

# ДВУМЕРНЫЕ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ С ДЕФЕКТОМ РЕШЕТКИ: СПЕКТР ДЕФЕКТНЫХ МОД, ЛОКАЛИЗАЦИЯ СВЕТА И ФОРМИРОВАНИЕ НЕРАДИАЦИОННЫХ ВОЛН

*А. М. Желтиков\*, С. А. Магницкий, А. В. Тарасишин*

*Международный лазерный центр, физический факультет  
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119899, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 сентября 1999 г.

Исследуются свойства электромагнитного поля, локализованного в дефектных модах двумерных фотонных кристаллов. Решена задача расчета спектра дефектных мод подобных структур, выполнен анализ эффектов локализации и каналирования электромагнитного поля, а также изучены свойства поля внутри фотонного кристалла с дефектом решетки и за ним. Проведенные расчеты показывают, что электромагнитное поле локализовано в дефектной моде фотонного кристалла в области размером менее длины волны. Исследована зависимость спектра дефектных мод от параметров фотонного кристалла и указаны возможности управления спектром дефектных мод. Показано, что световое поле на выходе фотонного кристалла обладает свойствами нерадиационной волны, что позволяет достичь пространственного разрешения в ближнем поле, существенно превышающего длину волны излучения, и открывает возможности использования фотонных кристаллов с дефектом решетки в оптической микроскопии ближнего поля. Продемонстрирована возможность внешнего управления световым полем, локализованным в дефектных модах фотонного кристалла.

PACS: 41.20.Bt, 42.79.-e

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Фотонные кристаллы (ФК) [1–4] представляют собой новый тип искусственных структурно-организованных сред, диэлектрические свойства которых изменяются периодическим образом в одном, двух или трех измерениях с характерным пространственным масштабом периодичности порядка оптической длины волны. Важной особенностью подобных структур, связанной с периодичностью распределения показателя преломления, является присутствие фотонных запрещенных зон (ФЗЗ) — спектральных областей, в которых световые волны не могут распространяться в фотонном кристалле, испытывая экспоненциальное затухание и отражение от структуры. Благодаря наличию ФЗЗ и своим необычным дисперсионным свойствам фотонные кристаллы позволяют реализовать ряд интересных с физической точки зрения и важных для много-

численных приложений режимов распространения световых волн, импульсов и пучков, которые в последние несколько лет активно исследуются и обсуждаются в обширной литературе по данному вопросу (см., например, [2–7]). В частности, ФК-структуры позволяют решить ряд принципиальных проблем, связанных с управлением спонтанным излучением [1], уменьшением групповой скорости света [8], локализацией и каналированием света [9, 10], а также увеличением эффективности нелинейно-оптических взаимодействий и возможностями управления фазовым синхронизмом при подобных взаимодействиях [11–14]. Об актуальности практических приложений ФЗЗ-структур свидетельствует бурный прогресс брэгговских отражателей и чирпированных зеркал [15], создание ФК-волноводов и устройств для поворота лазерного излучения [9, 16], а также широко обсуждающиеся в последнее время идеи создания низкопороговых оптических переключателей и ограничителей [17–19], компактных оптических линий задержки [8] и

\*E-mail: zheltikov@nls1.ilc.msu.su

компрессоров световых импульсов [20], фильтров сброса [21], а также нелинейных оптических диодов [22].

Введение дефекта в кристаллическую решетку ФК-структуры приводит к возникновению дефектных мод в фотонной запрещенной зоне, позволяющих наблюдать новые физические явления. Одним из важных свойств подобных структур является локализация электромагнитного поля в дефектных модах [4]. Подобные эффекты в фотонных кристаллах широко исследовались ранее на основе анализа дисперсионных свойств ФЗЗ-структур [23], позволяющего установить основные свойства спектра пропускания ФЗЗ-структуры, а также различных модификаций приближения медленно меняющихся амплитуд [24], позволяющих описать основные закономерности локализации поля плоской волны с медленно меняющейся огибающей в одномерных фотонных кристаллах. Однако детальное физическое понимание эффектов локализации электромагнитного поля в дефектных модах фотонных кристаллов, а также свойств поля, формируемого на выходе подобных структур, не может быть достигнуто на основе анализа дисперсионных свойств ФЗЗ-структур или в рамках приближения плоских волн, так как подобные подходы не позволяют найти распределение поля в фотонном кристалле. По-видимому, единственная возможность исследования распределения поля в подобных структурах связана с численным интегрированием уравнений Максвелла, так как задача аналитического описания поля световых пучков внутри и на выходе двумерных и трехмерных ФЗЗ-структур едва ли разрешима.

Настоящая работа посвящена исследованию спектра дефектных мод двумерного фотонного кристалла, анализу эффектов локализации и каналирования электромагнитного поля в двумерной ФЗЗ-структуре с дефектом решетки, а также изучению свойств электромагнитного поля внутри подобной структуры и за ней. Проведенные расчеты показывают, что электромагнитное поле может быть локализовано в дефектной моде ФЗЗ-структуры в области размером менее длины волны. Исследована зависимость спектра дефектных мод от параметров фотонного кристалла и указаны возможности управления спектром дефектных мод. Световое поле на выходе фотонного кристалла обладает свойствами нерадиационной волны, что позволяет достичь пространственного разрешения в ближнем поле, существенно превышающего длину волны излучения, и открывает возможности использования фотонных кристаллов с дефектом решетки в

оптической микроскопии ближнего поля. Показано, что помещение диэлектрической сферы вплотную к выходной грани ФЗЗ-структуры с дефектом ФК-решетки приводит к изменению распределения светового поля в дефектной моде фотонного кристалла. Данное явление может быть использовано для внешнего управления локализацией светового поля в фотонных кристаллах.

## 2. МЕТОДИКА ВЫЧИСЛЕНИЙ

### 2.1. Разностная схема

Преобладающим методом теоретического исследования ФЗЗ-структур в настоящее время остается использование приближения плоских волн, фактически заключающегося в численном решении уравнения Хилла на основании теоремы Флоке (данный подход подробно обсуждается в обзорах [7, 25]). Подобная техника обеспечивает достаточно высокую точность при расчете дисперсионных свойств ФЗЗ-структуры, однако приводит к серьезным затруднениям при вычислении распределения поля в ФЗЗ-структуре и на выходе из нее.

Перспективным для исследования распределения поля в ФЗЗ-структурах представляется подход, основанный на численном решении уравнений Максвелла методом конечных разностей (FDTD) [26]. В настоящее время данная техника получает все более широкое распространение для исследования фотонных кристаллов. В частности, этот подход позволил проанализировать явление оптического переключения [18, 27] и формирования предельно коротких световых импульсов в одномерных ФЗЗ-структурах [20, 28], а также влияние дисперсии материалов на спектры отражения и пропускания многослойных сред. За последние два года появился ряд работ, в которых метод FDTD был использован для исследования распространения света в двумерных фотонных кристаллах [21, 29].

Техника FDTD не предполагает, в отличие от методов, основанных на приближении плоских волн, обращения матриц большой размерности и, следовательно, не требует большой компьютерной памяти. Благодаря этому метод FDTD позволяет рассчитывать распространение пространственно ограниченных лазерных импульсов в ФК-структурах и анализировать возможности управления световыми импульсами и пучками. В связи с задачами настоящего исследования важно отметить, что благодаря тому обстоятельству, что процедура FDTD предполагает вычисления в реальном, а не в фурье-пространстве,

введение дефектов в ФК-структуру не приводит к существенному усложнению расчетов, выполняемых по схеме FDTD. Наконец, использование техники FDTD позволяет перейти от анализа линейной задачи к нелинейной и проанализировать широкий класс явлений, связанных с созданием ФК-компрессоров, переключателей и модуляторов, работающих со сверхкороткими световыми импульсами [18, 20, 27, 28].

В рамках метода FDTD исследуемая область пространства разбивается на ячейки длиной  $\delta x = \delta y = \delta z = \delta$ , а изучаемый интервал времени разбивается на отрезки длиной  $\delta t$ . Реальные электрическое и магнитное поля при этом заменяются дискретными функциями переменных времени  $n$  и пространственных координат  $i, j, k$ :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(t, x, y, z) &\rightarrow \mathbf{E}^n(i, j, k), \\ \mathbf{H}(t, x, y, z) &\rightarrow \mathbf{H}^n(i, j, k). \end{aligned} \quad (1)$$

Уравнения Максвелла для двумерного случая записываются в следующем виде:

$$\begin{aligned} H_x^{n+1/2} \left( i, j + \frac{1}{2} \right) &= H_x^{n-1/2} \left( i, j + \frac{1}{2} \right) + \\ &+ \frac{\delta t}{\delta} [E_z^n(i, j) - E_z^n(i, j+1)], \\ H_y^{n+1/2} \left( i + \frac{1}{2}, j \right) &= H_y^{n-1/2} \left( i + \frac{1}{2}, j \right) + \\ &+ \frac{\delta t}{\delta} [E_z^n(i+1, j) - E_z^n(i, j)], \\ E_z^{n+1}(i, j) &= E_z^n(i, j) + \frac{\delta t}{\delta \cdot \varepsilon(i, j)} \times \\ &\times \left[ H_x^{n+1/2} \left( i, j - \frac{1}{2} \right) - H_x^{n+1/2} \left( i, j + \frac{1}{2} \right) + \right. \\ &\left. + H_y^{n+1/2} \left( i + \frac{1}{2}, j \right) - H_y^{n+1/2} \left( i - \frac{1}{2}, j \right) \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Задавая начальное распределение полей  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{E}$ , мы можем вычислить распределение поля для любой пространственной ячейки для каждого временного интервала с использованием описанной выше разностной схемы. Связь между векторами смещения и электрического поля задается феноменологически:

$$D_z^n(i, j) = \varepsilon(i, j) E_z^n(i, j), \quad (3)$$

где  $\varepsilon(i, j)$  — диэлектрическая проницаемость среды.

При такой постановке задачи мы пренебрегаем пространственной и частотной дисперсиями материала ФЗЗ-структуры. Однако, в принципе, схема FDTD позволяет также учесть подобные эффекты дисперсии (см. [30]).

## 2.2. Граничные условия

Решение начальных и начально-краевых волновых задач для областей с конечными пространственными размерами (фотонные кристаллы конечных размеров) сопряжено с трудностями, связанными с тем, что электромагнитная волна, достигнув границы исследуемой пространственной области, зеркально отражается от этой границы, попадая обратно в область вычислений, тем самым искажая действительное распределение электромагнитного поля. Один из способов решения данной проблемы заключается в увеличении области вычислений до таких размеров, чтобы световая волна (импульс) не успевала достичь границ за время прохождения через интересующую нас область. В этом случае в нашем решении не будет содержаться волн, обусловленных искусственным отражением от границ области вычисления. Подобный прием дает хорошие результаты для коротких (во времени и в пространстве) световых импульсов, однако приводит к чрезмерному увеличению времени вычислений в случае относительно длинных импульсов. С другой стороны, короткие световые импульсы могут испытывать значительное расплывание в фотонном кристалле вследствие существенной дисперсии групповой скорости, что приводит к увеличению длительности прошедших сквозь структуру и отраженных от структуры импульсов.

С учетом сказанного выше граничные условия должны быть сформулированы таким образом, чтобы световая волна, достигая границы, полностью поглощалась ей без отражения обратно. К сожалению, для двумерных и трехмерных задач не существует идеально поглощающих и достаточно простых граничных условий. В наших расчетах использовались поглощающие граничные условия второго рода [31]

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} - \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) E_z^n \Big|_{x=0, L} = 0, \quad (4)$$

где значения  $x = 0, L$  соответствуют границам области вычислений. Условия (4) позволяют существенно снизить влияние отражения от границ на точность численных расчетов.

Для проверки эффективности граничных условий (4) проводились численные эксперименты по отражению жестко сфокусированных коротких импульсов. Эти расчеты показали, что для гауссова пучка диаметром порядка длины волны коэффициент отражения при угле падения  $45^\circ$  составляет не более 3% по амплитуде, что согласуется с результа-

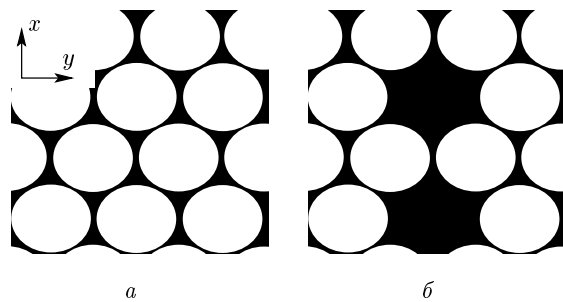


Рис. 1. Фрагмент двумерной ФЗЗ-структуры без дефекта (а) и с дефектом (б) решетки

тами расчетов, выполненных авторами [31] для плоской монохроматической волны.

Аналогично граничным условиям более высоких порядков, граничные условия второго рода приводят к значениям коэффициента отражения, равным единице при скользящем падении. Однако соответствующие компоненты поля распространяются вдоль границ и, как правило, не оказывают существенного влияния на распределение поля в интересующей нас области.

### 2.3. Фотонные кристаллы

В качестве объекта исследования была выбрана структура, состоящая из переменного числа периодов (от пяти до десяти) цилиндрических воздушных пор, образующих треугольную решетку в матрице кремния (рис. 1). Такой выбор типа фотонного кристалла обусловлен тем, что кремниевые технологии представляются весьма перспективными для изготовления одномерных [14, 32], двумерных [33] и трехмерных [34] ФЗЗ-структур.

Для введения дефекта в двумерной ФЗЗ-структуре, описанной выше, удалялся один из рядов воздушных пор (рис. 1б). Поскольку в области полной запрещенной зоны в выбранной нами треугольной решетке воздушных цилиндров в кремнии глубина проникновения светового поля в ФК (скин-слой) не превышает одного периода структуры, для определения спектра пропускания решетки с дефектом рассматривались структуры, в которых дефект вносился периодическим образом (с периодом  $\Lambda$  вдоль оси  $y$ ). Другими словами, фактически решалась задача о распространении света в сверхрешетке. Контрольные расчеты, выполненные для сверхрешеток, отличающихся только периодом  $\Lambda$ , показали, что распределение электромагнитного поля в дефектной моде и спектр дефектных мод не

зависят от периода  $\Lambda$ . Помимо удобства такая схема расчетов позволяет определить уровень шумов, связанных с влиянием света, локализованного в соседних дефектах (*cross talk*), что представляет интерес для приложений подобных ФЗЗ-структур в системах оптической памяти и оптической обработки информации.

### 2.4. Расчет спектров пропускания

Спектр пропускания для двумерного ФК без дефекта решетки рассчитывался с помощью моделирования распространения плоской монохроматической волны

$$E_z^{n+1}(2, j) = E_z^n(2, j) + \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \delta t n\right), \quad (5)$$

падающей на фотонный кристалл, находящийся в плоскости  $xy$ , параллельно оси  $x$ . В плоскостях  $x = 0$  и  $x = L$  ставились поглощающие граничные условия (4). Область вычислений по оси  $y$  соответствовала одному периоду сверхрешетки кристалла. В силу симметрии задачи компоненты полей в плоскостях  $y = 0$  и  $y = \Lambda$  равны друг другу:

$$\begin{aligned} H_x^n(i, 0) &= H_x^n(i, N_y), \\ H_y^n(i, 0) &= H_y^n(i, N_y), \\ E_z^n(i, 0) &= E_z^n(i, N_y). \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь  $N_y = \Lambda/\delta$  — количество разбиений сетки, приходящихся на один период ФК в направлении оси  $y$ .

Таким образом, периодические условия Блоха в реальном пространстве выглядели просто как равенство компонент полей (6) на двух указанных плоскостях. Вычисления проводились для усредненных по периоду колебаний квадратов электрического и магнитного полей. Процедура вычислений продолжалась до тех пор, пока эти величины не переставали изменяться в пределах требуемой точности после удвоения времени счета.

Описанная выше схема была использована для расчета спектра пропускания квадратной решетки, состоящей из шестнадцати слоев круглых цилиндров воздуха радиусом  $R = 0.504$  мкм в матрице РbО (диэлектрическая проницаемость  $\epsilon = 2.72$ ) с периодом  $a = 1.17$  мкм. Результаты расчетов находились в полном согласии с расчетами, выполненными для такой же структуры методом Фурье-разложения полей и диэлектрических констант в работе [15], что свидетельствует о надежности реализованной процедуры вычислений.

Спектр пропускания двумерных ФЗЗ-структур с дефектом решетки рассчитывался при помощи схемы пробного импульса. В рамках данного подхода на входе в фотонный кристалл в начальный момент времени задается максимально короткий (один-два световых периода) импульс:

$$E_z^0(i, j) = A e^{-0.5((i-i_0)\delta/l)^2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}(i-i_0)\delta\right), \quad (7)$$

где  $l$  — протяженность импульса в пространстве (в наших расчетах  $l = 1 - 2\lambda_0$ ),  $\lambda_0$  — длина волны, соответствующая несущей частоте импульса,  $x = i_0\delta$  — координата центра импульса.

Для определения спектра пропускания фотонного кристалла спектр импульса, прошедшего через ФЗЗ-структуру, нормировался на спектр исходного импульса. Выполняя аналогичную процедуру для нескольких пробных импульсов, спектры которых перекрывают всю интересующую нас спектральную область, мы имеем возможность найти спектр пропускания кристалла, в том числе спектр дефектных мод. Подобный подход позволяет сделать важные с физической точки зрения выводы о характере канализования света в дефектных модах ФЗЗ-структур.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

#### 3.1. Спектр дефектных мод

Для изучения спектра пропускания двумерных ФЗЗ-структур падающее на границу ФЗЗ-структуры поле задавалось в виде плоской волны (5). В качестве объекта исследования была выбрана структура, состоящая из переменного числа периодов (от пяти до десяти) цилиндрических воздушных пор, образующих треугольную решетку в матрице кремния (см. разд. 2.3 и рис. 1).

Численные расчеты для описанной выше ФЗЗ-структуры без дефекта (рис. 1а) показали существование запрещенной зоны для направления вдоль оси  $x$ , соответствующего минимальной ширине запрещенной зоны [36], для отношения  $a/\lambda$  (где  $a$  — период ФЗЗ-структуры,  $\lambda$  — длина волны излучения светового пучка), изменяющегося в пределах от 0.35 до 0.52 в случае  $H$ -волн и в пределах от 0.44 до 0.57 для  $E$ -волн. Таким образом, результаты наших расчетов указывают на существование замкнутой запрещенной зоны и находятся в хорошем согласии с данными расчетов, выполненных методом плоских волн в работе [36],

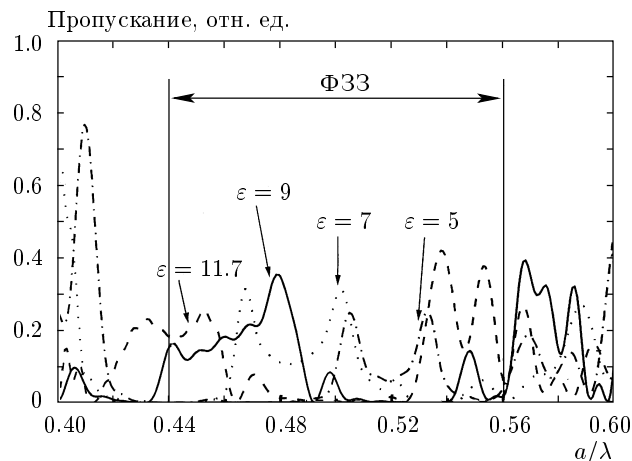


Рис. 2. Спектр дефектных мод двумерной ФЗЗ-структуры, фрагмент которой показан на рис. 1б, для различных диэлектрических проницаемостей материала матрицы:  $\epsilon = 11.7$  (штриховая линия), 9 (сплошная линия), 7 (пунктирная линия), 5 (штрихпунктирная линия)

а также с результатами расчетов и экспериментов, представленных в работе [33].

Численный анализ показывает, что если в ФЗЗ-структуре без дефекта интенсивность поля уменьшается на пространственном масштабе порядка длины волны излучения  $\lambda$ , а ФЗЗ-структура характеризуется при этом коэффициентом пропускания порядка  $10^{-3}$ , то в ФЗЗ-структуре с дефектом (рис. 1б) световой пучок может распространяться вдоль узкого канала, образованного дефектом. Коэффициент пропускания для  $E$ -волн в области  $a/\lambda$  от 0.44 до 0.47 в подобной структуре увеличивается с  $10^{-3}$  до 0.5, что свидетельствует о появлении дефектного уровня в запрещенной зоне. Спектр дефектных мод для направления распространения вдоль оси  $x$  в случае  $E$ -волн показан на рис. 2. Для расчета данного спектра применялся метод пробного широкополосного импульса, описанный в разд. 2.4.

Анализ спектра пропускания ФЗЗ-структуры с дефектом показывает, что имеется возможность управления спектром дефектных мод путем изменения параметров фотонного кристалла. Как видно из рис. 2, уменьшение отношения показателя преломления материала матрицы к показателю преломления вещества цилиндров (в нашем случае — воздуха) приводит к смещению дефектных мод ФЗЗ-структуры в сторону высоких частот. Данное явление может быть наглядно интерпретировано на

качественном уровне, если представить дефектную моду ФЗЗ-структуры в виде стоячей волны, возникающей в результате отражения от стенок канала, образуемого дефектом, с длиной, соответствующей собственной моде низшего порядка:

$$\lambda_s = 2dn,$$

где  $d$  — ширина канала,  $n$  — показатель преломления вещества канала. Тогда волновое число подобной стоячей волны уменьшается с ростом показателя преломления  $n$ , что и наблюдается при численном моделировании.

### 3.2. Локализация поля внутри двумерной ФЗЗ-структуры с дефектом решетки

Для определения распределения поля в ФК использовалась процедура FDTD (см. разд. 2.1) с поглощающими граничными условиями (4) и начальным условием вида (5). Вычисления продолжались до тех пор, пока не переставали меняться усредненные по периоду значения электрического и магнитного полей и их квадратов. Выходными данными являлись усредненные по периоду квадраты (интенсивности) электрического и магнитного полей.

На рис. 3а–в приведены двумерные распределения среднего квадрата электрического поля  $\overline{E^2}$  в ФЗЗ-структуре описанного выше типа, состоящей из десяти периодов вдоль оси  $x$  с периодом дефектов  $\Lambda = 5a$ , для отношения  $a/\lambda = 0.454$ . Анализ пространственного распределения электромагнитного поля показывает, что свет испытывает каналирование вдоль дефекта в данной структуре, поле при этом локализовано в центре дефекта. На некоторых участках канала диаметр пучка оказывается порядка  $\lambda/10$  (рис. 3а–в), что в пять раз меньше дифракционного предела для светового пучка, сфокусированного в воздухе. Интенсивность света в центре дефекта в несколько сот раз выше интенсивности на краях канала (рис. 3а–в), что свидетельствует о высоком контрасте каналирования пучка. Групповая скорость света при этом существенно уменьшается, что указывает на возможность использования дефектных мод ФЗЗ-структур для создания управляемых линий оптической задержки, аналогично оптическим линиям задержки на основе одномерных ФЗЗ-структур, созданных автрами работы [8].

Результаты расчета для описанных выше сверхрешеток с переменным периодом  $\Lambda$  позволяют сделать несколько важных выводов о характере иссле-

дуемых явлений. Во-первых, эффект каналирования света вдоль дефекта наблюдается независимо от периода  $\Lambda$ , что указывает на то, что описанные выше явления локализации света не связаны с интерференцией света, отраженного от соседних дефектов. Во-вторых, интегральная по периоду  $\Lambda$  интенсивность поля за фотонным кристаллом вдали от его поверхности оставалась постоянной независимо от величины  $\Lambda$ , что позволяет заключить, что свет испытывает каналирование только вдоль данного дефекта. Наконец, в-третьих, распределение поля в дефектной моде ФК свидетельствует о том, что интенсивность света настолько быстро уменьшается как функция координаты  $y$  за пределами дефекта, что интерференция между соседними дефектами практически отсутствует.

Важным свойством локализации светового поля в фотонном кристалле является возможность управления извне пространственным распределением поля в дефектной моде. Эта возможность иллюстрируется рис. 3б, в, на которых показаны двумерные карты пространственного распределения среднего квадрата напряженности электрического поля в двумерной ФЗЗ-структуре с параметрами, описанными выше, в присутствии прозрачной диэлектрической сферы с показателем преломления 1.5 и радиусом, равным  $\lambda/4$  (рис. 3б) и  $\lambda/8$  (рис. 3в), помещенной вплотную к выходной грани фотонного кристалла. Сравнение рис. 3б и 3в с рис. 3а показывает, что присутствие малой диэлектрической сферы вносит возмущение в распределение поля внутри ФЗЗ-структуры. Физически наблюдаемый эффект связан с изменением условий формирования дефектной моды в присутствии возмущающего «потенциала» диэлектрической сферы. Данное явление представляется чрезвычайно важным для возможных приложений эффекта локализации света в фотонных кристаллах в области нелинейной оптики, оптической памяти, а также управления атомами и атомными взаимодействиями в задачах квантовых вычислений.

### 3.3. Формирование нерадиационных волн и сверхвысокое разрешение в ближнем поле

Распределение среднего квадрата электрического поля на выходе ФЗЗ-структуры представлено на рис. 4а–в. Поле в данных условиях оказывается локализованным в поперечном направлении на пространственном масштабе менее длины волны излучения ( $\lambda/10$ ), экспоненциально уменьшаясь вдоль оси  $x$ .

Рис. 3. Двумерная карта локализации электрического поля в ФЗЗ-структуре с дефектом решетки, фрагмент которой показан на рис. 1б. Уровнями серого тона представлены средние значения квадрата электрического поля  $\overline{E^2}$  для отношения  $a/\lambda = 0.454$ :  $a$  — без пробного объекта,  $b$ ,  $в$  — с пробным объектом диаметром  $\lambda/4$  ( $b$ ),  $\lambda/8$  ( $в$ ), центр которого расположен на расстоянии  $\lambda/8$  ( $b$ ),  $\lambda/16$  ( $в$ ) от выходной грани ФЗЗ-структуры

**Рис. 4.** Двумерная карта распределения среднего квадрата электрического поля  $\overline{E^2}$  на выходе ФЗЗ-структуры с дефектом решетки, фрагмент которой показан на рис. 1б для отношения  $a/\lambda = 0.454$ : *a* — без пробного объекта, *б*, *в* — с пробным объектом с диаметром  $\lambda/4$  (*б*),  $\lambda/8$  (*в*), центр которого расположен на расстоянии  $\lambda/8$  (*б*),  $\lambda/16$  (*в*) от выходной грани ФЗЗ-структуры

Свойства данного поля подобны свойствам нерадиационной волны, локализуемой вблизи поверхности образца в микроскопии ближнего поля, что открывает возможность использования ФЗЗ-структур в качестве элементов оптической микроскопии ближнего поля [37], осуществляющих эффективное формирование нерадиационных волн. Используя принцип взаимности, получим, что ФЗЗ-структуры с дефектом решетки могут быть также использованы для анализа нерадиационного поля вблизи образца, что позволяет реализовать режим сбора информации в микроскопии ближнего поля.

Представляется крайне маловероятным, что удастся найти аналитическое описание поля на выходе ФЗЗ-структур рассматриваемого типа. Однако на основе качественных физических соображений ясно, что световой пучок диаметром менее дли-

ны волны, формируемый в двумерном фотонном кристалле, не может распространяться в свободном пространстве без изменения своей формы. Так как такой пучок имеет диаметр существенно меньший, чем длина волны, а его спектр содержит пространственные гармоники высоких порядков, подобный пучок проявляет свойства, аналогичные свойствам нерадиационных волн. Подобный пучок обеспечивает высокое разрешение в ближней зоне и быстро уменьшается в продольном направлении (вдоль оси  $x$ ).

Для того чтобы продемонстрировать возможности достижения высокого пространственного разрешения измерений, проводимых с помощью светового поля, формируемого ФЗЗ-структурой рассматриваемого типа, были выполнены расчеты распределения электрического поля на выходе фотонного кри-



сталла в присутствии прозрачной диэлектрической сферы с показателем преломления 1.5 и радиусом  $\lambda/4$  (рис. 4б) и  $\lambda/8$  (рис. 4в), помещенной вплотную к выходной грани ФЗЗ-структуры. Сравнение двумерных карт распределения электрического поля, представленных на рис. 4а–в, показывает, что малая пробная диэлектрическая сфера вносит заметное изменение в распределение интенсивности излучения в ближнем поле, приводя к эффекту «туннелирования» поля за счет возмущения, вносимого «потенциалом» пробной сферы. Интеграл среднего квадрата электрического поля, вычисленный в плоскости  $x = 19.7a$  (рис. 4а–в), также заметным образом изменяется в присутствии пробной сферы. Изменение этого интеграла в присутствии пробных сфер с диаметрами  $\lambda/4$ ,  $\lambda/8$  и  $\lambda/16$  относительно значения этого интеграла в отсутствие пробной сферы соответственно составляет 6, 3.2 и 0.7%. Таким образом, присутствие пробной диэлектрической сферы диаметром менее длины волны падающего излучения приводит к регистрируемому возмущению пространственного распределения поля на выходе ФЗЗ-структуры, а также влияет на характеристики излучения в дальнем поле. Результаты этих расчетов показывают, что неизлучающие волны, формируемые в дефектных модах фотонных кристаллов, позволяют реализовать схемы оптической микроскопии ближнего поля (рис. 5) с пространственным разрешением, превышающим длину волны падающего излучения и достаточно высоким отношением сигнал/шум (ср. [38, 39]).

Несмотря на то что вся энергия излучения в нерадиационных волнах распространяется лишь вдоль выходной поверхности ФЗЗ-структуры, не отрываясь от нее, высокая концентрация светового поля на выходе подобной структуры может приводить к физически наблюдаемым явлениям в ближней зоне. Это поле может быть использовано, в частности, для локального возбуждения атомов либо молекул (рис. 6). Оно может быть также зарегистрировано, аналогично схеме микроскопии ближнего поля, с помощью зонда, расположенного вблизи поверхности.

### 3.4. О приложениях дефектных мод фотонных кристаллов

Помимо различных схем микроскопии ближнего поля, кратко обсуждавшихся в разд. 3.3, режимы распространения световых пучков, которые могут быть реализованы с помощью ФЗЗ-структур, представляются перспективными для целого ряда приложений. Важные приложения, обусловленные

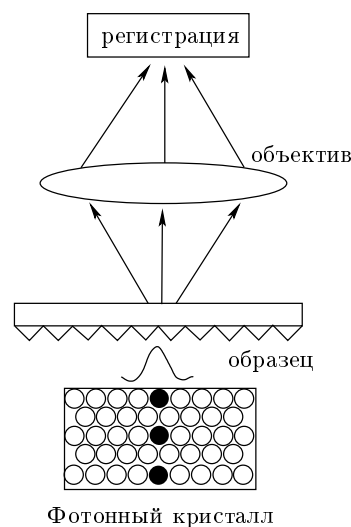


Рис. 5. Оптическая микроскопия ближнего поля с использованием нерадиационной волны, формируемой в дефектной моде фотонного кристалла. ФЗЗ-структура используется для возбуждения нерадиационной волны с регистрацией в дальнем поле

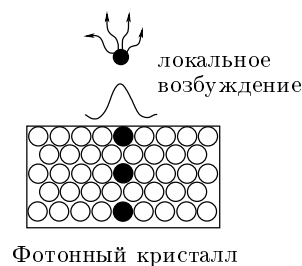


Рис. 6. Локальное возбуждение частиц нерадиационной волной, формируемой в дефектной моде фотонного кристалла

свойствами поля на выходе ФЗЗ-структуры, связаны с возможностями повышения пространственного разрешения в фотолитографии (аналогично схеме, представленной на рис. 6), увеличения плотности хранения информации в системах оптической памяти, а также визуализации модового состава излучения в оптических волноводах. Возможность фокусировки светового пучка в области размером менее длины волны открывает новые возможности повышения плотности хранения информации в системах трехмерной оптической памяти [40, 41]. При этом чрезвычайно важным является установленный в данной работе факт отсутствия интерференции излучений, распространяющихся в соседних дефектах ФЗЗ-структуры (разд. 3.2). Данное обстоятельство

позволяет обеспечить высокую локальность записи и чтения информации и избежать при этом возмущения информации, хранимой в соседних объемных ячейках памяти. Наконец, возможность локального увеличения поля на достаточно протяженных пространственных масштабах вдоль направления распространения светового пучка представляется перспективной для увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий. Однако нелинейные режимы распространения световых пучков в двумерных и трехмерных фотонных кристаллах требуют дополнительного исследования.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненный анализ распределения электромагнитного поля в двумерных ФЗЗ-структурах с дефектом решетки и исследование спектра дефектных мод в запрещенных зонах таких структур позволили выявить ряд важных свойств локализации поля в фотонных кристаллах. Световое поле в этих условиях может быть локализовано в области размером менее длины волны, а поле на выходе ФЗЗ-структуры обладает свойствами нерадиационной волны, что позволяет достичь пространственного разрешения в ближнем поле, существенно превышающего длину волны излучения. Присутствие пробной диэлектрической сферы диаметром менее длины волны падающего излучения приводит к возмущению пространственного распределения поля как внутри ФЗЗ-структуры, так и за ней, а также влияет на характеристики излучения в дальнем поле. Эти обстоятельства указывают на возможность управления распределением светового поля в дефектных модах фотонных кристаллов и свидетельствует о возможности достижения субдифракционного пространственного разрешения в схемах оптической микроскопии ближнего поля.

Режимы распространения световых пучков, которые могут быть реализованы с помощью ФЗЗ-структур, представляются перспективными для решения целого ряда задач оптической микроскопии ближнего поля, повышения плотности хранения информации в устройствах оптической памяти, а также увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий.

Данная работа была бы невозможна без плодотворных дискуссий и многочисленных полезных обсуждений с безвременно ушедшим Н. И. Коротеевым, инициировавшим исследования авторов в обла-

сти фотонных кристаллов и до последних дней оказывавшим этой работе самую деятельную поддержку.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Constellation Group GmbH. Работа А. М. Ж. и А. В. Т. частично поддержана грантом INTAS № 97-0369.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. E. Yablonovitch, *J. Opt. Soc. Am.* В **10**, 283 (1993).
2. *Photonic Band Gaps and Localization*, ed. by C. M. Soukoulis, Plenum, New York (1993).
3. *Photonic Band Gap Materials*, ed. by C. Soukoulis, Kluwer Academic, Dordrecht (1996).
4. J. Joannopoulos, R. Meade, and J. Winn, *Photonic Crystals*, Princeton Univ., Princeton (1995).
5. E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059 (1987).
6. S. John, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2486 (1987).
7. J. B. Pendry, *J. Phys.: Condens. Mater.* **8**, 1085 (1996).
8. M. Scalora, R. J. Flynn, S. B. Reinhardt et al., *Phys. Rev. E* **54**, 2799 (1996).
9. S.-Y. Lin, E. Chow, V. Hietala et al., *Science* **282**, 274 (1998).
10. А. М. Желтиков, С. А. Магницкий, А. В. Тарасишин, *Письма в ЖЭТФ* **70**, 323 (1999).
11. N. Bloembergen and A. J. Sievers, *Appl. Phys. Lett.* **17**, 483 (1970).
12. J. Martorell, R. Vilaseca, and R. Corbalan, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 702 (1997).
13. M. Scalora, M. J. Bloemer, A. S. Manka et al., *Phys. Rev. A* **56**, 3166 (1997).
14. Л. А. Головань, А. М. Желтиков, П. К. Кашкаров и др., *Письма в ЖЭТФ* **69**, 274 (1999).
15. A. Stingl, M. Lenzner, Ch. Spielmann et al., *Opt. Lett.* **20**, 602 (1995); L. Xu, Ch. Spielmann, F. Krausz, and R. Szipöcs, *Opt. Lett.* **21**, 1259 (1996).
16. J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, *Opt. Lett.* **21**, 1547 (1996).
17. M. Scalora, J. P. Dowling, C. M. Bowden, and M. J. Bloemer, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1368 (1994).
18. P. Tran, *Opt. Lett.* **21**, 1138 (1996).

19. H.-B. Lin, R. J. Tonucci, A. J. Campillo, *Opt. Lett.* **23**, 94 (1998).
20. N. I. Koroteev, S. A. Magnitskii, A. V. Tarasishin, and A. M. Zheltikov, *Opt. Commun.* **159**, 191 (1999).
21. Shanhui Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, and H. A. Haus, *Opt. Express* **3**, 4 (1998).
22. M. D. Tocci, M. J. Bloemer, M. Scalora et al., *Appl. Phys. Lett.* **66**, 2324 (1995).
23. D. R. Smith, R. Dalichaouch, N. Kroll et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 314 (1993); A. Figotin and A. Klein, *J. Opt. Soc. Am. A* **15**, 1423 (1998).
24. M. Scalora, M. J. Bloemer, A. S. Manka et al., *Phys. Rev. A* **56**, 3166 (1997).
25. E. Yablonovitch, *J. Phys.: Condens. Matter* **5**, 2443 (1993).
26. A. Taflove, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, Norwood, MA, Artech House (1995).
27. P. Tran, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 70 (1999).
28. А. М. Желтиков, Н. И. Коротеев, С. А. Магницкий, А. В. Тарасишин, *Квант. электр.* **25**, 885 (1998).
29. S. Scholz, O. Hess, and R. Rühle, *Opt. Express* **3**, 28 (1998).
30. R. W. Ziolkowski and M. Tanaka, *J. Opt. Soc. Am. A* **16**, 930 (1999).
31. B. Engquist and A. Majda, *Math. Comput.* **31**, 629 (1977).
32. G. Mattei, A. Marucci, V. A. Yakovlev, and M. Pagannone, *Laser Phys.* **8**, 755 (1998).
33. U. Gruening, V. Lehmann, S. Ottow, and K. Busch, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 747 (1996); V. V. Aristov, A. M. Zheltikov, V. V. Starkov et al., *Laser Phys.* **9**(6) (1999).
34. J. G. Fleming and S.-Y. Lin, *Opt. Lett.* **24**, 49 (1999).
35. K. Sakoda, *Phys. Rev. B* **52**, 8992 (1995).
36. R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 495 (1992).
37. M. A. Paesler and P. J. Moyer, *Near-Field Optics*, New York, Wiley (1996).
38. V. Sandoghdar, S. Wegscheider, G. Krausch, and J. Mlynek, *J. Appl. Phys.* **81**, 2499 (1997).
39. M. K. Lewis, P. Wolanin, A. Gafni, and D. G. Steel, *Opt. Lett.* **23**, 1111 (1998).
40. S. Hunter, F. Kiamilev, S. Esener et al., *Appl. Opt.* **29**, 2058 (1990).
41. D. A. Akimov, N. I. Koroteev, A. M. Zheltikov et al., *Jap. J. Appl. Phys.* **36**, Part 1, 1B, 426 (1997).