

## **«Оптика фотонных кристаллов»**

**Методические указания к лабораторным работам**

**11.04.02 Инфокоммуникационные технологии и системы связи**

**магистр**

**Оптоэлектронные технологии (фотоника) в инфокоммуникациях**

# **Работа 1 Изучение свойств фотонного кристалла**

## **Цель работы**

Изучение свойств фотонного кристалла на основе компьютерной модели.  
Провести компьютерное моделирование одномерной структуры, результаты моделирования поместить в отчет.

## **Теоретические сведения**

Фотонные кристаллы обладают различными геометрическими структурами. Эти структуры соответствуют типам кристаллической решетки кристаллов твердого тела. Это дает возможность использовать термин "решетка", чтобы указать геометрическую структуру фотонного кристалла.

Для 1-D фотонных кристаллов существует небольшое число возможностей периодических структурных вариаций. В большинстве случаев они представляют собой слоевую структуру, в которой могут быть различны только показатель преломления, толщина слоя и число слоев в пределах периода.

Фактически рассмотрение видов решеток фотонных кристаллов начинается с 2-D случая. Очевидно, что вариация формы элементов и их размещения дает бесконечное число типов решетки. Однако, по технологическим причинам, обычно используются только два типа решетки 2-D фотонных кристаллов – квадратную и гексагональную.

Элементарная ячейка фотонного кристалла с квадратной решеткой имеет вид квадрата. Базовые элементы такого типа фотонных кристаллов должны быть подобны друг другу, то есть, их формой может быть окружность, квадратная ячейка, гексагональная ячейка или нечто другое, но одинаковая. Элементарная ячейка гексагональной решетки имеет вид регулярного шестиугольника, и элементы, как для квадратной решетки, должны быть подобными.

В 3-D геометрия фотонного кристалла может быть изменена множеством способов, т.е. может быть большое число типов решеток. Поскольку 3-D фотонные кристаллы являются самыми близкими к твердотельным кристаллам, у многих типов решеток таких фотонных кристаллов структура и название оказываются аналогичными. Кроме того, в зависимости от метода производства фотонного кристалла, он может обладать структурой, которая не встречается в твердотельных кристаллах. Для гранецентрированной и ромбовидной решеток существуют твердотельные аналоги, в то время как решетки типа «поленницы» и «спирали» являются уникальными и могут быть получены только для

фотонных кристаллов. Таким образом, для фотонных кристаллов существует множество типов решеток, которые определяют широкий диапазон их фундаментальных свойств, таких как зонная структура, прозрачность и спектр отражения.

Распространение света в ФК структурах описывается уравнениями Максвелла с соответствующими граничными условиями. В силу достаточной сложности системы аналитическое описание возможно только в случае одномерных ФК (примерами являются многослойные зеркала и одномерные дифракционные решетки), использование которых при создании оптических интегральных схем ограничено. Наибольшие перспективы связаны с применением двумерных ФК. Использование трехмерных ФК также весьма ограничено, поскольку их изготовление плохо совместимо с наиболее распространенной в настоящее время планарной технологией.

Анализ распространения оптического излучения в двумерных ФК возможен только при помощи численных методов, и здесь наиболее популярным является метод конечных разностей во временной области (FDTD) [7]. Существует несколько подходов к применению этого метода для решения задач моделирования ОИС и ОЭИС. При наличии специалистов и достаточной производительности компьютеров возможно написание соответствующих алгоритмов для решения каждой поставленной задачи. Более универсальным, требующим меньших затрат и позволяющим проводить перекрестную проверку результатов является использование сертифицированных пакетов программ.

Для анализа динамики распространения лазерного излучения в исследуемой структуре, а также нестационарных эффектов, таких, как переходные процессы и влияние ширины спектра короткого импульса, необходимо решение в координатно-временном пространстве. Выполнение этой задачи также обеспечивается посредством FDTD.

Еще одним популярным методом расчета трансцендентных уравнений общего применения является метод конечного интегрирования (Finite Integration Technique или FIT). Он подразумевает дискретизацию интегральных уравнений Максвелла. Этот численный метод обеспечивает универсальную схему пространственной дискретизации, применимую к различным электромагнитным задачам расчета от статического поля до нестационарных высокочастотных полей во временной и частотной областях. В отличие от большинства численных методов при использовании FIT дискретизируется не дифференциальная, а интегральная форма уравнений Максвелла.

Основным используемым численным методом является метод решения уравнений Максвелла в конечных разностях (Finite-Difference Time-Domain, FDTD).

## Задание

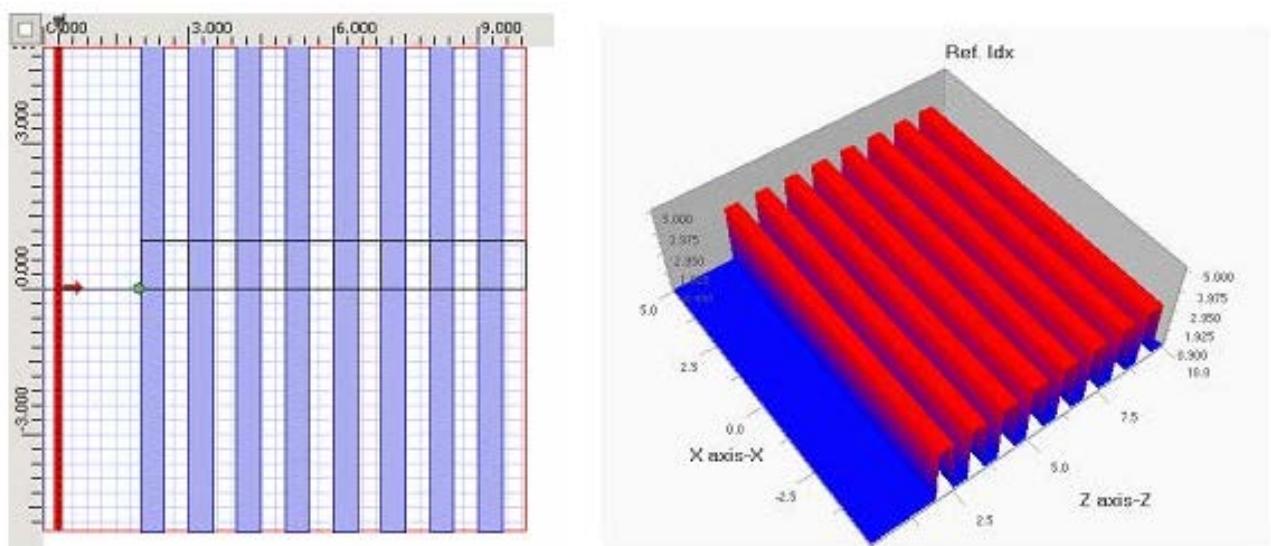
Провести моделирование одномерной периодической структуры. Результаты моделирования поместить в отчет.

## Выполнение работы

Моделирование фотонных кристаллов может выполняться с применением компьютерных программ. Например, бесплатная и свободно распространяемая программа компьютерного моделирования OptiFDTD.

OptiFDTD позволяет проектировать, анализировать и тестировать современные пассивные и нелинейные фотонные компоненты на предмет распространения, рассеяния, отражения, дифракции, поляризации и нелинейных явлений. Основная программа OptiFDTD основана на алгоритме конечно-разностной временной области (FDTD) с числовой точностью второго порядка и наиболее продвинутыми граничными условиями - одноосный идеально согласованный слой (UPML).

Алгоритм решает как электрические, так и магнитные поля во временной и пространственной областях, используя полновекторную дифференциальную форму уравнений Максвелла связанных ротора. Это позволяет использовать модели произвольной геометрии и не накладывает ограничений на свойства материалов устройств.



Задание двумерной структуры в программе моделирования

## Вычисление распределения поля в одномерном (1-D) фотонном кристалле

Лучшее понимание физических параметров периодических структур может быть дано при рассмотрении и вычислении распределения поля в произвольной многослойной структуре, когда она облучается излучением одной длины волны. Произвольная многослойная структура обозначает структуру, содержащую много диэлектрических слоев с произвольными значениями толщины и диэлектрической постоянной. При этом в пределах одного слоя структура строго однородна.

Для вычислений характеристик 1-Д структур необходимо вывести волновое уравнение из системы уравнений Максвелла. Ограничимся самым простым случаем изотропной и непроводящей среды. Предположим, что материал является немагнитным, его относительная проницаемость равна 1. Материальные уравнения для немагнитной среды принимают следующую форму:

$$\begin{aligned}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}, t), \\ \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) &= \varepsilon_r(\mathbf{r}) \varepsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t),\end{aligned}\tag{4.1}$$

где  $\mu_0$  – вакуумная проницаемость, и  $\varepsilon_r$  и  $\varepsilon_0$  – относительная диэлектрическая проницаемость и электрическая константа. Таким образом, выбранная форма пары уравнений записана для среды, на которую действует электрическое поле, но она невосприимчива к магнитному полю.

Данная форма уравнений полностью определяет возможные изменения параметров среды. Например, в пределах данной модели не будут рассматриваться магнитные свойства среды и её анизотропия.

Во-первых, подставим материальные уравнения в уравнения Максвелла, чтобы получить систему без электрического смещения и магнитной проницаемости.

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= -\frac{\partial \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}, \\ \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) &= \frac{\partial \epsilon_r(\mathbf{r}) \epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}.\end{aligned}\quad (4.2)$$

Взяв ротор от первого уравнения, подставим второе уравнение в первое, получим следующее соотношение:

$$-\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_r(\mathbf{r}) \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2}. \quad (4.3)$$

Принимая во внимание соотношение (2.14), волновое уравнение может быть записано в следующей форме:

$$\Delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{\epsilon_r(\mathbf{r})}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = 0, \quad (4.4)$$

где  $\Delta = \nabla^2$  – Лапласиан.

Аналитическое решение такого нестационарного уравнения достаточно сложное. Кроме того, в случае распространения излучения с постоянной амплитудой, нет никакой необходимости в решении неустановившегося уравнения. Чтобы упростить проблему, выведем уравнение Гельмгольца. Представим электрическое поле как произведение комплексной амплитуды и зависящей от времени гармонической функции:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) e^{i(k(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{r} + \omega \cdot t)} = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) e^{i(k(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{r})} e^{i(\omega \cdot t)}, \quad (4.5)$$

где  $\mathbf{k}$  – волновой вектор излучения и  $\omega$  – угловая частота излучения. Подставив электрическое поле, в форме (4.5) в волновое уравнение и взяв вторую производную по времени от гармонической функции, получим уравнение Гельмгольца в следующей форме:

$$\nabla^2 \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + \epsilon_r(\mathbf{r}) \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = 0. \quad (4.6)$$

Уравнение Гельмгольца не содержит зависящие от времени функции. Решая это уравнение, можно найти коэффициент отражения и прозрачность конечной структуры, а также распределение поля и собственные частоты бесконечной структуры.

Рассмотрим конечную 1-D многослойную структуру. Описание распространения излучения в такой структуре может быть найдено

решением уравнения Гельмгольца, представленного в следующей форме:

$$\frac{\partial^2 E_z(x)}{\partial x^2} + \varepsilon_r(x) \frac{\omega^2}{c^2} E_z(x) = 0. \quad (4.7)$$

В этом уравнении имеется производная по координате вдоль одного направления, поскольку изменения диэлектрической постоянной имеют место вдоль этого направления. Таким образом, рассматривается случай распространения света перпендикулярно к поверхности раздела от слоя к слою.

Далее необходимо определить структуру и определить, какие параметры этой структуры должны быть известны. 1-D многослойная структура может быть определена толщинами слоев, их последовательностью и показателями преломления. Рис.4.1 изображает пример определения 1-D произвольной многослойной структуры. У каждого уровня есть некоторая толщина ( $d_1, d_2 \dots d_{N-1}$ ) и показатель преломления ( $n_1, n_2 \dots n_N$ ). Структура окружена материалом с показателем преломления  $n_0 = n_N$ . Стрелки показывают падающую прямую волну и обратную волну в каждом слое. Обратные волны возникают благодаря отражению Френеля от поверхности раздела слоев.

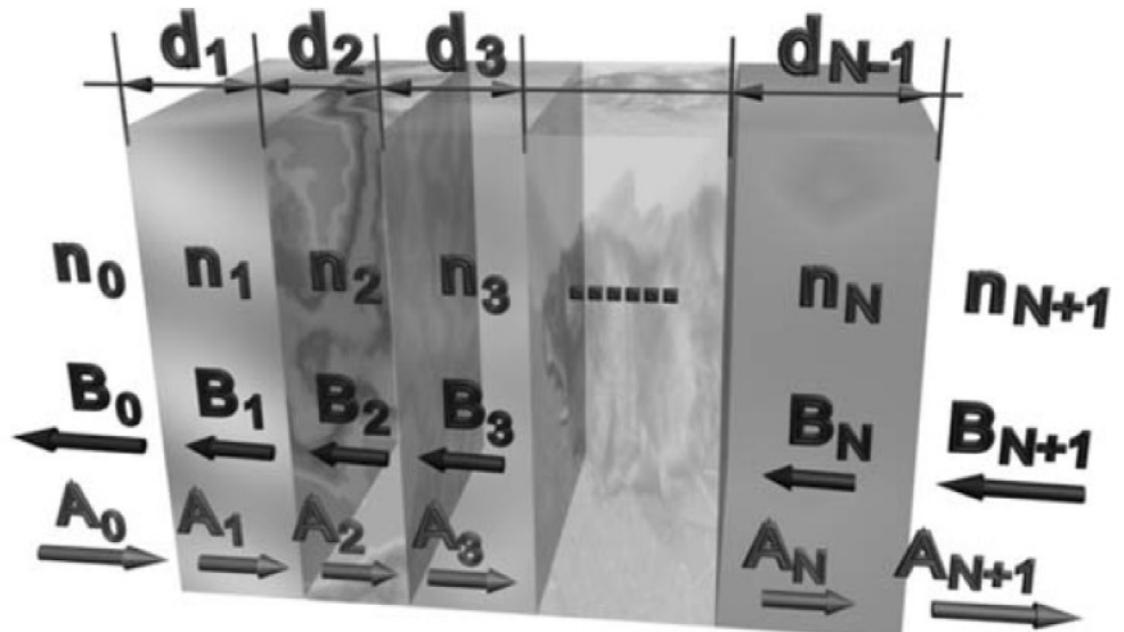


Рис. 4.1. Определение произвольной слоевой структуры [2]

Решение уравнения Гельмгольца для такой структуры состоит в определении амплитуд прямых и обратных волн в каждом слое. После этого возможно получение распределения поля в структуре так же, как определение коэффициента отражения и прозрачности структуры.

Общее решение уравнения Гельмгольца для  $j$  уровня принимает следующую форму:

$$E_j(x) = A_j e^{j \cdot n_j k \cdot x_j} + B_j e^{-j \cdot n_j k \cdot x_j}, \quad (4.8)$$

где  $A$  и  $B$  – амплитуды прямых и обратных волн соответственно. Проходящие и отраженные волны существуют в каждом уровне. Их суперпозиция формирует распределение поля. Однако общего решения уравнения недостаточно, чтобы найти амплитуды волны. Для этого необходимо удовлетворить начальные и граничные условия. В нашем случае начальные условия определяет источник излучения. Если излучение попадает на структуру из свободного пространства, начальные условия определены на внешней границе области вычислений. Если источник света находится в структуре (например, активный слой), то начальные условия будут определены в соответствующем слое.

Рассмотрим первый вариант подробно. Свет падает на структуру из свободного пространства на первый слой, при этом предполагается, что после последней поверхности раздела структуры далее нет отражающих границ. Таким образом, как одно из граничных условий можно использовать равенство нулю амплитуды обратной волны после последней поверхности раздела. Кроме того, (как начальное условие) амплитуду прямой волны перед первым уровнем структуры определяет амплитуда волны источника.

Что касается других граничных условий, они определяются распределением поля, т.е. "связью" на поверхностях раздела волновых функциями. В случае 1-Д многослойной структуры рассматривается только тангенциальная составляющая электрического поля, таким образом, граничные условия сформулированы как равенство волновых функций и их первых производных на поверхности раздела:

$$E_j(x_j) = E_{j+1}(x_j), \\ \frac{\partial}{\partial x} E_j(x_j) = \frac{\partial}{\partial x} E_{j+1}(x_j), \quad (4.9)$$

где  $x_j$  – координата  $j$ -й поверхности раздела. Далее подставляем общее решение (4.8) уравнений (4.9). Таким образом, у системы имеется следующая форма:

$$A_j e^{j \cdot n_j k \cdot x_j} + B_j e^{-j \cdot n_j k \cdot x_j} = A_{j+1} e^{j \cdot n_{j+1} k \cdot x_j} + B_{j+1} e^{-j \cdot n_{j+1} k \cdot x_j}, \\ j \cdot n_j \cdot k \cdot A_j e^{j \cdot n_j k \cdot x_j} - j \cdot n_j \cdot k \cdot B_j e^{-j \cdot n_j k \cdot x_j} = \\ = j \cdot n_{j+1} \cdot k \cdot A_{j+1} e^{j \cdot n_{j+1} k \cdot x_j} - j \cdot n_{j+1} \cdot k \cdot B_{j+1} e^{-j \cdot n_{j+1} k \cdot x_j} \quad (4.10)$$

Записывая систему уравнения для каждой поверхности раздела, получаем систему линейных уравнений, содержащую  $2N + 2$  уравнений для структуры с  $N$  слоями. Система содержит  $2N + 4$  неизвестных.

$$A_0 e^{ikn_0 x_0} + B_0 e^{-ikn_0 x_0} = A_1 e^{ikn_1 x_0} + B_1 e^{-ikn_1 x_0}, \\ ikn_0 A_0 e^{ikn_0 x_0} - ikn_0 B_0 e^{-ikn_0 x_0} = ikn_1 A_1 e^{ikn_1 x_0} - ikn_1 B_1 e^{-ikn_1 x_0}, \\ A_1 e^{ikn_1 x_1} + B_1 e^{-ikn_1 x_1} = A_2 e^{ikn_2 x_1} + B_2 e^{-ikn_2 x_1}, \\ ikn_1 A_1 e^{ikn_1 x_1} - ikn_1 B_1 e^{-ikn_1 x_1} = ikn_2 A_2 e^{ikn_2 x_1} - ikn_2 B_2 e^{-ikn_2 x_0}, \\ \dots \\ A_N e^{ikn_N x_N} + B_N e^{-ikn_N x_N} = \\ A_{N+1} e^{ikn_{N+1} x_N} + B_{N+1} e^{-ikn_{N+1} x_N}, \\ ikn_N A_N e^{ikn_N x_N} - ikn_N B_N e^{-ikn_N x_N} = \\ ikn_{N+1} A_{N+1} e^{ikn_{N+1} x_N} - ikn_{N+1} B_{N+1} e^{-ikn_{N+1} x_N}. \quad (4.11)$$

Чтобы решить систему, необходимо выделить две переменные. Используем последнее граничное условие, которое определяет амплитуду обратной волны позади последнего  $B_{N+1}$  уровня, равную

нулю. Также используем начальное условие для амплитуды прямой волны перед первым уровнем, равной  $A_0$ .

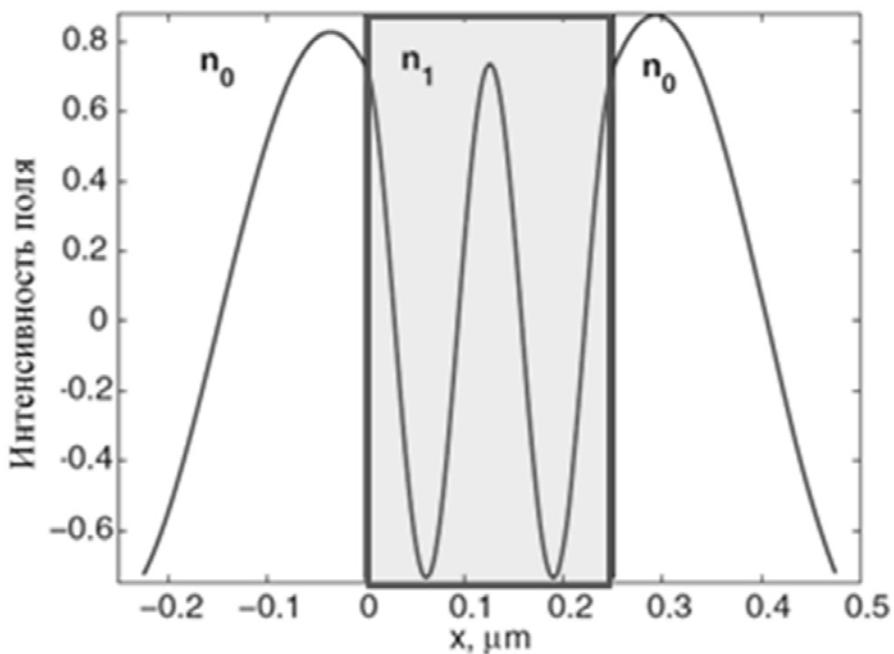


Рис.4.2. Распределение поля внутри одномерной структуры с одним слоем

Полученная линейная система уравнений решается стандартными методами, такими как метод Крамера. В результате решения получается ряд амплитуд прямых и обратных волн на каждом слое. Чтобы получить распределение поля в структуре, необходимо подставить амплитуды  $A$  и  $B$  в общую форму решения (4.8). Делая это для каждого уровня, получим распределение электрического поля внутри 1-D многоуровневой структуры.

Пример такого распределения в структуре, содержащей один слой с показателем преломления 4.5 и окруженной воздухом, показан на рис. 4.2. Поверхности раздела показаны вертикальными линиями. Как видно, частота волновой функции в среде с высоким показателем более высокая, чем в воздухе. Это следует из выражения (4.8), в аргументе функции которого содержится показатель преломления. Кроме того, функция гладкая и непрерывная из-за граничных условий (4.9), которые дают непрерывность функции и ее производной на поверхностях раздела.

## **Работа 2 Изучение распространения оптического излучения в периодической среде**

### **Задание**

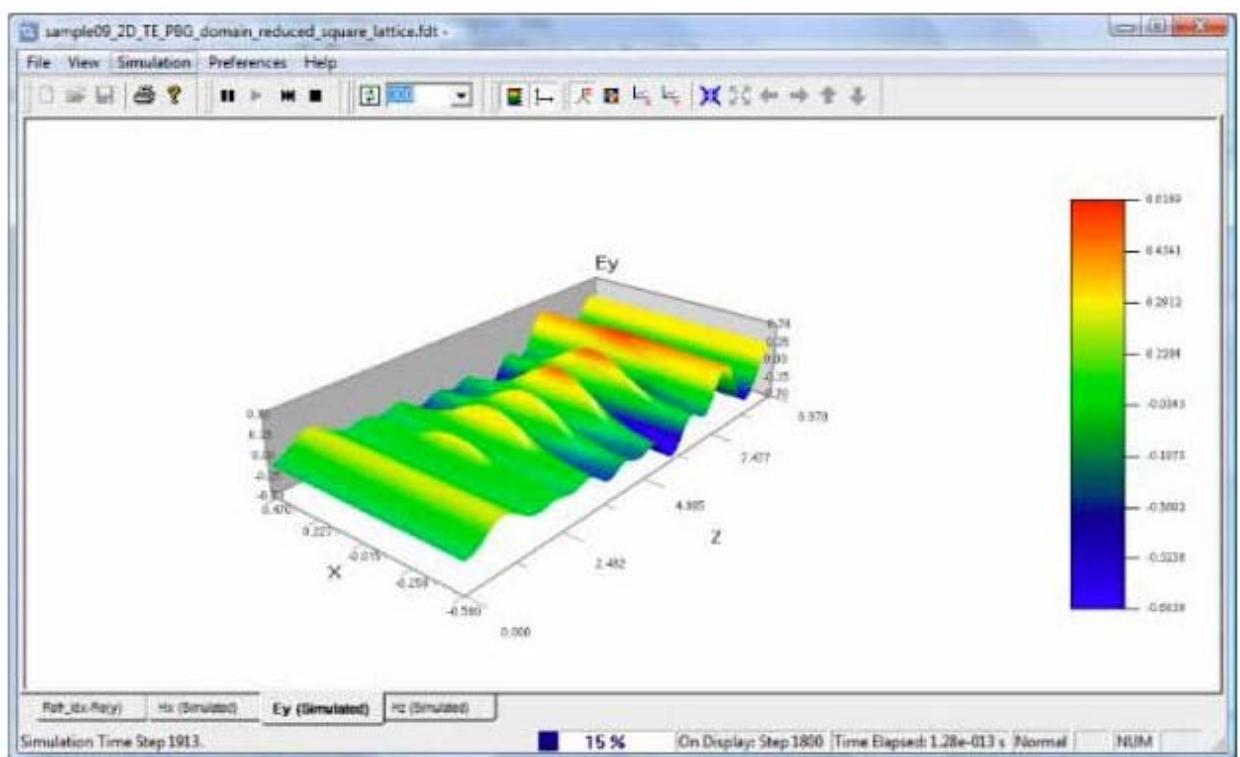
Провести компьютерное моделирование распространения оптического сигнала в периодической среде. Привести в отчете экран программы с результатами моделирования.

### **Выполнения задания**

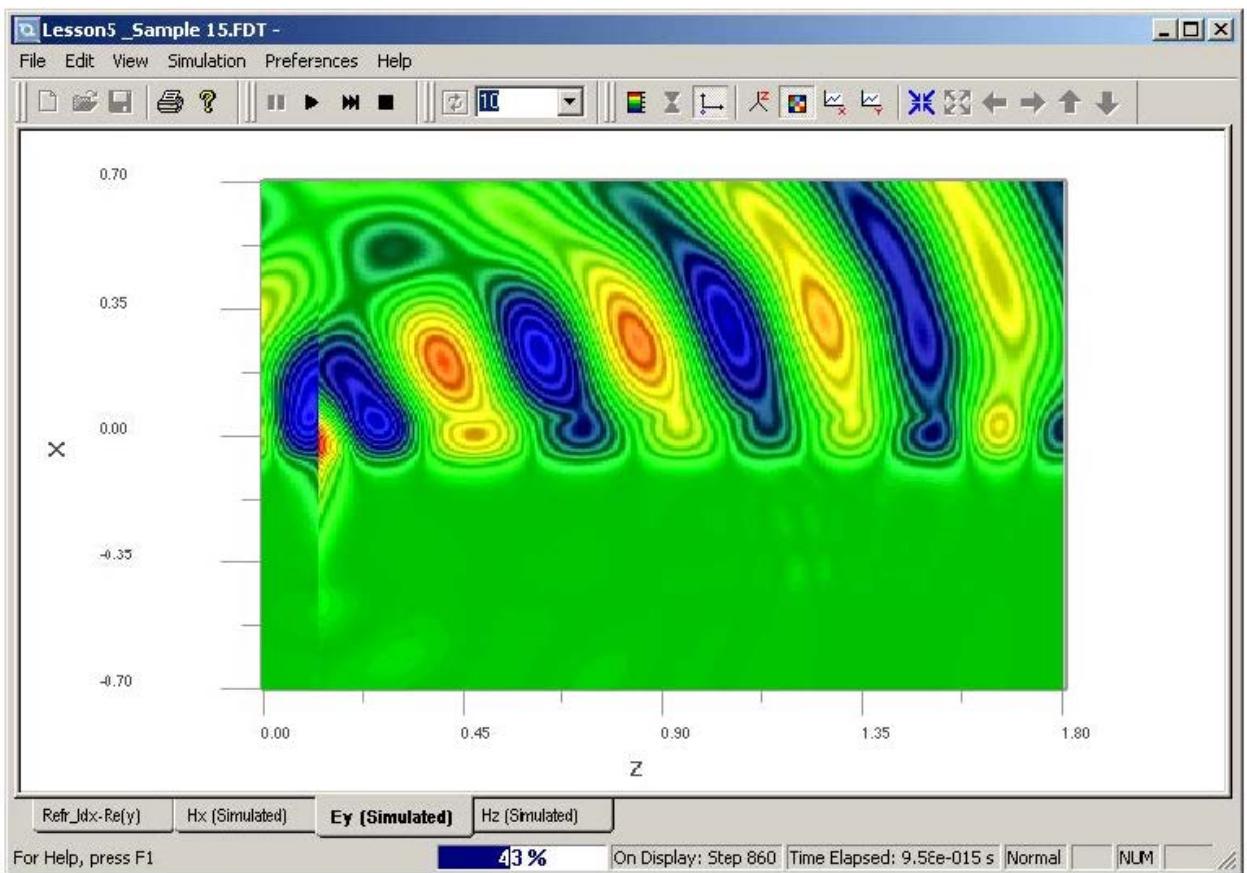
Потенциал информационной емкости световых волн в настоящее время уже используется для передачи информации по оптоволокну, однако эффективное управление оптическим сигналом в масштабе нескольких длин волн представляет собой весьма сложную задачу с точки зрения технической реализации. Одно из решений подобной задачи - это использование вместо однородных материалов, обычно применяемых в интегральной оптике, периодических структур, обладающих уникальными оптическими свойствами. Такие структуры, имеющие периодическую модуляцию диэлектрической проницаемости, получили название фотонных кристаллов (ФК). На сегодняшний день исследование свойств ФК представляет собой актуальную задачу экспериментальной и теоретической физики. Распространение световых волн в фотонных кристаллах во многом аналогично распространению электронов в обычной кристаллической решетке, поэтому для исследования оптических свойств ФК широко применяют методы и математические модели, используемые в физике твердого тела. В связи с этим, основной характеристикой фотонного кристалла является его зонная структура, т.е. зависимость частоты собственных мод от волнового вектора. Поэтому основной задачей теоретического анализа ФК является расчет его зонной структуры и определение свойств собственных мод. В большинстве работ, посвященных данной тематике, основное внимание уделялось расчету зонной структуры, без подробного анализа свойств собственных мод. В связи с этим актуальной является задача изучения свойств собственных состояний электромагнитного поля в фотонных кристаллах. Особый практический интерес представляют собой волноведущие структуры на основе фотонных кристаллов, в которых возможно прохождение электромагнитной волны практически без рассеяния в любом,

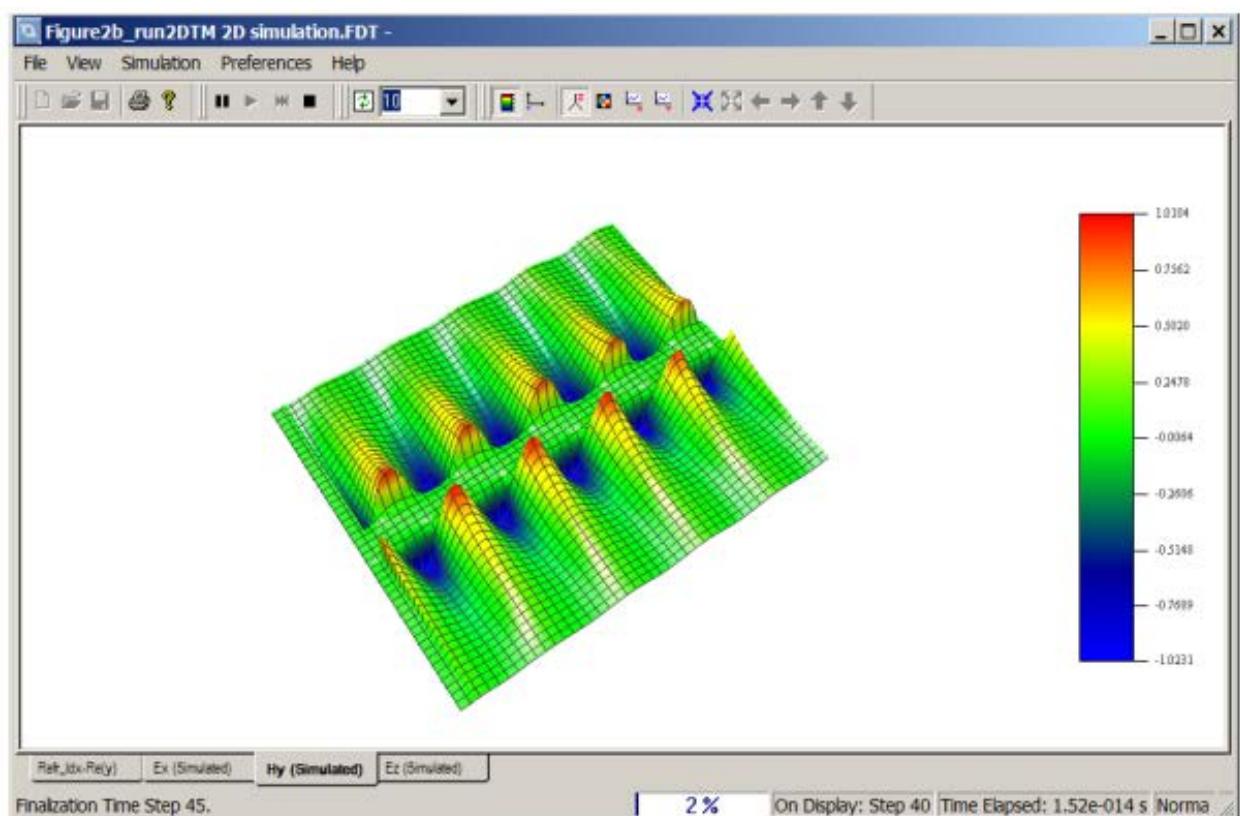
заранее выбранном, направлении. Именно такие структуры предполагается использовать для передачи информации от процессоров к модулям памяти в высокопроизводительных компьютерах следующего поколения. Однако практическая реализация элементов интегральной оптики на основе фотонных кристаллов с необходимыми свойствами весьма сложная задача. В многочисленных публикациях, посвященных этой проблеме, говорится о больших потерях мощности при распространении волноводных мод в созданных структурах, что неприемлемо для практического использования. Основные причины потери мощности связаны с рассеянием волн на шероховатостях, присутствующих на границах раздела сред вследствие технологических ограничений. Также отмечается, что на сегодняшний день практически очень сложно реализовать волноведущие структуры с модуляцией диэлектрической проницаемости в трех направлениях, т.е. с использованием так называемых трехмерных фотонных кристаллов, в которых предполагается очень низкий уровень потерь мощности при распространении волноводных мод. В связи с этим актуальной является задача поиска и создания простых в реализации и эффективных на практике волноведущих структур, обладающих требуемыми свойствами

С применением программы предлагается провести моделирование распространение оптического излучения в среде и поместить результаты моделирования в отчет.



Результат моделирования





## **Работа 3 Изучение процессов формирования фотонных кристаллов**

### **Задание**

Изучить методы формирования фотонных кристаллов. Провести моделирование двухмерной периодической структуры.

### **Выполнение задания.**

В настоящее время существует множество методов изготовления фотонных кристаллов, и новые методы продолжают появляться. Некоторые методы больше подходят для формирования одномерных фотонных кристаллов. Другие удобны в отношении двухмерных. Третьи применимы чаще к трёхмерным фотонным кристаллам. Четвёртые используются при изготовлении фотонных кристаллов на оптических устройствах и т. д. Рассмотрим наиболее известные из этих методов.

Самосборка частиц в коллоидных растворах является перспективным подходом для создания фотонных наноструктур, включая коллоидные кристаллы, композитные и обратные опаловые структуры, фотонные стекла. В зависимости от взаимодействий между коллоидными частицами может осуществляться их эффективная и регулируемая сборка, в том числе, под влиянием дополнительного внешнего поля. Кроме того, в отличие от других подходов, на этом принципе возможно создание наноструктур на относительно больших площадях или по заданным проектируемым формам.

Стоимость этого метода относительно низкая. Результаты исследовательских работ по таким коллоидным системам было использованы во многих практических фотонных приложениях.

Неупорядоченные диэлектрические структуры монодисперсных материальных частиц (фотонные стекла) начали исследоваться как класс фотонных наноструктур, для которого может проявляться некоторые необычные оптические явления, такие как лазерная генерация, сильная локализация света и дальние корреляции интенсивности.

Коллоидные кристаллы могут формировать любую структуру для получения желаемых свойств коэффициента отражения.

Методы травления наиболее удобны для изготовления двухмерных фотонных кристаллов и являются широко используемыми технологическими методами при производстве полупроводниковых приборов. Эти методы основаны на применении маски из фоторезиста (которая задает, например, массив окружностей), осажденной на поверхности полупроводника, которая задает геометрию области травления. Эта маска может быть получена в

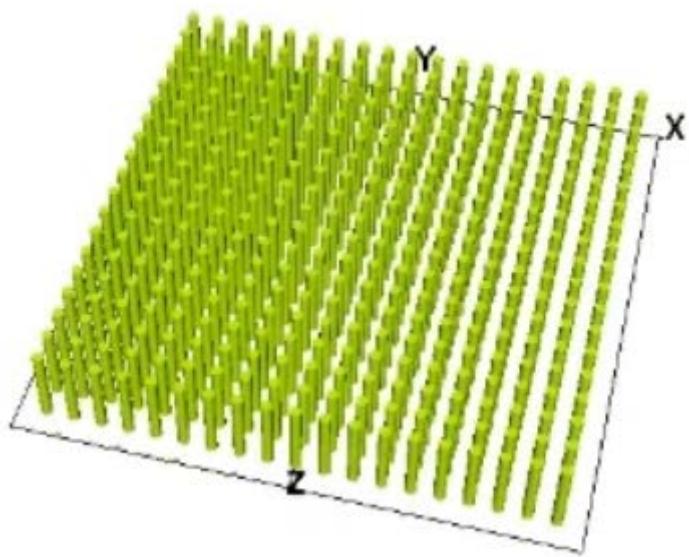
рамках стандартного фотолитографического процесса, за которым следует травление сухим или влажным методом поверхности образца с фоторезистом. При этом в тех областях, в которых находится фоторезист, происходит травление поверхности фоторезиста, а в областях без фоторезиста — травление полупроводника. Так продолжается до тех пор, пока нужная глубина травления не будет достигнута и после этого фоторезист смывается. Таким образом, формируется простейший фотонный кристалл. Недостатком данного метода является использование фотолитографии, наиболее распространённое разрешение которой составляет порядка одного микрона. Как было показано выше, фотонные кристаллы имеют характерные размеры порядка сотен нанометров, поэтому использование фотолитографии при производстве фотонных кристаллов с запрещёнными зонами ограничено разрешением фотолитографического процесса.

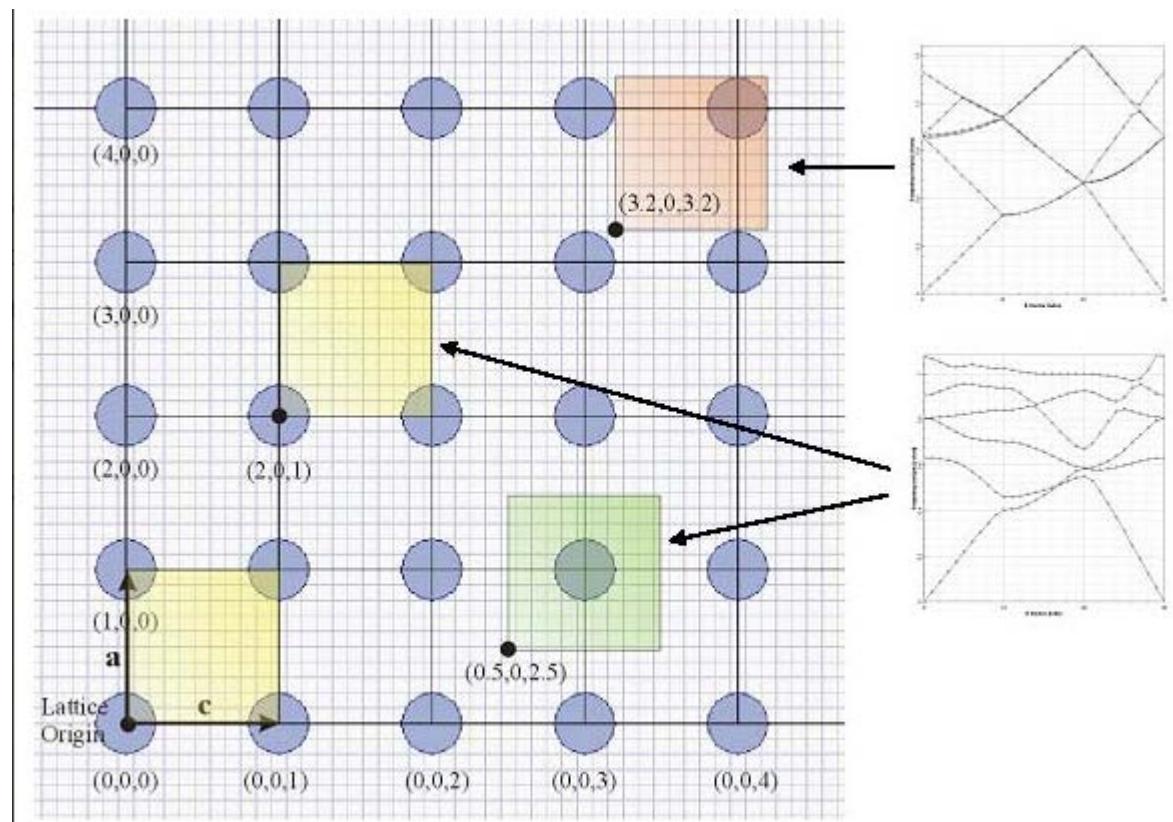
Тем не менее, фотолитография используется. Чаще всего для достижения нужного разрешения используется комбинация стандартного фотолитографического процесса с литографией при помощи электронного пучка. Пучки сфокусированных ионов (чаще всего ионов Ga) также применяются при изготовлении фотонных кристаллов методом травления, они позволяют удалять часть материала без использования фотолитографии и дополнительного травления. В современных системах, использующих сфокусированные ионные пучки, применяют так называемую «карту травления». Эта карта записывается в файлах специального формата, содержащих информацию о том, в каких точках ионный пучок должен работать, сколько импульсов ионов необходимо послать в определённую точку и т. д.

Таким образом, создание фотонного кристалла при помощи таких систем максимально упрощено — достаточно создать такую «карту травления» (при помощи специального программного обеспечения), в которой будет определена периодическая область травления, и загрузить её в компьютер, управляющий установкой сфокусированного ионного пучка и запустить процесс травления. Для большей скорости травления, повышения качества травления или же для осаждения материалов внутри вытравленных областей используются дополнительные газы. Материалы, осажденные в вытравленные области, позволяют формировать фотонные кристаллы, с периодическим чередованием не только исходного материала и воздуха, но и исходного материала, воздуха и дополнительных материалов.

Голографические методы создания фотонных кристаллов базируются на применении принципов голографии, для формирования периодического

изменения коэффициента преломления в про странственных направлениях. Для этого используется интерференция двух или более когерентных волн, которая создает периодическое распределение интенсивности электрического поля. Интерференция двух волн позволяет создавать одномерные фотонные кристаллы, трёх и более лучей – двухмерные и трёхмерные фотонные кристаллы. Этот метод является одним из самых перспективных для создания сложных структур.





Задание периодической структуры в программе моделирования

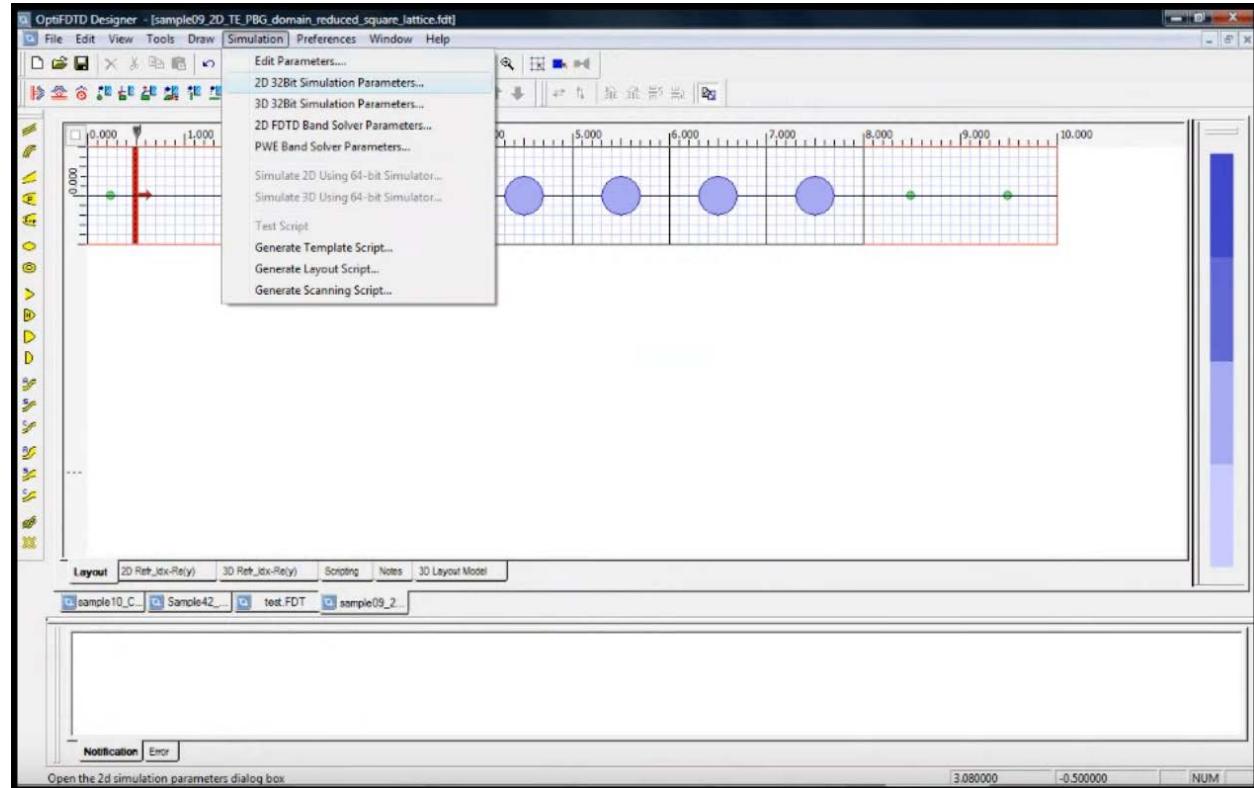


Рисунок 3

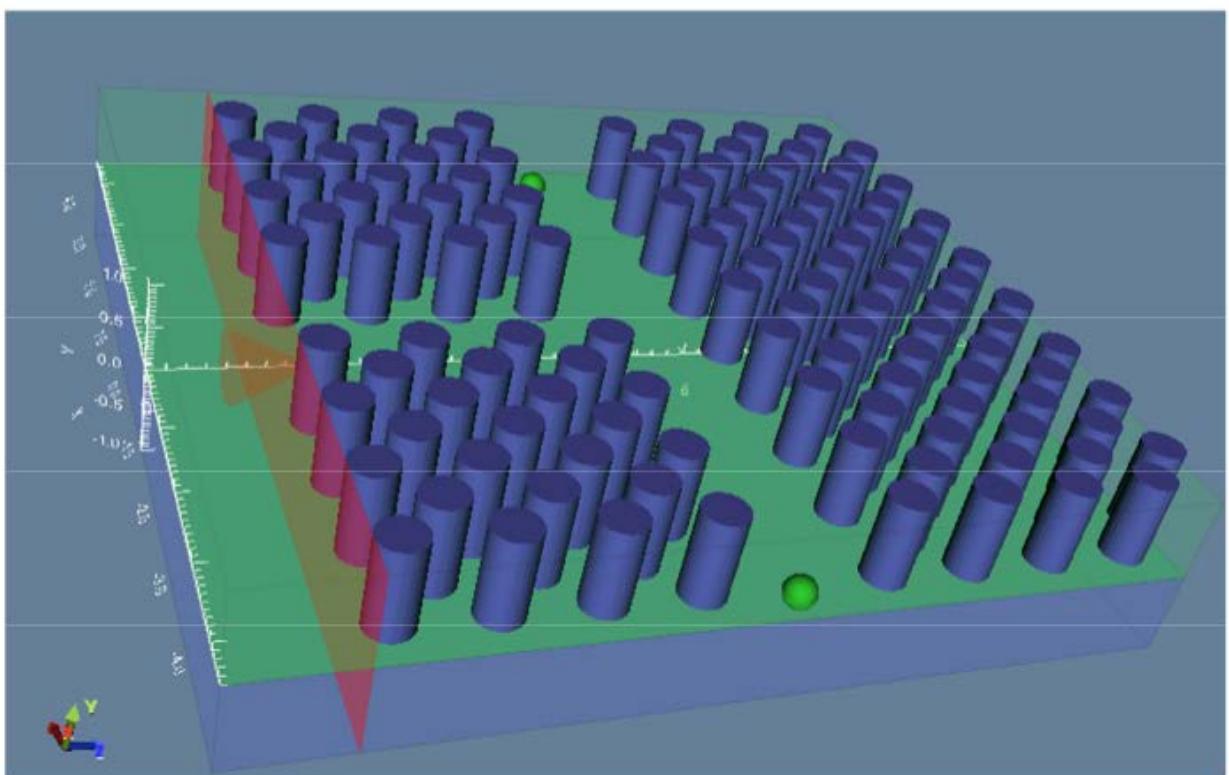


Рисунок 4

## **Работа 4 Изучение работы устройства на основе фотонного кристалла**

### **Задание**

Рассчитать коэффициент передачи и коэффициент отражения входного сигнала. Канально-волноводная структура может быть описана следующим образом: на кварцевой подложке ( $\text{SiO}_2$ ) сформирован волноведущий слой ( $\text{Si}$ ) шириной 2-3 мкм, толщиной 0,22 мкм и длиной 100 мкм. Размер пластины, содержащей канальный волновод, составляет 100x100 мкм. Спектральные характеристики необходимо исследовать для следующих геометрических форм: отрезок прямого волновода, однократный изгиб на 45 и 60 градусов, двойной изгиб на 45 и 60 градусов и Y-соединение.

Отрезок волновода на основе ФКС представляет собой двумерную, гексагональную решетку с линейным дефектом. Глубина отверстий составляет 220 нм диаметр – 261 нм. Общая длина решетки 50 мкм, период 435 нм, ширина дефекта (волновода) равна 615 нм. Размер пластины составляет 50x50 мкм. Для данного волновода исследовать спектральные характеристики для тех же самых функциональных элементов с той лишь разницей, что однократный изгиб моделировать для углов 45 и 90 градусов, а двойной изгиб только для угла 45 градусов. Для обоих случаев спектральные характеристики исследовать в диапазоне от 1500 до 1600 нм

### **Выполнение работы**

Провести моделирование обоих типов волноводов в программе OptiFDTD. Распространение поля в Y-разветвителе, моделируемое программой OptiFDTD, показано на Рис.1.

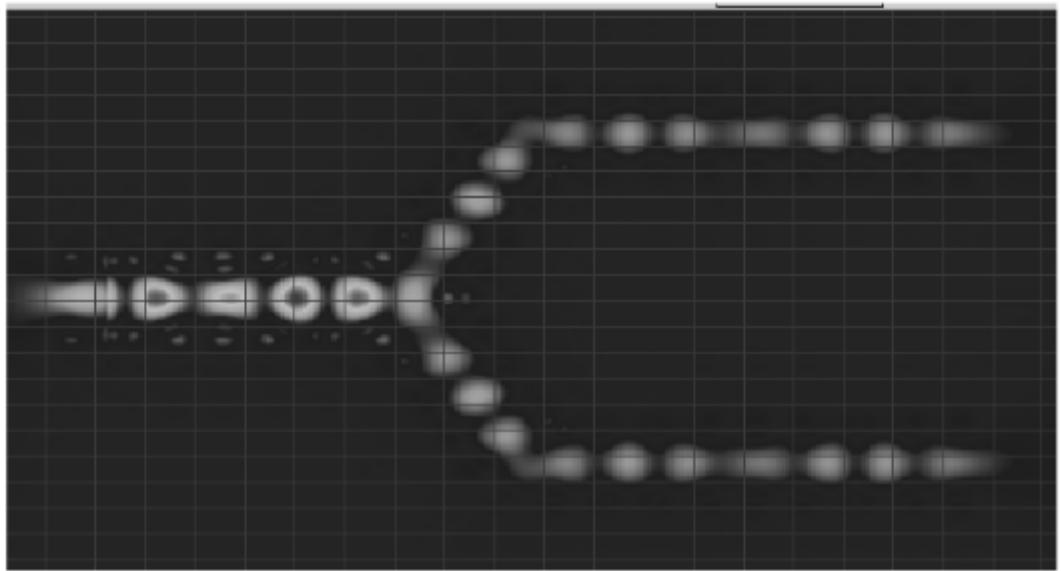


Рис. 1 Структура поля в Y-разветвивителе

При необходимости параметры трехмерного изображения можно получить в выбранной плоскости для компонент поля  $E_y$ ,  $H_x$ ,  $H_z$ . Пример распределения интенсивности излучения в плоскости, перпендикулярной оси  $Z$ , представлен на Рис. 2. Спектральные же характеристики можно наблюдать в любой части волновода. Это лишь определяется количеством точек контроля, устанавливаемых пользователем.

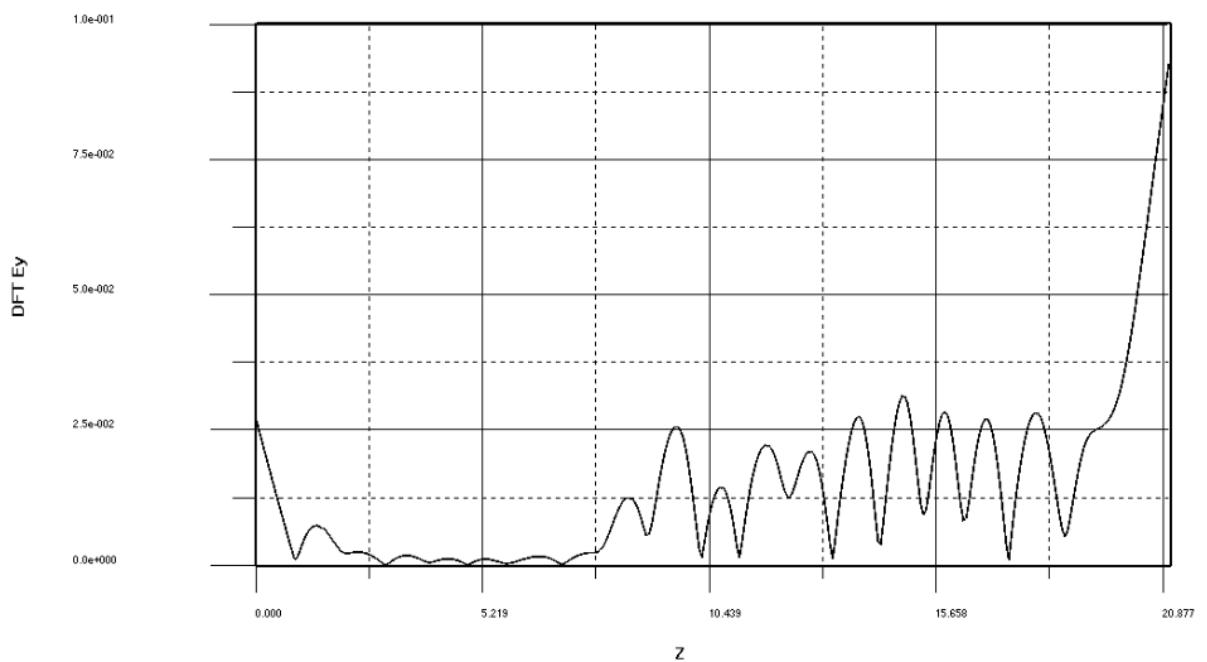


Рис. 2. Одномерное распределение интенсивности излучения в плоскости, перпендикулярной оси  $Z$

Результаты расчета спектральных характеристик пропускания прямых волноводов на основе ФКС приведены на Рис.3, которые должны соответствовать характеристике полоснопропускающего фильтра. Пример расчета коэффициента пропускания в наиболее широко используемом спектральном диапазоне современных телекоммуникационных ВОСП в районе 1500-1600 нм представлен на Рис. 3. Отображаемые результаты по оси «Y» (пропускание) измеряются в дБ, а по оси «X» могут отображаться как диапазон длин волн, так и в виде частотного интервала. Для повышения точности оценки в ходе модельного эксперимента спектральный диапазон был разбит на более мелкие.

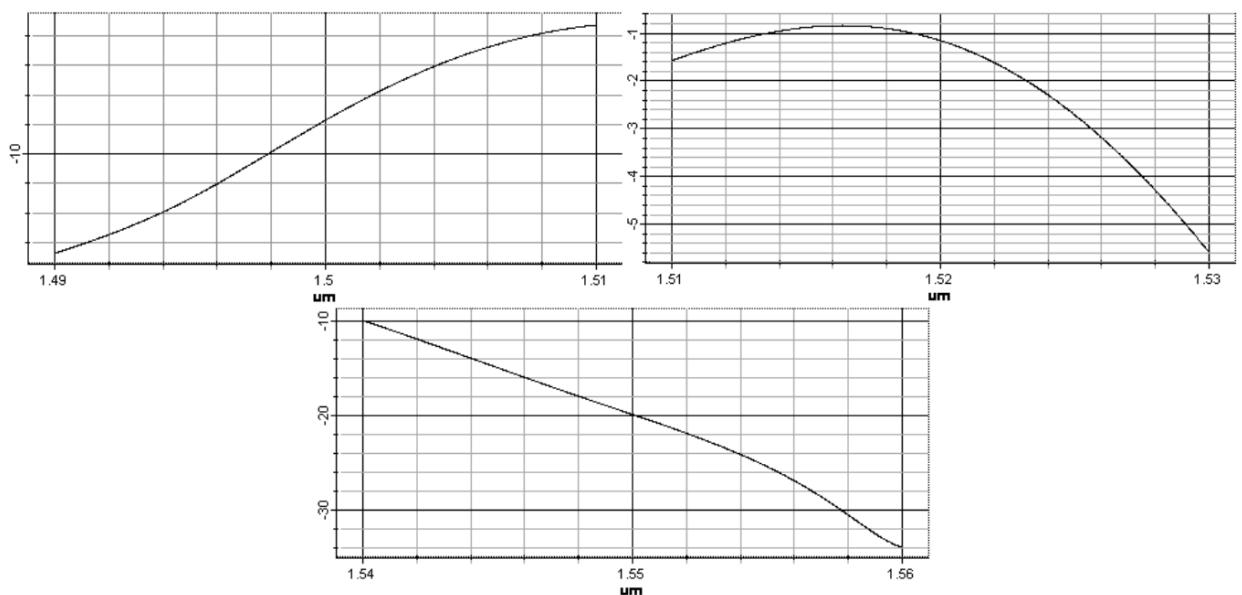


Рис. 3. Спектральные характеристики пропускания интегрально-оптического волновода на основе ФКС длиной 50 мкм.

Как следует из Рис. 3 минимальное ослабление 0,8 дБ получилось на центральной длине волны 1516 нм. Полоса пропускания волновода по уровню -3 дБ составляет 24 нм, а по уровню -15 дБ, соответствующему типичным требованиям по развязке в системах с спектральным разделением каналов (СРК) -48 нм. Следовательно, такой волновод может быть даже использован в качестве канального фильтра при так называемом «разреженном» (“coarse”) СРК с расстоянием между оптическими несущими 50 нм.

## **Перечень источников**

1. Дегтяренко Н.Н., Каргин Н.И. Введение в физику и моделирование фотонных кристаллов: учебное пособие. М.: НИЯУ МИФИ, 2012. – 148 с.
2. М.Е.Белкин, К.Н.Костенко, Е.Д. Мишина Современные методы и средства автоматизированного проектирования канальных и фотоннокристаллических волноводных структур для пассивных элементов. – Материалы VII Международной научно-технической конференции, 7 –11 декабря 2009 г.
3. <https://optiwave.com/optifDTD-manuals/fDTD-fDTD-Basics/>