

УДК 535.375

СПЕКТРЫ ОТРАЖЕНИЯ ТРЕХМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ С ВИСМУТОВЫМ ПОКРЫТИЕМ

В. С. Горелик, Л. И. Злобина, Т. В. Мурзина,
П. П. Свербиль, Ф. Ю. Сычев

Исследована угловая зависимость спектров отражения трехмерного фотонного кристалла – искусственного опала, в приповерхностные поры которого введен висмут. Показано, что в спектрах отражения искусственного опала с висмутовым покрытием для углов 20 и 30 градусов присутствует отчетливый максимум, положение которого сдвигается в сторону меньших длин волн при увеличении угла падения. По результатам экспериментальных измерений спектров отражения проведен расчет эффективного показателя преломления и периода решетки опала с висмутовым покрытием. Представлена идеализированная модель трехмерного фотонного кристалла, удовлетворительно объясняющая особенности отражения света.

Заполнение пустот трехмерного фотонного кристалла диэлектриками, полупроводниками и металлами открывает возможности для создания новых материалов с уникальными свойствами. Одним из примеров трехмерного фотонного кристалла является искусственный опал, составленный из сферических наночастиц кремнезема, уложенных в виде плотной упаковки и образующих кубическую кристаллическую решетку. Введение в искусственный опал магнитных сред представляет интерес для управления оптическими свойствами фотонного кристалла с помощью внешнего магнитного поля.

В представляемой работе сообщается об оптических свойствах искусственного опала, в приповерхностные поры которого введен висмут, являющийся полуметаллом. Первые исследования оптических свойств такого материала представлены в работе

[1]. В данной работе сообщаются более полные сведения и представлен теоретический анализ полученных результатов.

Методика получения трехмерных фотонных кристаллов на основе сферических частиц кремнезема – искусственных опалов – изложена ранее в ряде работ [2, 3]. В работе [4] сообщается о возможности введения висмута в приповерхностный слой искусственного опала. Характерным свойством висмута является малая концентрация свободных носителей. Это приводит к сдвигу плазменной частоты этого материала в область меньших значений по сравнению с типичными металлами. Соответственно имеет место увеличение прозрачности висмутовой пленки по сравнению с типичными металлами.

В исследованных образцах висмут был нанесен на поверхность исходного искусственного опала в результате испарения висмута в вакууме из тигля, изготовленного из нитрида бора. При этом нагреватель из вольфрамовой проволоки был размещен между тиглем и подложкой из искусственного опала, укрепленной на специальном держателе.

Как показали исследования рельефа поверхности опала с нанесенным висмутом с помощью атомно-силового микроскопа, висмутовое покрытие или повторяло рельеф исходного опала, или обнаруживало "островки" с высотой до 40 нм.

Исследования спектров пропускания и отражения искусственных опалов проводились ранее в ряде работ [5, 6]. В частности, авторы работы [5] изучили оптические спектры опалов при заданном угле отражения (8°) для незаполненных образцов, а также для фотонных кристаллов на базе опалов с заполнением пустот глицерином, серой и водой. В результате были установлены четко выраженные максимумы в спектрах отражения и пропускания, положение которых зависело от типа наполнителя.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований спектров отражения излучения видимого диапазона от поверхности искусственного опала с висмутовым покрытием при различных углах падения при зеркальной геометрии наблюдения.

В качестве источника света использовалась галогенная лампа со сплошным спектром излучения. С помощью малогабаритного монохроматора типа МУМ-2 выделялся узкий участок спектра с разрешением 1 нм. Квазимонохроматическое излучение направлялось в виде коллимированного пучка на поверхность исследуемого опала при нескольких углах падения: 20, 30, 45 и 60° (рис. 1). Погрешность в задании угла падения составляла 5° . Размер площади пятна исходного излучения на поверхности образца составлял $2 \times 3 \text{ мм}^2$. Отраженный световой пучок регистрировался с помощью чувствительного фотоприемника; цифровая обработка спектров осуществлялась

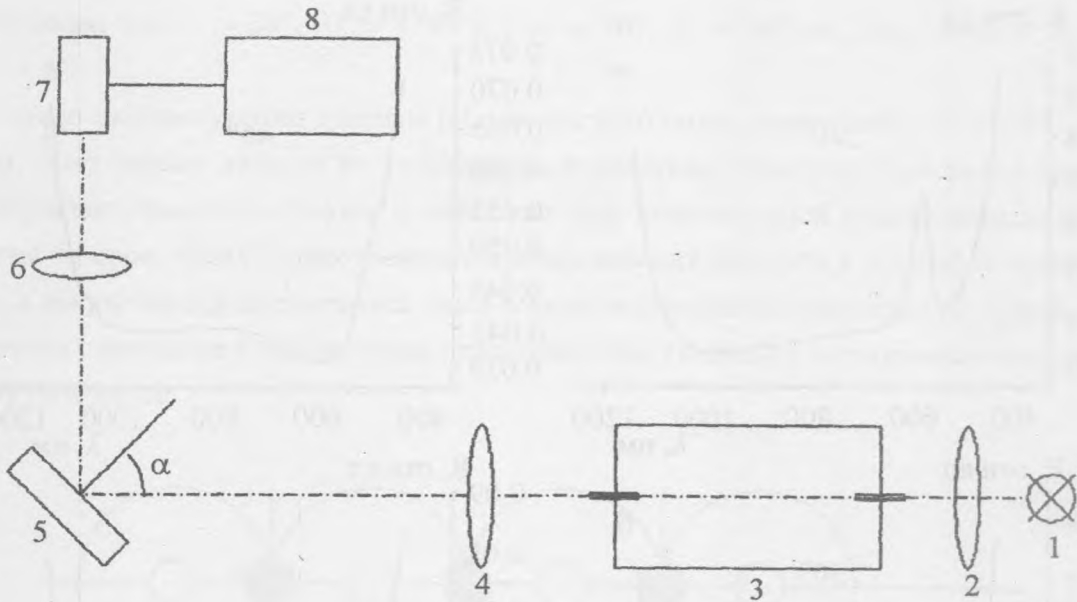


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки: 1 – источник излучения, 2, 4, 6 – линзы; 3 – монохроматор; 5 – фотонный кристалл; 7 – фотодиод; 8 – компьютер.

при дискретном сканировании решетки спектрометра, управляемой компьютером.

Вид полученных спектров отражения для четырех геометрий наблюдения представлен на рис. 2. Как видно из этого рисунка, в спектрах отражения для углов 20 и 30 градусов присутствует отчетливый максимум, положение которого сдвигается в сторону меньших длин волн при увеличении угла падения. При углах 45 и 60 градусов обсуждаемый максимум становится неразличимым на фоне сильного отражения, присутствующего в коротковолновой области спектра.

Для обработки полученных результатов воспользуемся известным соотношением для положения в спектре интерференционного максимума, возникающего в результате отражения света от брэгговских плоскостей трехмерного фотонного кристалла [5].

В данном случае это соотношение для первого интерференционного максимума имеет вид:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} = \lambda. \quad (1)$$

Здесь d – расстояние между брэгговскими плоскостями фотонного кристалла (период решетки фотонного кристалла), n – эффективный показатель преломления, i – угол

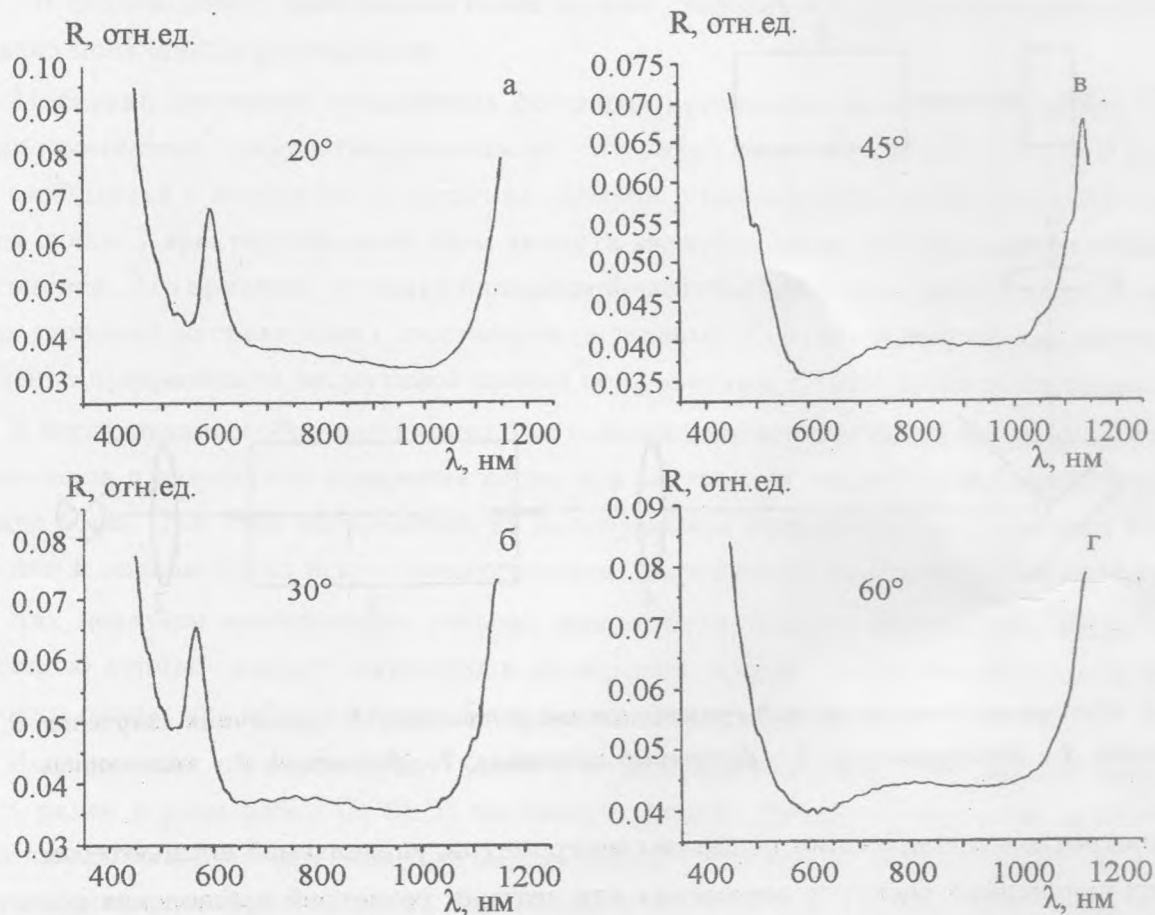


Рис. 2. Спектры отражения опала с висмутовым покрытием при различных углах падения: 20, 30, 45 и 60°.

падения на поверхность кристалла, λ – длина волны, соответствующая максимуму отражения. С учетом измеренных значений λ для двух углов (20 и 30 градусов), согласно рис. 1, от (1) приходим к соотношениям для эффективного показателя преломления n и периода решетки d :

$$n = \sqrt{\frac{\sin^2 i_1 - \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^2 \sin^2 i_2}{1 - \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^2}}, \quad (2a)$$

$$d = \frac{\lambda_1}{2} \frac{1}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}} = \frac{\lambda_2}{2} \frac{1}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i_2}}. \quad (2b)$$

Учитывая, что $i_1 = 30^\circ$, $\lambda_1 = 570$ нм и $i_2 = 20^\circ$, $\lambda_2 = 595$ нм, получаем; $n \cong 1.30$ и $d = 211$ нм.

Согласно литературным данным [5] для чистого опала имеет место $n = 1.27$. Таким образом, полученные данные по угловым зависимостям спектров отражения висмутового покрытия свидетельствуют о том, что при используемой технологии нанесения покрытия не происходит существенного проникновения висмута в поры фотонного кристалла, а покрытие осуществляется лишь в виде островков на поверхности. Такой вывод согласуется с данными о наблюдении вида поверхности опала с висмутовым покрытием, упомянутым выше.

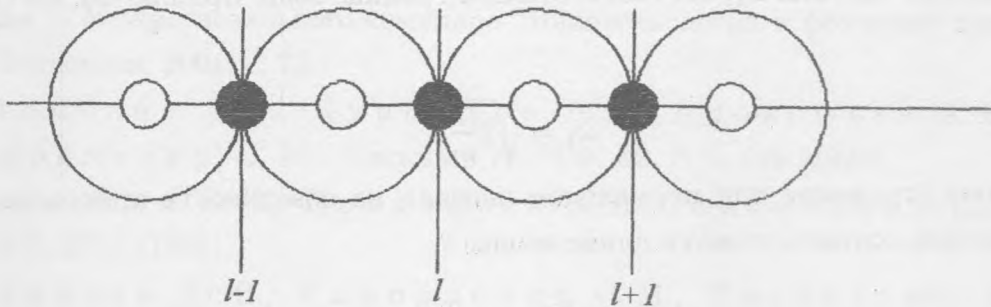


Рис. 3. Схематический вид модели одномерного фотонного кристалла; светлый круг в центре шара соответствует одному электрону, а темный круг на границе между шарами — другому.

Остановимся на теоретическом анализе вида наблюдаемых спектров отражения. Для этого воспользуемся идеализированной одномерной моделью фотонного кристалла в виде двухатомной кристаллической цепочки с одинаковыми массами колеблющихся частиц. При этом роль атомов играют электроны, отклоняющиеся от положений равновесия и расположенные в центре шаров фотонного кристалла и на границе между ними (рис. 3). Уравнения движения с учетом ближайших соседей могут быть записаны в виде:

$$m\ddot{u}(l) = -\gamma[u(l) - v(l-1)] - \gamma[u(l) - v(l)], \quad (3a)$$

$$m\ddot{v}(l) = -\gamma[v(l) - u(l)] - \gamma[v(l) - u(l+1)]. \quad (3b)$$

Здесь u и v — соответствующие отклонения масс от положений равновесия, а γ — коэффициент упругости. Подстановка в (3) решения в виде плоской монохроматической

волны ($u(l) = ue^{i(ka-\omega t)}$ и $v(l) = ve^{i(ka-\omega t)}$) приводит к следующим уравнениям для двух ветвей (акустической и оптической) закона дисперсии, хорошо известного в динамике кристаллических цепочек.

$$\omega_-^2 = \frac{2\gamma}{m} - \frac{2\gamma}{m} \cos \frac{ka}{2}, \quad (4a)$$

$$\omega_+^2 = \frac{2\gamma}{m} + \frac{2\gamma}{m} \cos \frac{ka}{2}. \quad (4b)$$

В рассматриваемой модели не возникает щели между ветвями на границе зоны Бриллюэна ($k = \frac{\pi}{a}$). Такая щель присутствует лишь при условии $m_1 \neq m_2$.

Для значения частоты ω_1 , соответствующей границе зоны Бриллюэна, согласно (4) получаем

$$\omega_1 = \sqrt{2\frac{\gamma}{m}}. \quad (5)$$

Максимум отражения при нормальном падении на поверхность кристалла, таким образом, должен соответствовать длине волны λ_1

$$\lambda_1 = \frac{2\pi c_0}{\omega_1} = \frac{2\pi c_0}{\sqrt{2\frac{\gamma}{m}}}. \quad (6)$$

Вблизи центра зоны Бриллюэна закон дисперсии с учетом малости величины волнового вектора k представим в виде:

$$\omega_-^2 = 4\frac{s^2}{a^2} \sin^2 \frac{ka}{2} \cong s^2 k^2, \quad (7a)$$

$$\omega_+^2 = \omega_0^2 - 4\frac{s^2}{a^2} \sin^2 \frac{ka}{2} \cong \omega_0^2 - s^2 k^2. \quad (7b)$$

Здесь $s^2 = a^2 \frac{\gamma}{2m}$ и $\omega_0^2 = 4\frac{\gamma}{m} = 8\frac{s^2}{a^2}$.

С учетом соотношений (6) и (7) для значения скорости s распространения волны для нижней ветви (при малых k) получаем:

$$s = \frac{\omega_0 a}{2\sqrt{2}} = \frac{a\pi c_0}{\lambda_1}. \quad (8)$$

Если использовать значение периода $a = d = 211$ нм и длины волны для максимума отражения при нормальном падении на фотонный кристалл, равное 579 нм, то из (8) следует: $s \approx 3 \cdot 10^8$ м/с.

Полученное значение s близко к значению скорости распространения электромагнитной волны видимого диапазона в диэлектрике. Это оправдывает применимость рассматриваемой модели для анализа закона дисперсии в виде соотношений (4) и (7) для трехмерных фотонных кристаллов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект N 04-02-16237 и проект N 02-02-16221.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Юрасов Н. И., Панфилов Ю. В., Булыгина Е. В. и др. Труды II Межрегионального семинара "Нанотехнологии и фотонные кристаллы", М., Техномаш, 2004, с. 74.
- [2] Богомолов В. Н., Курдюков Д. А., Прокофьев А. В., Самойлович С. М. Письма в ЖЭТФ, **63**, N 7, 496 (1996).
- [3] Богомолов В. Н., Прокофьев А. В., Самойлович С. М. ФТТ, **38**, N 9, 2722 (1996).
- [4] Панфилов Ю. В., Самойлович С. М., Слободчикова И. В. Микросистемная техника, N 4, 26 (2003).
- [5] Богомолов В. Н., Прокофьев А. В., Шелых А. И. ФТТ, **40**, N 4, 648 (1998).
- [6] Yoshino K., Satoh S., Shimoda Y., et al. Jpn. J. Appl. Phys., **38**, L961 (1999).

Поступила в редакцию 6 апреля 2004 г.