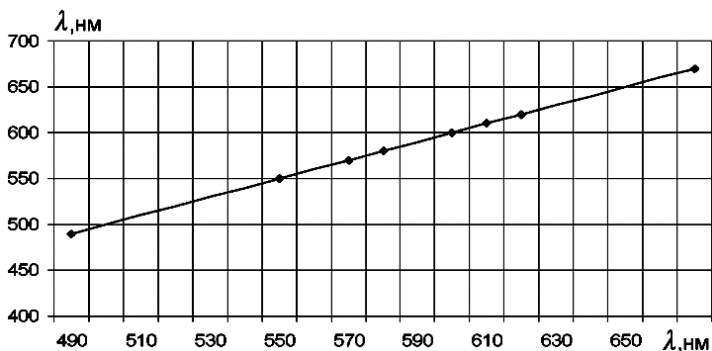


Рис. 2. График калибровки ПЗС-матрицы по спектру ртути

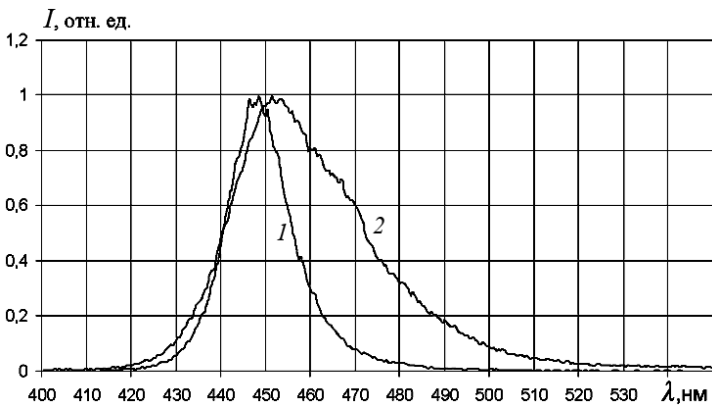


Рис. 3. Спектры излучения полупроводникового лазера (1) и излучения, прошедшего сквозь фотонный кристалл на основе матрицы опала (2)

прошедшего излучения $\Delta\lambda_m = \lambda_m - \lambda_L$. Для гомогенных образцов зависимость $\Delta\lambda_m = f(\lambda_L)$ соответствует сдвигу максимума в красную область спектра, однако этот график, близкий к линейному (рис. 4), может образовывать с осью λ_L как острый, так и тупой угол. Это означает, что для него имеет место либо фиолетовая, либо красная граница (этой границе соответствует условие $\Delta\lambda_m = 0$). Результат не зависит от толщины образца. Следовательно, существуют два типа 3D-фотонных поликристаллов на основе опаловой матрицы. Они различаются характером ориентации зависимости сдвига максимума интенсивности прошедшего света от длины волны, соответствующей максимуму интенсивности падающего излучения, т.е. исследование зависимости $\Delta\lambda_m = f(\lambda_L)$ позволяет установить оптическую классификацию свободных фотонных поликристаллов.

Зависимость $\Delta\lambda_m = f(\lambda_L)$ также была обнаружена для образцов, наполненных CuSO_4 , а также $\text{Fe}(\text{CH}_3\text{COO})_3$.

Для ГЦК-решетки наиболее характерны плоские дефекты [2, 3, 6], которые были подробно исследованы в настоящей работе. Дефекты

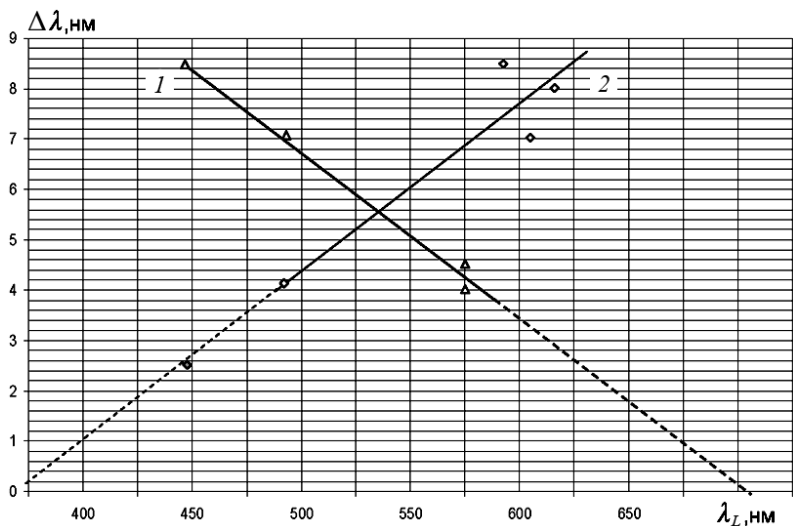


Рис. 4. Зависимость смещения максимума интенсивности света, прошедшего сквозь фотонный кристалл, от длины волны максимума интенсивности источника: для фотонного кристалла первого (1) и второго (2) типов

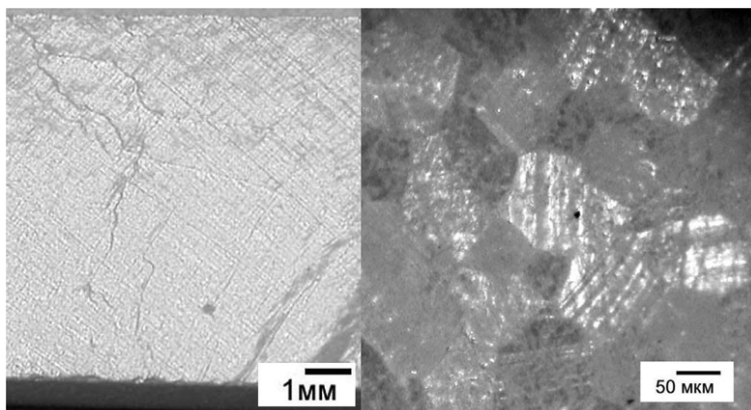


Рис. 5. Изображения кристаллитов на больших поверхностях реального фотонного кристалла, полученные с помощью ПЗС-матрицы

представляют собой наборы параллельных пластин с торцевым выходом на поверхность ФК, как это показано на рис. 5. Для анализа выхода дефектов на поверхность использовалось оптическое излучение *s*- и *p*-поляризаций. Экспериментально установлено, что при использовании *s*-поляризации лучше наблюдаются эффекты возбуждения дефектов, которые видны на снимке в виде параллельных линий (рис. 6).

В спектре отражения обнаружен ряд пиков (рис. 7), которые соответствуют максимумам комбинационной опалесценции и, как показал проведенный анализ, расположены эквидистантно по шкале энергии

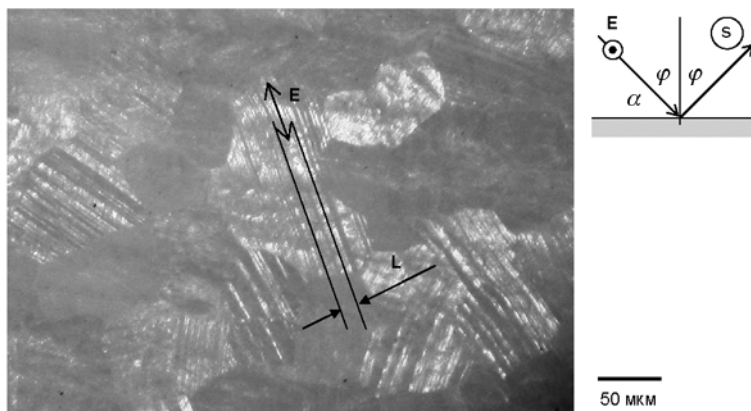


Рис. 6. Участок поверхности фотонного кристалла с плоскими дефектами и схема их электромагнитного возбуждения

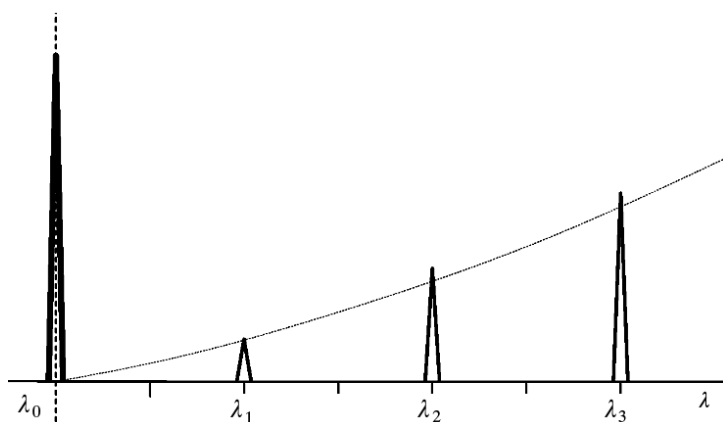


Рис. 7. Схематический вид спектра излучения, рассеянного на дефектах

фотонов. Все они могут быть определены с помощью формулы

$$\hbar\omega_L - \hbar\omega_N = \Delta E_0 N, \quad N = 1, 2, 3, \dots, \quad (1)$$

где $\hbar\omega_L$ — энергия фотона падающего света, $\hbar\omega_N$ — энергия фотона рассеянного света. Разность энергий таких фотонов равна энергии возбуждения дефекта, соответствующей наблюдаемому пику с номером N ; ΔE_0 — минимальная энергия возбуждения дефекта; N — номер пика; $h = 2\pi\hbar$ — постоянная Планка.

В ходе эксперимента со скользящим лучом были получены следующие значения величин: $N = 6, 7, 8, 9$; $\Delta E_0 = 0,01496$ эВ; $\hbar\omega_L = 2,037$ эВ с коэффициентом корреляции 0,99997. Аналогичный результат получен и в случае прохождения света через ФК, когда образец был наклонен на 15° от нормали к поверхности. В этом случае значения параметров следующие: $N = 4, 13, 20, 24, 30$; $\Delta E = 0,006217$ эВ, $\hbar\omega_L = 2,037$ эВ, коэффициент корреляции 0,9991. Линейная корреля-

ционная зависимость в обоих экспериментах имела место с вероятностью $P > 0,999$.

Для анализа полученных экспериментальных данных предложена простая модель рассеяния света. В соответствии с экспериментом использован закон сохранения импульса: $\hbar k_l = \hbar k'_l + \hbar q_l$, где $\hbar k_l, \hbar k'_l$ — импульсы падающего и рассеянного фотонов, а $\hbar q_l$ — импульс возбуждения в ФК. В соответствии с геометрией эксперимента импульс возбуждения был направлен вдоль поверхности ФК. Угол скольжения для падающего света обозначен через α (рис. 6). Тогда согласно закону сохранения импульса имеем $(k')^2 = k^2 + q^2 - 2kq \cos \alpha$. С использованием формулы связи энергии и импульса фотона $E = \hbar k$, где c — скорость света в вакууме, после преобразований получено уравнение для энергии кванта возбуждения:

$$(\Delta E)^2 - 2E\Delta E - (c\hbar q)^2 + 2E\hbar q \cdot \cos \alpha = 0, \quad (2)$$

которое в случае скользящего луча ($\alpha = 0$) имеет решение

$$\Delta E = c\hbar q. \quad (3)$$

Если $\alpha \neq 0$ и выполнены условия

$$(\Delta E/E), (c\hbar q/E) \ll 1, \quad (4)$$

получаем приближенное решение уравнения (2), а именно:

$$\Delta E \cong c\hbar q \cdot \cos \alpha - (c\hbar q)^2/2E. \quad (5)$$

В экспериментальной геометрии реального ФК периодическая среда разбита на полосовые блоки (рис. 5, 6). Расстояние между параллельными границами блоков обозначим L . Тогда волновое число электромагнитных возбуждений в ФК определяется формулой

$$q = (\pi n_{eff}/L)N, \quad (6)$$

где n_{eff} — эффективный показатель преломления ФК и формула (5) имеет вид

$$\Delta E = A^*N - B^*N^2, \quad (7)$$

где $A = (c\hbar n_{eff}/2L)^* \cos \alpha$, $B = (c\hbar n_{eff}/2L)^2/2E$.

В случае, если блок представляет собой систему элементарных ячеек с параметром a вдоль направления, перпендикулярного к параллельным границам блоков, и число ячеек равно N_1 , то дисперсионная кривая элементарных возбуждений блока имеет вид, показанный на рис. 8. Для этой модели при малых значениях числа N энергия возбуждения дефекта в ФК определяется формулой

$$\Delta E = ((\hbar c n_{eff} \cos \alpha)/2L)N, \quad N = 1, 2, 3, \dots \quad (8)$$

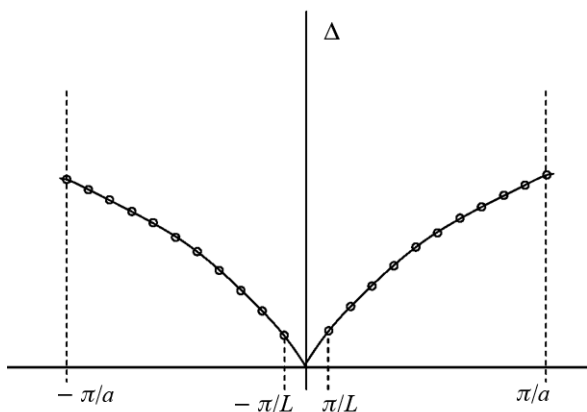


Рис. 8. Дисперсионная кривая микрорезонатора в фотонном кристалле, содержащем плоские дефекты

Введение n_{eff} соответствует модели оптического резонатора с плоскими зеркалами, заполненного средой с эффективным показателем преломления, который рассчитывался по формуле

$$n_{eff}^2 = (1 - \eta)n_1^2 + \eta * n_2^2 \quad (9)$$

где n_1 и n_2 — показатели преломления сфер из SiO_2 и полостей между ними, η — относительный объем полостей (для идеальной ГЦК-решетки $\eta = 0,25$).

Числовая оценка величины ΔE при $N = 1, n_{eff} = 1,26$ и $L = 50$ мкм дает $\Delta E = 0,0156$ эВ.

В случае учета упорядоченной структуры глобулярных кластеров внутри кристаллита необходимо учесть условие

$$L = N_1 a, \quad (10)$$

приводящее к следующему виду формулы (8):

$$\Delta E = ((chn_{eff} \cos \alpha) / 2N_1 a) N. \quad (11)$$

Рассмотрим предельный случай $\cos \alpha = 1$ для формулы (11), когда $N = N_1$, т.е. ширина кристаллита равна постоянной решетки. Тогда имеем

$$\Delta E = hcn_{eff} / 2a. \quad (12)$$

Эта формула определяет максимальную энергию кванта возбуждения. Если постоянная решетки $a = 0,2 \dots 0,6$ мкм, то $\Delta E_{max} \cong 1,3 \dots 3,9$ эВ. Используя условие $N = 1$ при выполнении равенства $a = 0,2$ мкм и применяя формулу (8) к обработке приведенных экспериментальных данных, получаем следующие оценки: $L = 5,8; 6,5; 7,4; 8,6$ мкм в случае скользящего падения луча и $L = 4,2; 5,4; 6,6; 10,9; 33,6$ мкм для проходящего излучения и наклоне образца на угол 15° от направления нормального падения. Расстояния между плоскими дефектами

действительно сопоставимы с результатами числовой оценки, что следует из масштаба плоских дефектов, например, представленных на рис. 5 и 6.

Плоские границы также имеют области с наиболее совершенной упаковкой.

Приведенная выше числовая оценка находится в согласии с известными визуальными оценками поперечных размеров наиболее совершенных областей в фотонном поликристалле (50... 100 мкм) [1–3]. В нашем случае такую оценку можно получить, исследуя спектр рассеянного излучения.

Таким образом, показано, что плоские дефекты, выявленные в большом количестве в исследованных образцах, выходят на поверхность фотонного кристалла и являются наиболее распространенными дефектами в фотонном поликристалле. Спектр их возбуждений соответствует предложенной модели. Найдено, что существует два типа фотонных поликристаллов.

Автор благодарен М.И. Самойловичу за предоставленные образцы и Н.И. Юрасову за помощь в теоретическом анализе результатов измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богомолов В. Н., Прокофьев А. В., Шелых А. И. Опτικο-структурный анализ фотонных кристаллов на основе опалов // ФТТ. – 1998. – т. 40, вып. 4. – С. 648–650.
2. Барышев А. В., Каплянский А. А., Кособукин В. А., Лимонов М. Ф., Самусев К. Б., Усвят Д. Е. Брэгговская дифракция света в искусственных опалах // ФТТ. – 2003. – Т. 45, вып. 3. – С. 434–445.
3. Барышев А. В., Каплянский А. А., Кособукин В. А., Лимонов М. Ф., Скворцов А. П. Спектроскопия запрещенной фотонной зоны в синтетических опалах // ФТТ. – 2004. – Т. 46, вып. 7. – С. 1291–1299.
4. <http://science.compuenta.ru/52157/>
5. Юрасов Н. И., Шенкаренко А. Ю. Исследование структуры поверхности 3D-фотонного кристалла на основе матрицы опала / Сб. науч. трудов “Необратимые процессы в природе и технике”. – 2005. – Вып. 1. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана. – С. 365–375.
6. Захаров А. Н., Ганьшина Е. А., Перов Н. С., Юрасов Н. И., Шенкаренко А. Ю. Модифицирование опаловой матрицы включениями на основе железа // Неорганические материалы. – 2005. – Т. 41, № 11. – С. 1343–1347.
7. Шенкаренко А. Ю., Юрасов Н. И. О сдвиге максимума квазимонохроматического излучения при взаимодействии с фотонным кристаллом на основе матрицы опала // Тезисы докл. конф. “Фундаментальные и прикладные проблемы современной физики”. Демидовские чтения. – М.: ФИАН, 2006. – С. 272–273.

Статья поступила в редакцию 26.04.2006