

09
Эволюция картин оптической дифракции на неупорядоченных фотонных структурах типа поленница

© А.Д. Синельник¹, М.В. Рыбин^{1,2,¶}, С.Ю. Лукашенко³, М.Ф. Лимонов^{1,2}, К.Б. Самусев^{1,2}

¹ Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

[¶] E-mail: M.Rybin@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 29 января 2018 г.)

Методом трехмерной лазерной литографии созданы фотонные упорядоченные и неупорядоченные структуры типа „поленница“ (woodpile structure). Идеальная поленница образована слоями параллельных „бревен“, причем бревна в каждом последующем слое развернуты на 90° по отношению к бревнам предыдущего слоя. Беспорядок задавался путем случайного отклонения бревен по углу относительно их параллельного расположения в каждом слое поленницы. Качество образцов контролировалось методом сканирующей электронной микроскопии. Картины оптической дифракции исследовались экспериментально на микрообразцах с разной степенью неупорядоченности и периодом структуры. С увеличением степени беспорядка картины дифракции качественно менялись, причем нулевой порядок дифракции сохранялся, а высшие порядки дифракции формировали картину спекл-поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (грант 3.1500.2017/4.6) и Президиума РАН (Программа 32, Наноматериалы).

DOI: 10.21883/FTT.2018.07.46126.023

1. Введение

Оптическая дифракция света представляет собой разновидность упругого рассеяния, которое наблюдается, когда длина волны зондирующего излучения сопоставима, либо меньше пространственного периода рассеивающей среды. Классическим примером является брэгговская дифракция на периодически модулированных структурах которая приводит, в частности, к образованию запрещенных фотонных зон в энергетическом спектре собственных электромагнитных состояний фотонных кристаллов [1–4]. Макроскопический брэгговский резонанс обусловлен взаимодействием электромагнитной волны со всей структурой. Для анализа картин дифракции, наблюдаемых в экспериментах с низкоконтрастными фотонными структурами, обычно является достаточным борновское приближение теории рассеяния [5–8]. При этом основные особенности дифракции определяются структурным фактором рассеяния и форм-фактором рассеяния. Интенсивность брэгговской дифракции с преобразованием волнового вектора $\mathbf{k}_i \rightarrow \mathbf{k}_s$ (\mathbf{k}_i и \mathbf{k}_s — волновые векторы падающей и рассеянной световой волны соответственно) задается, в частности, структурным фактором, который имеет максимумы в направлениях рассеяния \mathbf{k}_s . Эти направления определяются системой уравнений Лауэ, которая для случая двумерных структур состоит из двух уравнений, а для трехмерных структур — из трех уравнений вида $(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i) \cdot \mathbf{a}_x = 2\pi h$, где \mathbf{a}_x — один из векторов элементарной ячейки решетки, а h — целое число. Систему уравнений Лауэ можно переписать в виде эквивалентного ей закона Брэгга $\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_i + \mathbf{G}_{hkl}$,

где \mathbf{G}_{hkl} — вектор обратной решетки, перпендикулярный плоскости с индексами Миллера (hkl).

Оптическая дифракция ранее изучалась на упорядоченных кристаллах микронных размеров со структурой „поленницы“ [9,10], изготовленных методом двухфотонной лазерной литографии [11–14]. Дифракционные картины, наблюдавшиеся на плоском полупрозрачном экране, помещенном за образцом, состояли из набора четырех гипербол и двух прямых, образующих изображение с симметрией C_4 . Экспериментальные результаты были интерпретированы с помощью расчетов дифракционных картин, выполненных в борновском приближении теории рассеяния [5–7].

Целью данной работы был синтез, структурные и дифракционные исследования фотонных структур, которые представляют собой неупорядоченные образцы поленницы микронных размеров. Насколько нам известно, подобные исследования ранее не проводились. Отметим, что интерес к неупорядоченным фотонным структурам связан не только с деградацией запрещенных фотонных зон [15–18], но и с наблюдением таких явлений, как андерсоновская локализация света [19], лазерная генерация на структуре с беспорядком [20], превращение стоп-зоны в зону пропускания благодаря резонансу Фано [21] и многих других интересных эффектов [4]. Образцы с контролируемой степенью разупорядоченности были синтезированы методом трехмерной лазерной литографии [11–14], так же как и образцы упорядоченной поленницы, исследованные нами ранее [10]. При увеличении беспорядка экспериментально наблюдалось размытие гипербол и прямых и переход к дифракции типа спе-

кл, которая возникает в результате интерференции когерентных волн от случайно расположенных рассеивателей [22, 23]. В отличие от картин дифракции типа Брэгга или Лауэ, отражающих симметрию образца, дифракционная картина типа спекл представляет собой набор хаотически расположенных светлых пятен на темном фоне.

2. Синтез упорядоченных и неупорядоченных структур методом трехмерной лазерной литографии

В данной работе для изготовления фотонных структур микронных размеров был использован метод трехмерной лазерной литографии, известный в англоязычной литературе под названием „direct laser writing“ [11–13]. Метод представляет собой аддитивную технологию создания одномерных, двумерных и трехмерных микро- и нанообъектов с высоким пространственным разрешением. Технология основывается на эффекте нелинейного двухфотонного поглощения в объеме фоторезиста (негативного или позитивного фоточувствительного материала). Компьютерное управление сканированием фокуса лазерного луча по фоторезисту позволяет получать структуры произвольной размерности и формы и гарантирует соответствие созданных образцов запланированной структуре.

Структура упорядоченной поленицы представлена на рис. 1. Эта структура строится послойно, четыре слоя составляют период трансляции вдоль оси z . Структурный элемент, образующий поленицу (бревно) имеет по оси z высоту, равную $c/4$. В первом слое бревна расположены параллельно друг другу с периодом a вдоль оси y , во втором слое такие же бревна с тем же периодом a расположены параллельно друг другу вдоль оси x . В общем случае поленица имеет объемноцентрированную тетрагональную (ОЦТ) решетку, однако при двух соотношениях параметров c и a симметрия структуры становится кубической. При $c = a$ решетка поленицы является объемноцентрированной кубической (ОЦК), а при $c = \sqrt{2}a$ решетка является гранецентрированной кубической (ГЦК).

В данной работе структура неупорядоченных образцов, генетически связанная со структурой упорядоченной поленицы, создавалась следующим образом. Каждое бревно (с индексом i) располагалось под случайным углом относительно упорядоченного состояния ($\alpha_i = 0$, параллельное расположение всех бревен, рис. 2, a). При этом бревна поворачивались на случайные углы α_i относительно фиксированных точек на середине бревна (вдоль оси y), эти точки выделены кружками на рис. 2, f . Вариация в положении бревна задавалась в пределах слоя, без изменения параметров по оси z . Угол разворота бревна α_i выбирался случайным образом, определялась лишь функция распределения угла и параметр, характеризующий степень неупорядоченности. При создании образцов использовались две

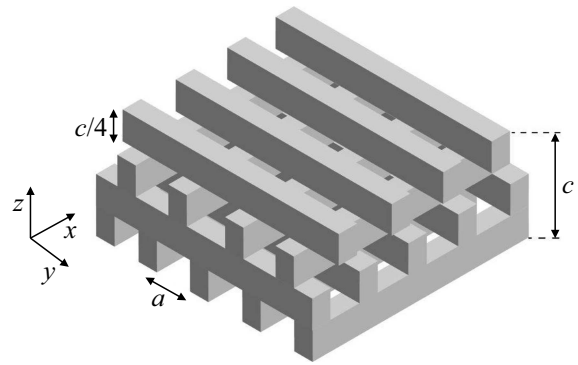


Рис. 1. Структура фотонного кристалла типа „поленица“ (woodpile).

функции распределения — нормальное и равномерное, причем для нормального распределения задавалась дисперсия $\sigma = p \frac{\pi}{4}$, $0 \leq p \leq 1$, а для равномерного задавался максимальный угол отклонения бревна $-\alpha_{\max} \leq \alpha_i \leq \alpha_{\max}$, где $\alpha_{\max} = p \frac{\pi}{4}$, $0 \leq p \leq 1$. Структуры сохраняли свой внешний размер $50 \times 50 \mu\text{m}$ и форму, т.е. бревна, выступающие за края квадрата (в плоскости xy), обрезались (рис. 2). Таким образом, полученные структуры описывались параметрами исходной идеальной поленицы a и c плюс дополнительный параметр p , характеризующий степень неупорядоченности.

В данной работе были синтезированы упорядоченные и неупорядоченные структуры поленицы с разной степенью беспорядка, латеральными размерами $50 \times 50 \mu\text{m}$ и параметрами исходной упорядоченной решетки трех типов: (a) с квадратным базисом в xy плоскости $a_x = a_y = 1 \mu\text{m}$, (b) с квадратным базисом $a_x = a_y = 2 \mu\text{m}$, (c) с прямоугольным базисом в xy плоскости $a_x = 1 \mu\text{m}$, $a_y = 0.5 \mu\text{m}$. Как и в предыдущих работах [10, 24], мы использовали установку и программное обеспечение фирмы Laser Zentrum Hannover (Германия). Источником излучения служил лазер TiF-100F (Авеста-Проект, Россия) с центральной длиной волны 790 nm, длительностью импульсов 50 fs и частотой повторения 80 MHz. Упорядоченные и неупорядоченные структуры поленицы создавались из материала на основе пропоксида циркония с фотоинициатором Irgacure 369 (Ciba Specialty Chemicals Inc., Switzerland). Образцы изготавливались путем сканирования фоторезиста относительно фокуса лазерного пучка, фокусировка проводилась объективом с числовой апертурой $NA = 1.4$. Перемещение образца относительно фокуса лазерного луча осуществлялось с помощью моторизованных линейных трансляторов с пневмоподвесом (Aerotech inc., USA). Были созданы наборы структур с нормальным и равномерным распределением углов отклонения α_i . Толщина всех структур составляла 6 слоев бревен. На рис. 2, $g-l$ представлены СЭМ-изображения созданных структур: исходной регулярной поленицы (рис. 2, g) и структур с заданным параметром беспорядка p для случая равномерного распределения случайных углов в интервале $-p \frac{\pi}{4} \leq \alpha_i \leq p \frac{\pi}{4}$.

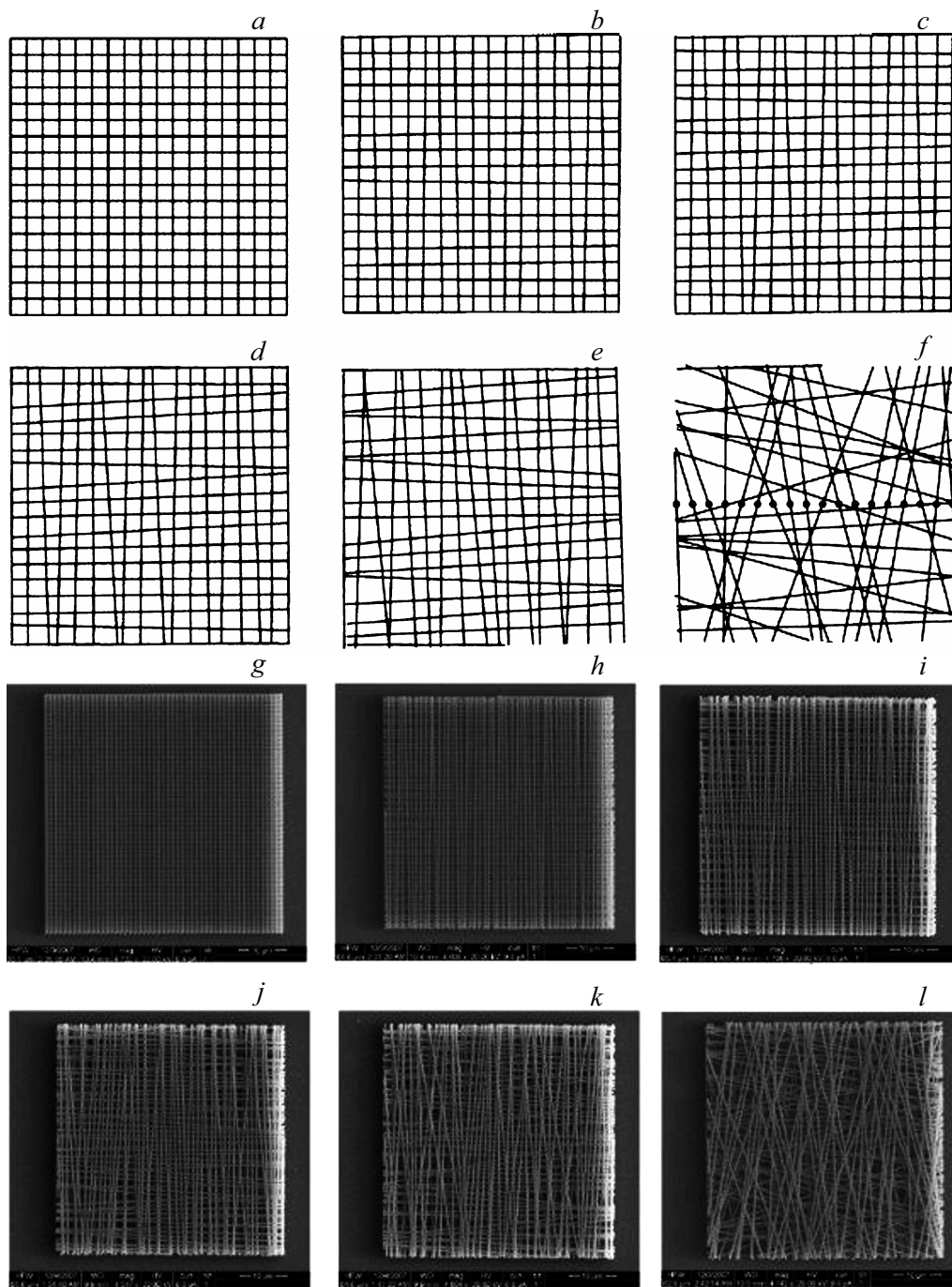


Рис. 2. (a-f) Модель, по которой задавалась структура образцов (показаны два слоя). На панели (f) точками выделены оси вращения бревен в плоскости рисунка (xy). (g-l) СЭМ-изображения созданных структур с регулярной решеткой (g) и с неупорядоченной решеткой (h-l). Толщина всех образцов по оси z — 6 слоев. Латеральный размер структур $50 \times 50 \mu\text{m}$, параметры регулярной решетки $a_x = a_y = 1 \mu\text{m}$. Распределение случайных углов является равномерным, параметр неупорядоченности $p = 0$ (a,g), $p = 0.02$ (b,h), $p = 0.04$ (c,i), $p = 0.06$ (d,j), $p = 0.1$ (e,k), $p = 0.5$ (f,l).

3. Дифракция Лауэ на упорядоченных образцах поленицы

В данной работе экспериментально изучалась оптическая дифракция на образцах поленицы малой толщины — 6 слоев бревен в направлении оси z . Эксперимен-

тально наблюдавшиеся картины дифракции на упорядоченном образце состоят из пересекающихся прямых и дуг (рис. 3). Этот результат свидетельствует о том, что толщины образцов в 6 слоев недостаточно для образования трехмерной картины брэгговской дифракции, когда наблюдаются лишь отдельные дифракционные рефлек-

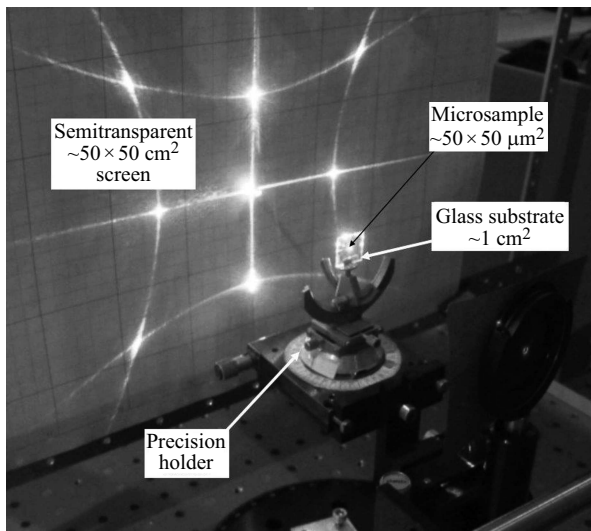


Рис. 3. Фотография установки для исследования оптической дифракции. Исследуется образец с параметрами решетки $\lambda < a_{x,y} < 2\lambda$.

сы [25]. Дифракция, которая наблюдалась в данном случае, аналогична наблюдавшейся ранее дифракции Лауэ на двумерной квадратной структуре типа „fishnet“ [24]. Дифракция Лауэ на структуре „fishnet“ описывается на основе расчета квадрата модуля структурного фактора рассеяния, имеющего вид [6]

$$|S(\mathbf{q})|^2 = \frac{\sin^2(N_x \mathbf{q} a_x / 2)}{\sin^2(\mathbf{q} a_x / 2)} \frac{\sin^2(N_y \mathbf{q} a_y / 2)}{\sin^2(\mathbf{q} a_y / 2)}, \quad (1)$$

где $\mathbf{q} \equiv \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_s$ — вектор рассеяния, \mathbf{k}_i и \mathbf{k}_s — волновые векторы падающей и рассеянной волн, \mathbf{a}_x и \mathbf{a}_y — базисные векторы квадратной решетки, N_x и N_y — число поленьев по осям x и y соответственно, в нашем случае $N_x = N_y = 51$.

Функция $|S(\mathbf{q})|^2$ имеет максимумы при условии $\sin(\mathbf{q} a_{x,y} / 2) \rightarrow 0$. Решение двух уравнений $\mathbf{q} a_{x,y} = 2n\pi$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) преобразуется к виду $\frac{2\pi a_{x,y}}{\lambda} \cos \theta_s = \frac{2\pi a_{x,y}}{\lambda} \cos \theta_i - 2n\pi$, где λ — длина волны падающего света, θ_i и θ_s — углы падения света на бревно и рассеяния на нем, n — порядок дифракции. Решение этого уравнения имеет вид

$$\cos \theta_s = \cos \theta_i - n \frac{\lambda}{a_{x,y}}. \quad (2)$$

Эта формула в случае нормального падения света на структуру ($\theta_i = 90^\circ$) сводится к простому выражению

$$\theta_s = \arccos \left(n \frac{\lambda}{a_{x,y}} \right), \quad (3)$$

анализ которого приводит к следующему результату. Функция арккосинус определена в интервале от -1 до 1 , поэтому из формулы (3) можно получить условия

наблюдения различных картин дифракции в зависимости от соотношения $a_{x,y}$ и λ . При $n = 0$ решение существует всегда, причем в случае $a_{x,y} < \lambda$ наблюдается лишь рассеяние нулевого порядка в плоскости, перпендикулярной соответствующей оси поленицы ($\theta_s^0 = 90^\circ$). Следовательно, при дифракции на структуре fishnet, на экране, расположенном за образцом, будут наблюдаться две взаимно перпендикулярные прямые — результат пересечения двух взаимно перпендикулярных плоскостей рассеяния с плоским экраном. При $\lambda < a_{x,y} < 2\lambda$ дополнительно к нулевому порядку рассеяния будут наблюдаться конусы первого порядка с углом при вершине $\theta_s^1 = \arccos(\frac{\lambda}{a_{x,y}})$. Конусы имеют вершину в точке пересечения луча лазера с микрообразцом. Две системы бревен приведут к образованию двух систем конусов и возникают 4 дуги (рис. 3) из-за пересечения четырех конусов с плоским экраном. При $2\lambda < a_{x,y} < 3\lambda$ в картинах дифракции будут наблюдаться плоскости, конусы первого и второго порядков с углами при вершине $\theta_s^1 = \arccos(\frac{\lambda}{a_{x,y}})$ и $\theta_s^2 = \arccos(2 \frac{\lambda}{a_{x,y}})$. При дальнейшем увеличении параметров решетки $a_{x,y}$ будут наблюдаться конусы дифракции третьего, четвертого порядка и так далее.

4. Переход от дифракции Лауэ к дифракции типа спекл на образцах разупорядоченной поленицы

Дифракция монохроматического света на образцах упорядоченной и разупорядоченной поленицы исследовалась на установке, фотография которой представлена на рис. 3. Стеклаянная подложка толщиной $180 \mu\text{m}$ (размер $\sim 1 \text{cm}^2$) с набором образцов поленицы микронных размеров крепилась на гониометрической подвижке, которая позволяет юстировать образец с высокой точностью относительно трех пространственных осей (столлик Федорова, который используется в установках для изучения рентгеновской дифракции). В работе использовался Nd-лазер с длиной волны $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$. Картины оптической дифракции наблюдались визуально на плоском полупрозрачном экране, расположенном за образцом перпендикулярно лазерному лучу, фотографирование производилось камерой Olympus C-2040 Zoom. Для образцов с постоянной решетки $a = 1 \mu\text{m}$ при освещении лазером $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$ угол раствора дифракционного конуса составляет $\theta_s = 58^\circ$, поэтому на экране должны наблюдаться четыре дуги, значительно разнесенные по его плоскости. Высокая интенсивность рассеяния на микронных образцах поленицы позволила наблюдать яркие и контрастные дифракционные картины.

Результаты экспериментального исследования дифракции на образцах упорядоченной и разупорядоченной поленицы представлены на рис. 4, 5. На рис. 4 показана трансформация картин дифракции на семействе

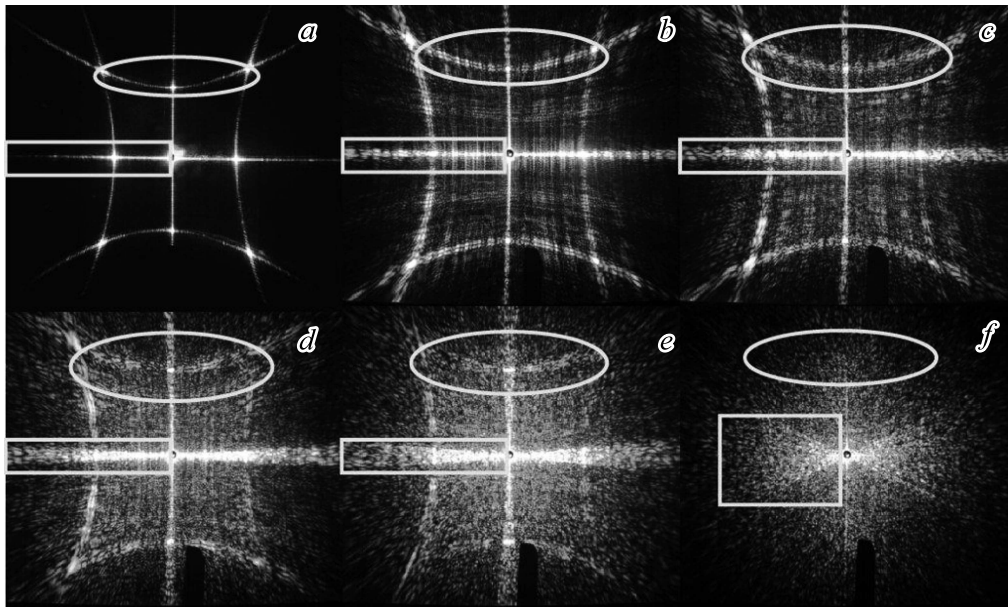


Рис. 4. Экспериментальные картины дифракции на плоском экране, установленном за образцом. Образцы поленицы характеризуются следующими значениями параметра неупорядоченности $p = 0$ (a), $p = 0.02$ (b), $p = 0.04$ (c), $p = 0.06$ (d), $p = 0.1$ (e), $p = 0.5$ (f). Области дифракции, связанные с нулевым порядком дифракции, выделены прямоугольником, области первого порядка дифракции выделены эллипсом. Период решетки упорядоченной структуры $a = 1 \mu\text{m}$, длина волны лазерного излучения $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$.

образцов с исходным периодом решетки $a = 1 \mu\text{m}$. На таких образцах, согласно условию $\lambda < a < 2\lambda$, разрешена дифракция нулевого и первого порядка, что и наблюдается экспериментально. Распределение случайных углов α_i является равномерным в интервале $-\frac{\pi}{4} \leq \alpha_i \leq \frac{\pi}{4}$. На рисунке четко просматривается трансформация картин дифракции при увеличении параметра p . Фрагменты этих картин, соответствующие дифракции Лауэ, претерпевают следующие изменения. Горизонтальная и вертикальная прямые линии (нулевой порядок дифракции) расплываются по углу α , в точности повторяя изменения в структуре: бревна поворачиваются на случайные углы α_i относительно фиксированной точки — середины бревна. Учитывая микронный размер структуры и масштаб дифракционной картины (порядка $20 \times 20 \text{ cm}^2$) можно считать, что все бревна поворачиваются относительно одной общей точки на образце, при этом на те же углы поворачиваются плоскости дифракции и, соответственно, дифракционные прямые линии на экране за образцом. На экране формируется изображение, напоминающее „пропеллер“ с четырьмя лопастями, угловая ширина которых увеличивается с увеличением параметра p .

Дифракционные дуги (четыре на рис. 5, a и восемь на рис. 5, d) демонстрируют другой характер трансформации. С увеличением беспорядка дуги постепенно расплываются и при $p \sim 0.5$ полностью исчезают, а изображение на экране состоит из отдельных ярких пятен с угловым размером $\Delta\varphi \sim 0.6^\circ$. Таким образом, мы получаем характерную картину спекл-поля,

т.е. совокупности ярких пятен (спеклов), разделенных темными областями. В результате вся дифракционная картина представляет собой суперпозицию „пропеллера“ и спекл-поля.

На рис. 5 приводится сравнение картин дифракции света на образцах с различными исходными параметрами структуры. Для образца с параметрами $a_x = a_y = 2 \mu\text{m}$ выполняется условие $2\lambda < a_{x,y} < 3\lambda$ и в картинах дифракции кроме плоскостей наблюдаются конусы первого и второго порядков, рис. 5, d, e. Для образца $a_x = 1 \mu\text{m}$, $a_y = 0.5 \mu\text{m}$ условие наблюдения конуса первого порядка $\lambda < a < 2\lambda$ выполняется только для системы бревен, расположенных с интервалом $a_x = 1 \mu\text{m}$, в то время как для перпендикулярной системы бревен выполняется условие $a < \lambda$ и в картинах дифракции наблюдается лишь рассеяние нулевого порядка в форме плоскости рис. 5, g, h. При увеличении беспорядка картины дифракции на всех образцах совпадают, являясь суперпозицией „пропеллера“ и спекл-поля (нижний ряд панелей на рис. 5).

Разницу в поведении различных порядков дифракции можно объяснить на основании формулы (3). При введении беспорядка в угловой ориентации бревен нулевой порядок дифракции сохраняется, так как это рассеяние не зависит от периода решетки a . Действительно, при нормальном падении света на образец ($\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{a} = 0$) рассеяние нулевого порядка ($n = 0$) подчиняется уравнению $\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{a} = 0$, т.е. дифракция всегда происходит в плоскости, перпендикулярной вектору \mathbf{a} и не зависит от его длины. Поэтому неупорядоченность, связанная с вариация-

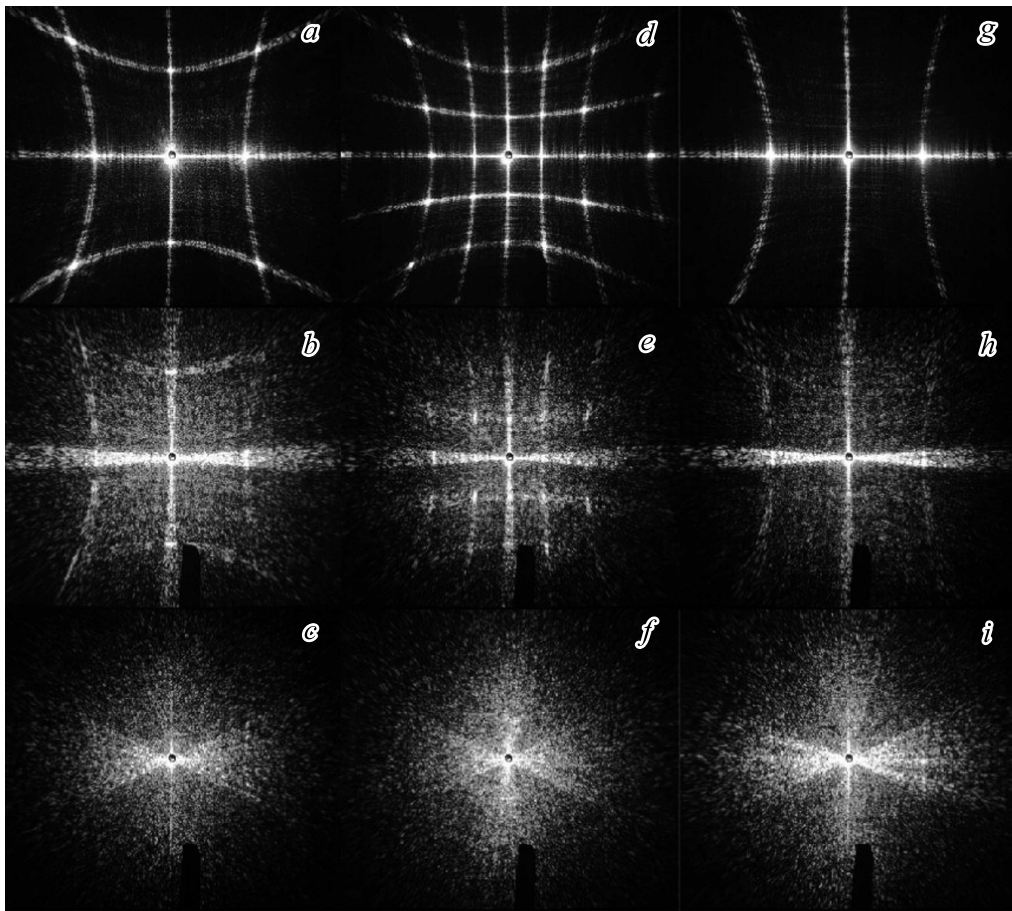


Рис. 5. Экспериментальные картины дифракции на плоском экране, установленном за образцом. (a–c) Образец поленицы с параметрами $a_x = a_y = 1 \mu\text{m}$, (d–f) образец с параметрами $a_x = a_y = 2 \mu\text{m}$, (g–i) образец с параметрами $a_x = 1 \mu\text{m}$, $a_y = 0.5 \mu\text{m}$. Значения параметра неупорядоченности: $p = 0.01$ (a, d, g), $p = 0.1$ (b, e, h), $p = 0.5$ (c, f, i). Длина волны лазерного излучения $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$.

ми $|\mathbf{a}|$, не меняет картину дифракции. Механизм возникновения высших порядков дифракции ($n = \pm 1, \pm 2, \dots$) напрямую связан с периодом решетки $|\mathbf{a}|$. В этом случае уравнение Лауэ имеет вид $\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{a} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{a} - 2n\pi$, а волновой вектор рассеянной волны n -го порядка определяется углами $\theta_s^n = \arccos(n \frac{\lambda}{a})$. При введении беспорядка по углу α расстояние между любой парой соседних бревен становится неопределенным, непрерывно меняясь вдоль осей структур (по длине бревна), что хорошо видно на рис. 2, f, l. К такой структуре уравнения Лауэ неприменимы, вектор \mathbf{k}_s становится неопределенным и конусы рассеяния полностью разрушаются, генерируя картину спекл-поля.

5. Заключение

В настоящей работе выполнено экспериментальное исследование оптических свойств неупорядоченных фотонных кристаллов, обладающих структурой поленицы. Образцы были созданы методом трехмерной лазерной литографии, структура контролировалась по изображе-

ниям, полученным с помощью сканирующей электронной микроскопии. Основной задачей являлось исследование оптической дифракции в зависимости от величины беспорядка по угловому положению бревен в пределах каждого слоя, формирующего решетку поленицы. Измерения проводились на трехмерных образцах малой толщины (шесть слоев поленицы), поэтому результаты удалось интерпретировать на основании уравнений Лауэ в двумерном приближении. Интенсивное рассеяние при освещении образцов микронных размеров монохроматическим светом и значительные углы рассеяния θ_s^1 и θ_s^2 позволили изучать визуально картины оптической дифракции на большом экране (размер $\sim 50 \times 50 \text{ cm}^2$) и регистрировать их фотоаппаратом.

В результате была установлена природа картин дифракции на неупорядоченных образцах. При нормальном падении света на образец рассеяние нулевого порядка ($n = 0$) подчиняется уравнению $\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{a} = 0$, т.е. дифракция всегда происходит в плоскости, перпендикулярной вектору \mathbf{a} и не зависит от его длины. Поэтому неупорядоченность, связанная с вариациями величин

ны $|\mathbf{a}|$, не меняет картину дифракции. Напротив, в случае дифракции Лауэ высших порядков ($n = \pm 1, \pm 2, \dots$), углы рассеяния $\theta_s^1 = \arccos(\frac{\lambda}{a_{a,y}})$ и $\theta_s^2 = \arccos(2 \frac{\lambda}{a_{a,y}})$ напрямую связаны с величиной $|\mathbf{a}|$, что и приводит к появлению спекл-поля в картинах дифракции. Кроме того, экспериментально было установлено, что вид функции распределения (нормальное или равномерное) не влияет существенно на характер эволюции дифракционных картин.

Авторы благодарят А.А. Каплинского и П.А. Белова за обсуждение результатов работы.

- [21] M.V. Rybin, A.B. Khanikaev, M. Inoue, A.K. Samusev, M.J. Steel, G. Yushin, M.F. Limonov. *Photon. Nanostruct.: Fund. Appl.* **8**, 86 (2010).
- [22] М. Франсон. *Оптика спеклов* / Пер. с англ. под ред. Ю.И. Островского. Мир, М. (1980). 171 с.
- [23] J.W. Goodman. *J. Opt. Soc. Am.* **66**, 11, 1145 (1976).
- [24] M.V. Rybin, K.B. Samusev, S.Yu. Lukashenko, Y.S. Kivshar, M.F. Limonov. *Sci. Rep.* **6**, 30773 (2016).
- [25] А.К. Самуев, К.Б. Самуев, М.В. Рыбин, М.Ф. Лимонов, Е.Ю. Трофимова, Д.А. Курдюков, В.Г. Голубев. *ФТТ* **53**, 993 (2011).

Редактор Ю.Э. Китаев

Список литературы

- [1] E. Yablonovitch. *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059 (1987).
- [2] S. John. *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2486 (1987).
- [3] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade. *Photonic crystals: Molding the Flow of Light*. Princeton University Press, Princeton–Oxford (2008). 304 p.
- [4] *Optical properties of photonic structures: interplay of order and disorder* / Eds M.F. Limonov, R.M. De La Rue. CRC Press, Taylor & Francis Group, Boca Raton, Florida (USA) (2012). 566 p.
- [5] J.M. Ziman. *Models of disorder. The theoretical physics of homogeneously disorderes system*. Cambridge University Press, Cambridge (1979). 542 p.
- [6] В.А. Кособукин. *ФТТ* **47**, 1954 (2005).
- [7] M.V. Rybin, I.S. Sinev, A.K. Samusev, K.B. Samusev, E.Yu. Trofimova, D.A. Kurdyukov, V.G. Golubev, M.F. Limonov. *Phys. Rev. B* **87**, 125 131 (2013).
- [8] И.С. Дубицкий, Н.А. Григорьева, А.А. Мистонов, Г.А. Васильковский, Н.А. Саполетова, С.В. Григорьев. *ФТТ* **59**, 2435 (2017).
- [9] B. Brüser, I. Staude, G. von Freyermann, M. Wegener, U. Pietsch. *Appl. Opt.* **51**, 6732 (2012).
- [10] К.Б. Самуев, М.В. Рыбин, А.К. Самуев, М.Ф. Лимонов. *ФТТ* **57**, 2420 (2015).
- [11] S. Kawata, H.-B. Sun, T. Tanaka, K. Takada. *Nature* **412**, 697 (2001).
- [12] M. Farsari, B.N. Chichkov. *Nature Photon.* **3**, 450 (2009).
- [13] A. Ovsianikov, J. Viertl, B. Chichkov, M. Oubaha, B. Mac Craith, I. Sakellari, A. Giakoumaki, D. Gray, M. Vamvakaki, M. Farsari, C. Fotakis. *ACS Nano* **2**, 2257 (2008).
- [14] И.И. Шишкин, К.Б. Самуев, М.В. Рыбин, М.Ф. Лимонов, Ю.С. Кившарь, А. Гайдукевичуте, Р.В. Киян, Б.Н. Чичков. *Письма в ЖЭТФ* **95**, 518 (2012).
- [15] E. Palacios-Lidon, B.H. Juarez, E. Castillo-Martines, C. Lopez. *J. Appl. Phys.* **97**, 63502 (2005).
- [16] R. Rengarajan, D. Mittleman, C. Rich, V. Colvin. *Phys. Rev E* **71**, 16615 (2005).
- [17] M.A. Kaliteevski, D.M. Beggs, S. Brand, R.A. Abram, V.V. Nikolaev. *Phys. Rev. B* **73**, 033106 (2006).
- [18] S.F. Liew, H. Cao. *J. Opt.* **12**, 024011 (2010).
- [19] M. Segev, Y. Silberberg, D.N. Christodoulides. *Nature Photon.* **7**, 197 (2013).
- [20] M. Noginov. *Solid-State Random Lasers*. Springer, Berlin (2005). 238 p.