

ЛОКАЛИЗАЦИЯ И КАНАЛИРОВАНИЕ СВЕТА В ДЕФЕКТНЫХ МОДАХ ДВУМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

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

Международный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова

119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 июля 1999 г.

Исследовано пространственное распределение электромагнитного поля в двумерном фотонном кристалле с дефектом решетки. Показано, что поле может быть локализовано в подобной структуре в области размером менее длины волны. Исследована зависимость спектра дефектных мод от параметров двумерного фотонного кристалла. Световое поле на выходе фотонного кристалла обладает свойствами нерадиационной волны, что позволяет достичь пространственного разрешения в ближнем поле, существенно превышающего длину волны излучения. Обсуждаются возможности использования данного явления в оптической микроскопии ближнего поля для создания устройств оптической памяти, а также для повышения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий.

PACS: 41.20.Bt, 41.85.Ja

Локализация электромагнитного поля является одним из важных свойств структур с фотонными запрещенными зонами (ФЗЗ) [1]. Подобные эффекты в фотонных кристаллах широко исследовались ранее на основе анализа дисперсионных свойств ФЗЗ-структур [2], позволяющего установить основные свойства спектра пропускания ФЗЗ-структуры, а также различных модификаций приближения медленно меняющихся амплитуд [3], позволяющих понять основные закономерности локализации поля плоской волны с медленно меняющейся огибающей в одномерных фотонных кристаллах. Выполненные в последнее время эксперименты [4] указывают на возможности реализации каналирования и поворота (в том числе, под большими углами) световых пучков в двумерных ФЗЗ-структурах с дефектами фотоннокристаллической решетки. Физическое понимание подобных эффектов 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. Вместе с тем задача аналитического описания поля световых пучков внутри и на выходе двумерных и трехмерных ФЗЗ-структур едва ли разрешима. По-видимому, единственная возможность исследования распределения поля в подобных структурах связана с методами численного моделирования.

Перспективным для исследования распределения поля в ФЗЗ-структурах представляется подход, основанный на численном решении уравнений Максвелла методом конечных разностей (FDTD) [5]. Данная техника с успехом использовалась ранее для изучения явления оптического ограничения [6] и формирования предельно коротких световых импульсов в одномерных ФЗЗ-структурах [7]. В настоящей работе метод FDTD применен для анализа локализации и каналирования электромагнитного поля в двумерной ФЗЗ-структуре с дефектом решетки. Для расчета спектра дефектных мод в запрещенных зонах фотонных кристаллов используется метод пробного широкополосного импульса. Подобный подход позволяет сделать важные с физической и технической точки зрения выводы о характере каналирования света в

дефектных модах ФЗЗ-структур. Проведенный в данной работе анализ показывает, что электромагнитное поле в этих условиях может быть локализовано в области размером менее длины волны, а поле на выходе ФЗЗ-структуры обладает свойствами нерadiационной волны. Выявлены возможности управления спектром дефектных мод путем изменения параметров ФЗЗ-структуры.

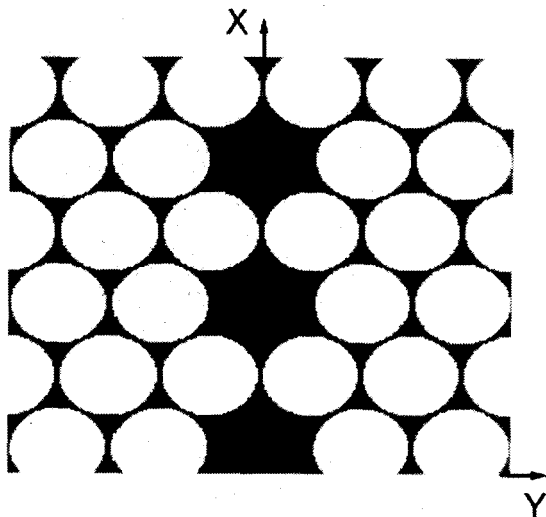


Рис.1. Фрагмент двумерной ФЗЗ-структуры с дефектом решетки

Для изучения локализации и каналирования света в двумерной ФЗЗ-структуре с дефектом решетки нами численно решались уравнения Максвелла методом конечных разностей. Падающее на границу ФЗЗ-структуры поле имело вид плоской волны. Используемые при этом поглощающие граничные условия второго рода [8] позволяли избежать влияния отражений от искусственных границ. 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 [9], двумерных [10] и трехмерных [11] ФЗЗ-структур. Численные расчеты для описанной выше ФЗЗ-структуры без дефекта показали существование запрещенной зоны для направления вдоль оси X (рис.1), соответствующего минимальной ширине запрещенной зоны [12], для отношения a/λ (где a – период ФЗЗ-структуры, λ – 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 [12], а также с результатами расчетов и экспериментов, представленных в работе [10].

Для введения дефекта в двумерной ФЗЗ-структуре, описанной выше, удалялся один из рядов воздушных пор. Подобный дефект решетки вводился с периодом Λ вдоль оси Y (рис.1). Задача о распространении светового пучка в подобной двумерной ФЗЗ-структуре с дефектом позволяет в полной мере оценить достоинства

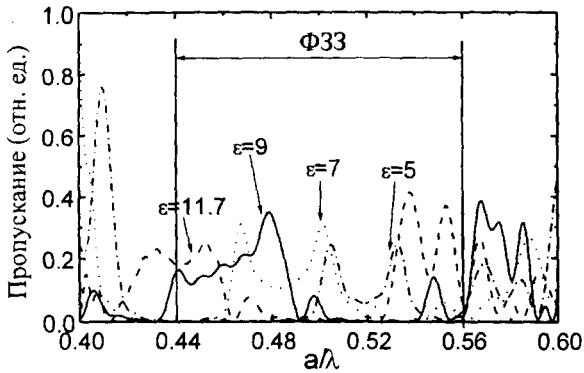


Рис.2. Спектр дефектных мод двумерной Ф33-структуры, фрагмент которой показан на рис.1 для различных диэлектрических проницаемостей материала матрицы: $\epsilon = 11.7$ (штриховая линия), 9 (сплошная линия), 7 (пунктирная линия), 5 (штрихпунктирная линия)

реализованной схемы численного анализа, в которой введение дефекта, в отличие от широко распространенного метода плоских волн, не приводит к существенному усложнению процедуры. Численный анализ показывает, что, если в Ф33-структуре без дефекта интенсивность поля спадает на пространственном масштабе порядка длины волны излучения λ , а Ф33-структура характеризуется при этом коэффициентом пропускания порядка 10^{-3} , то в Ф33-структуре с дефектом световой пучок может распространяться вдоль узкого канала, образованного дефектом. Коэффициент пропускания для E -волн в области a/λ от 0.44 до 0.47 в подобной структуре увеличивается с 10^{-3} до 0.5, свидетельствуя 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, то есть численно моделировалось распространение через двумерную Ф33-структуру с дефектом решетки короткого импульса с шириной спектра, превышающей исследуемую спектральную область. Фурье-преобразование спектра подобного импульса на выходе Ф33-структуры с дефектом давало возможность найти спектр дефектных мод. Анализ спектра пропускания Ф33-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 Ф33-структуры в сторону высоких частот. Данное явление может быть наглядно интерпретировано на качественном уровне, если представить дефектную моду Ф33-структуры в виде стоячей волны, образующейся в результате отражения от стенок канала, образуемого дефектом. Тогда волновое число подобной стоячей волны уменьшается с ростом отношения показателей преломления материалов, образующих Ф33-структуру.

На рис.3 приведено двумерное распределение среднего квадрата электрического поля $\overline{E^2}$ в Ф33-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.3), что в пять раз меньше дифракционного предела для светового пучка,

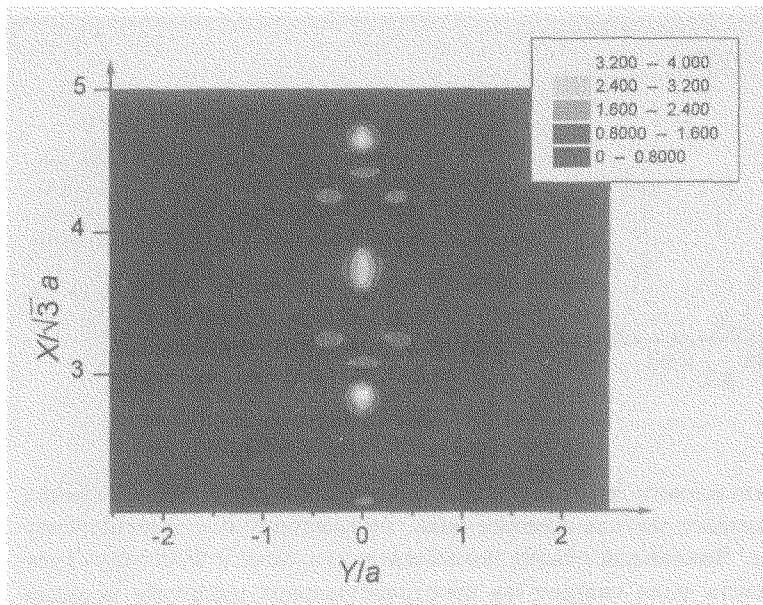


Рис.3. Двумерная карта локализации электрического поля в ФЗЗ-структуре с дефектом решетки, фрагмент которой показан на рис.1. Уровнями серого тона представлены средние значения квадрата электрического поля \bar{E}^2 для отношения $a/\lambda = 0.454$

сфокусированного в воздухе. Интенсивность света в центре дефекта в несколько сот раз выше интенсивности на краях канала (рис.3), 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 в работе [13]. Эффект каналирования света вдоль дефекта наблюдался независимо от периода Λ , с которым вводился дефект, что свидетельствует от том, что описанные выше явления локализации света не связаны с интерференцией света, отраженного от соседних дефектов. Интегральная по периоду Λ интенсивность поля за фотонным кристаллом вдали от его поверхности оставалась постоянной независимо от величины Λ , что позволяет заключить, что свет испытывает каналирование только вдоль данного дефекта.

Распределение среднего квадрата электрического поля на выходе ФЗЗ-структуры представлено на рис.4. Поле в данных условиях оказывается локализованным в поперечном направлении на пространственном масштабе менее длины волны излучения ($\lambda/10$), спадая экспоненциально вдоль оси X . 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 [14], 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 с диаметром менее длины волны, формируемый в двумерном фотонном кристалле, не может распространяться

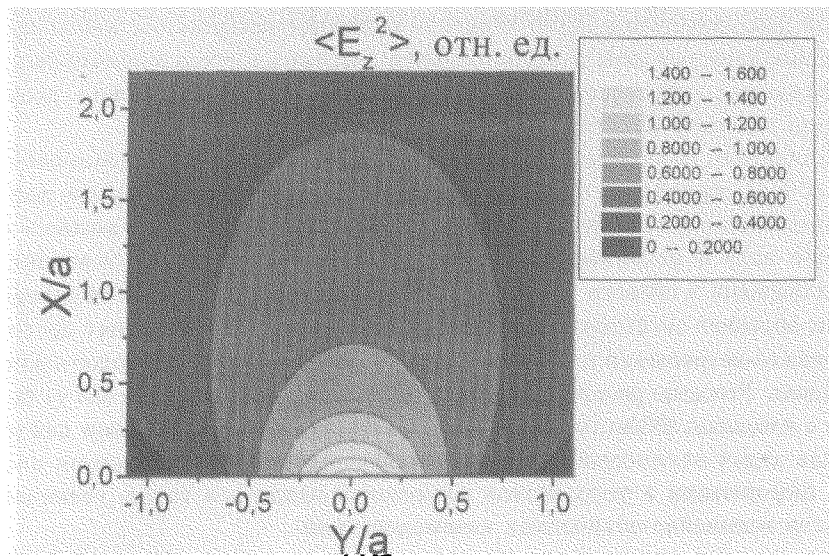


Рис.4. Двумерная карта распределения среднего квадрата электрического поля на выходе ФЗЗ-структуры с дефектом решетки, фрагмент которой показан на рис.1, для отношения $a/\lambda = 0.454$

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 нерадикационных волн. Подобный пучок обеспечивает высокое разрешение в ближней зоне и быстро спадает в продольном направлении (вдоль оси X). Несмотря на то, что вся энергия при этом распространяется вдоль выходной поверхности ФЗЗ-структуры, 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. Оно может быть также зарегистрировано, аналогично схеме микроскопии ближнего поля, с помощью зонда, расположенного вблизи поверхности.

Помимо различных схем микроскопии ближнего поля, режимы распространения световых пучков, которые могут быть реализованы с помощью ФЗЗ-структур, представляются перспективными для целого ряда приложений. Важные приложения, обусловленные свойствами поля на выходе ФЗЗ-структуры, связаны с возможностями повышения пространственного разрешения в фотолитографии, 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 [15]. При этом чрезвычайно важным является установленный в данной работе факт отсутствия интерференции излучения, распространяющегося в соседних дефектах ФЗЗ-структуры. 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 пер-

спективной для увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий. Однако нелинейные режимы распространения световых пучков в двумерных и трехмерных фотонных кристаллах требуют дополнительного исследования, результаты которого мы надеемся представить в последующих публикациях.

Таким образом, 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. 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.

Авторы навсегда сохранят память о многочисленных дискуссиях и неоценимой поддержке этой работы безвременным ушедшим Н.И.Коротеевым, инициировавшим наши исследования в области фотонных кристаллов.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Constellation Group GmbH. Работа АМЖ и АВТ частично поддержана грантом INTAS 97-0369.

-
1. J.Joannopoulos, R.Meade, and J.Winn, *Photonic Crystals*, Princeton Univ., Princeton, 1995.
 2. D.R.Smith, R.Dalichaouch, N.Kroll et al., *J. Opt. Soc. Am.* **B10**, 314 (1993); A.Figotin and A.Klein, *J. Opt. Soc. Am.* **A15**, 1423 (1998).
 3. M.Scalora, M.J.Bloemer, A.S.Manka et al., *Phys. Rev.* **A56**, 3166 (1997).
 4. S.-Y.Lin, E.Chow, V.Hietala et al., *Science* **282**, 274 (1998).
 5. A.Taflove, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, Artech House, Norwood, MA, 1995.
 6. P.Tran, *Opt. Lett.* **21**, 1138 (1996).
 7. N.I.Koroteev, S.A.Magnitskii, A.V.Tarasishin, and A.M.Zheltikov, *Opt. Commun.* **159**, 191 (1999).
 8. B.Engquist and A.Majda, *Math. Comput.* **31**, 629 (1977).
 9. Л.А.Головань, А.М.Желтиков, П.К.Кашкаров и др., *Письма в ЖЭТФ* **69**, 274 (1999).
 10. U.Gruening, V.Lehmann, S.Ottow, and K.Busch, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 747 (1996).
 11. J.G.Fleming and S.-Y.Lin, *Opt. Lett.* **24**, 49 (1999).
 12. R.D.Meade, K.D.Brommer, A.M.Rappe, and J.D.Joannopoulos, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 495 (1992).
 13. M.Scalora, R.J.Flynn, S.B.Reinhardt et al., *Phys. Rev.* **E54**, R1078 (1996).
 14. M.A.Paesler and P.J. Moyer, *Near-Field Optics*, Wiley 1996.
 15. D.A.Akimov, A.B.Fedotov, N.I.Koroteev et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, Part 1, 1B, 426 (1997).