

Южно-Уральский государственный университет  
кафедра оптики и спектроскопии

На правах рукописи

ПИХУЛЯ Денис Григорьевич

**ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ ИЗ ИЗОТРОПНОГО  
МАТЕРИАЛА ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ**

Специальность 01.04.07 — Физика конденсированного состояния

Диссертация

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
д.ф.-м.н. Н.Д. Кундикова

Челябинск 2014

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>3</b>
<b>1 Увеличение ширины запрещенной зоны и снижение порога по показателю преломления в фотонных кристаллах</b>	<b>15</b>
1.1 Структура и свойства фотонных кристаллов. Обзор литературы . . . . .	16
1.2 Исследование зонной структуры фотонных кристаллов, получаемых методом двухволновой интерференционной литографии . . . . .	37
1.3 Оптимизация структуры фотонных кристаллов с помощью генетического алгоритма . . . . .	47
1.4 Основные результаты главы 1 . . . . .	55
<b>2 Генерация второй гармоники в свинцово-фосфатных стеклах</b>	<b>57</b>
2.1 Фотоиндуцированная генерация второй гармоники. Обзор литературы . . . . .	58
2.2 Влияние температуры на динамические свойства $\chi^2$ -голограмм . . . . .	72
2.3 Температурные коэффициенты активации . . . . .	80
2.4 Измерение кубической оптической нелинейности . . . . .	83
2.5 Основные результаты главы 2 . . . . .	88

<b>3</b>	<b>Генерация второй гармоники в фотонных кристаллах</b>	<b>89</b>
3.1	Генерация второй гармоники в фотонных кристаллах. Обзор литературы . . . . .	90
3.2	Генерация второй гармоники в одномерном фотонном кристалле . . . . .	94
3.3	Распространение света в одномерном фотонном кристалле	95
3.4	Расчет эффективности преобразования излучения во вторую гармонику в одномерном фотонном кристалле из изотропного материала . . . . .	96
3.5	Основные результаты главы 3 . . . . .	99
	<b>Заключение</b>	<b>101</b>
	<b>Литература</b>	<b>104</b>

# Введение

Появление фотонных кристаллов совершило переворот в современной оптике. Фотонные кристаллы — трехмерные периодические структуры из диэлектрика с разным показателем преломления с периодом порядка длины волны света. При отражении света от границ раздела сред с разными показателями преломления происходит сложение волн, что приводит к появлению диапазона частот излучения, в котором возможно полное отражение. Такой диапазон называется запрещенной зоной в зонной структуре фотонного кристалла. Свойства фотонных кристаллов по отношению к свету похожи на свойства полупроводников по отношению к электронам и описываются в сходных терминах.

Наличие запрещенной зоны открывает широкие возможности использования фотонных кристаллов в различных оптических приборах. Это микрорезонаторы (лазеры) — фотонно-кристаллические структуры с внедренным дефектом активной среды, оптические волокна и различные преобразователи для волоконной оптики. Использование фотонных кристаллов поднимает на качественно новый уровень интегральную оптику и приводит к возможности создания полностью оптических вычислительных микрочипов.

Явления нелинейной оптики при использовании фотонных кристаллов могут быть многократно усилены благодаря уникальной способности фотонных кристаллов локализовать на дефектах свет определенной дли-

ны волны. Дисперсионные соотношения для сильно отличающихся длин волн могут быть сделаны равными благодаря периодической структуре и аномальной дисперсии на границе запрещенной зоны. При попадании длины волны за пределы запрещенной зоны [1] возможно согласование скоростей распространения волн с основной  $\omega$  и удвоенной  $2\omega$  частотой, что приводит к резкому увеличению эффективности генерации второй гармоники в нелинейном материале.

Генерация второй гармоники (явление удвоения частоты лазерного излучения) имеет огромное практическое значение как основной способ получения новых длин волн когерентного излучения высокой мощности в видимой области спектра. Как известно, для осуществления удвоения частоты необходима высокая пиковая мощность излучения, наличие у среды восприимчивости второго порядка  $\chi^{(2)}$  и выполнение условия фазового синхронизма, заключающегося в равенстве скоростей распространения волн с частотами  $\omega$  и  $2\omega$ .

В фотонных кристаллах в отличие от кристаллических материалов, как указывалось выше, легко реализовать равенство скоростей распространения излучения с частотами  $\omega$  и  $2\omega$ . В тоже время фотонные кристаллы, как правило, изготавливаются из аморфного материала, в котором  $\chi^{(2)} = 0$  из соображений симметрии. Однако, в 1981 году впервые наблюдалась генерация второй гармоники в оптическом волокне, изготовленном из германо-силикатного стекла [2]. Выявление причин генерации второй гармоники в волокне привело к развитию нового направления исследований фотоиндуцированной генерации второй гармоники в аморфных материалах, в том числе и в стеклах.

В свинцово-фосфатных стеклах, активно исследуемых в лаборатории нелинейной оптики института электрофизики УрО РАН, обнаружена вы-

сокая эффективность преобразования излучения во вторую гармонику, однако открытыми остаются вопросы о микроскопическом механизме этого явления и о дальнейшем повышении эффективности генерации.

Таким образом, фотонные кристаллы, изготовленные из свинцово-фосфатного стекла, могут оказаться перспективной средой для генерации второй гармоники.

Для создания эффективного удвоителя частоты на основе фотонного кристалла из стекла, способного к фотоиндуцированной генерации второй гармоники, необходимо провести выбор стекла и исследовать его свойства, а также свойства фотоннокристаллической структуры, обладающей полной запрещенной зоной при показателе преломления выбранного стекла. Поскольку типичное значение показателя преломления стекол лежит в интервале от 1,4 до 1,7, а фотоннокристаллических структур, обладающих запрещенной зоной при таком низком контрасте до сих пор не найдено, актуальной становится задача поиска таких структур и разработка методов их получения.

Сказанное выше определяет актуальность представленной работы.

**Цель работы** – исследование возможности создания фотоннокристаллического изотропного материала для генерации второй гармоники в видимой области спектра.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие **основные задачи**.

1. Найти фотоннокристаллические структуры, имеющие низкий порог существования запрещенной зоны по показателю преломления.
2. Разработать методы понижения порога существования запрещенной зоны по показателю преломления в фотонных кристаллах.

3. Исследовать возможность создания материала на основе свинцово-фосфатных стекол, обладающего высоким коэффициентом преобразования излучения во вторую гармонику.
4. Исследовать эффективность генерации второй гармоники в фотонном кристалле, состоящем из слоев материала, способного к фотоиндуцированной генерации второй гармоники.

### Основное содержание работы.

Во введении обоснована актуальность выбранной темы, сформулированы цель и задачи, указана научная новизна, приведены основные положения, выносимые на защиту.

Глава 1 посвящена исследованию свойств фотонных кристаллов, получаемых методом двухволновой интерференционной литографии, оптимизации структуры фотонных кристаллов. Проводится обзор литературы по тематике фотонных кристаллов, рассматривается история развития области и основная проблематика. Приведены методы изготовления фотонных кристаллов, проводится сравнительный анализ, указываются преимущества и недостатки различных методов. Наиболее перспективным методом признается метод голографической литографии, который дает высокую воспроизводимость результатов и позволяет производить бездефектные решетки больших размеров. Рассматриваются возможные области применения фотонных кристаллов. Наиболее многообещающие — фотонно-кристаллические волокна, управление спонтанным излучением, фотонно-кристаллические лазеры, управление нелинейными процессами. Подробно разобран метод расчета зонной структуры фотонных кристаллов с помощью разложения на плоские волны с использованием теоремы Блоха. Указанный метод лежит в основе программы `mpb`, используемой в диссертации. Приводятся методы разработки структур

фотонных кристаллов с наперед заданными свойствами, такими, как ширина запрещенной зоны. Эти методы позволяют улучшить ранее известные структуры, либо синтезировать новые. Наиболее распространенным методом для создания новых структур является генетический алгоритм оптимизации. Рассматривается теория генетических алгоритмов оптимизации, как метода определения экстремумов функций со сложной топологией пространства поиска.

В параграфе 1.2 приведены результаты исследования зонной структуры трехмерных фотонных кристаллов, которые могут быть получены при помощи интерференционной литографии при трехкратном экспонировании фоторезиста двумя когерентными пучками. Проведена оптимизации геометрии экспонирования и определены оптимальные условия для получения максимальной запрещенной зоны при различных показателях преломления материала решетки. Порог возникновения запрещенной зоны при данном методе синтеза структуры по показателю преломления материала решетки оказался равным  $n_{th} = 2,14$ , что весьма близко к рекордным значениям (алмазная решетка  $n_{th} = 1,9$ ). Рассмотрен непрерывный переход между простой, гранецентрированной и объемноцентрированной кубическими решетками. Показано, что для всех зон оптимальный угол (или оптимальная симметрия решетки) практически не зависит от показателя преломления материала. Показано, что вплоть до  $n_{th} = 3,45$  наблюдается рост размера зоны с ростом показателя преломления, насыщение этого роста не происходит. Наиболее устойчивой по отношению к отклонению симметрии решетки от оптимальной симметрии является зона 5-6, соответствующая простой кубической решетке.

В параграфе 1.3 рассмотрен предложенный метод оптимизации структуры фотонных кристаллов с использованием генетического



алгоритма. Метод используется для поиска положения диэлектрических шариков в ГЦК ячейке фотонного кристалла, оптимального для максимизации ширины запрещенной зоны. Рассмотрены случаи оптимизации положения 2, 3, 4 и 5 шариков. Во всех случаях получены структуры, обладающие полной запрещенной зоной.

В параграфе 1.4 представлены основные результаты Главы 1.

В главе 2 изложены результаты экспериментального исследования генерации второй гармоники в свинцово-фосфатных стеклах.

В параграфе 2.1 проведен анализ современных методов исследования генерации второй гармоники в стеклах. Рассмотрены как методы прямого измерения, так и методы исследования микроскопических изменений материала при возникновении голограммы квадратичной восприимчивости. Приведены методы приготовления стекол для генерации второй гармоники. Сюда относятся как метод записи решетки квадратичной восприимчивости волнами излучения основной частоты и второй гармоники — фотоиндуцированная генерация, так и методы основанные на применении внешних статических полей. Рассмотрены составы стекол, исследованных в ходе развития направления генерации второй гармоники, одними из перспективных выделены свинцово-фосфатные стекла. Подробно рассмотрены работы, посвященные исследованию свинцово-фосфатных стекол как среды для фотоиндуцированной генерации второй гармоники.

В параграфе 2.2 рассмотрены результаты исследования влияния температуры на динамические характеристики  $\chi^{(2)}$ -голограмм. Для проведения исследования создана экспериментальная установка по исследованию генерации второй гармоники. Проведена запись и исследование распада решеток квадратичной восприимчивости в свинцово-фосфатных

стеклах различных составов при различных температурах. Обнаружено увеличение времени распада решеток квадратичной нелинейности при возрастании температуры образца.

В параграфе 2.3 на основе экспериментальных данных, полученных в параграфе 2.2, определены температурные коэффициенты активации носителей заряда в свинцово-фосфатных стеклах различных составов. Показано, что допирование свинцово-фосфатных стекол ионами церия повышает порог пробоя материала, увеличивает эффективность генерации второй гармоники, увеличивает время жизни наведенной квадратичной нелинейности. Однако допирование церием приводит к возрастанию температурного коэффициента активации носителей заряда в 2,3 раза, что приводит к ухудшению термической устойчивости наведенной квадратичной нелинейности.

В параграфе 2.4 представлены результаты исследования кубической нелинейности в свинцово-фосфатных стеклах. Показано, что зависимость компонент эффективной  $\chi^{(3)}$ -нелинейности от концентрации метафосфата свинца имеют максимум. Сравнение этих результатов с результатами работы [3], в которой продемонстрирован монотонный рост эффективности генерации второй гармоники при увеличении содержания свинца в образцах, позволяет сделать вывод, что состав образцов оказывает сложное и неоднозначное влияние на нелинейно-оптические свойства: на изменение кубической нелинейности с одной стороны, и на величину поля насыщения объемного заряда с другой.

В параграфе 2.5 приведены основные результаты Главы 2.

В главе 3 изложены результаты теоретического исследования генерации второй гармоники в одномерном фотонном кристалле, состоящем из

слоев материала, способного к фотоиндуцированной генерации второй гармоники.

В параграфе 3.1 проводится обзор литературы в области генерации второй гармоники в фотонных кристаллах. Рассматриваются два подхода к этой проблеме: использование фотонных кристаллов для выравнивания групповых скоростей распространения волн основной и удвоенной частот и генерация второй гармоники на неоднородности диэлектрика.

В параграфе 3.2 представлены результаты моделирования распространения двухчастотного излучения в одномерном фотонном кристалле. Обнаружено возникновение наведенной квадратичной нелинейности.

В параграфе 3.3 представлены результаты моделирования записи квадратичной нелинейности в одномерном фотонном кристалле с помощью двухчастотного светового поля. Исследована эффективность генерации второй гармоники на записанной нелинейности. Получена эффективность преобразования 0,22 %.

В параграфе 3.4 приведены основные результаты главы 3.

В Заключении сформулированы основные результаты работы.

### Научная новизна.

Впервые определены условия существования запрещенных зон фотонных кристаллов, получаемых методом двухволновой интерференционной литографии.

Впервые определены пороги существования запрещенных зон по показателю преломления  $n_{th}$ , фактору заполнения диэлектриком  $f$  и углу между базисными векторами решетки  $\theta$ . Обнаружено, что наименьшее значение  $n_{th}$  для зоны 2-3 ГЦК решетки составляет  $n_{th} = 2,5$  при оптимальном  $f = 36\%$ . Для зоны 7-8 при том же типе решетки пороговая

величина показателя преломления принимает значение  $n_{th} = 3$  при оптимальном  $f = 23\%$ . Для простой кубической решетки пороговый контраст выше, чем у ГЦК решетки:  $n_{th} = 3$  при оптимальном  $f = 32\%$ , однако при больших показателях преломления материала этот тип решетки является предпочтительным, поскольку ширина запрещенной зоны у простой кубической решетки оказывается больше. Обнаружено, что при  $n = 3,45$  и оптимальном факторе заполнения диэлектриком ширина запрещенной зоны у простой кубической решетки равна  $11,4\%$ , а у ГЦК решетки для зоны 2-3 она составляет  $5,8\%$ .

Впервые показано, что максимальная величина запрещенной зоны 2-3 в координатах  $f$  и  $\theta$  достигается при показателе преломления  $n_{th} = 2,14$  для симметрии, отличной от симметрии ГЦК решетки.

Впервые предложен и реализован метод на основе генетического алгоритма для определения оптимального положения „атомов“ фиксированной формы в решетке фотонного кристалла. Проведены расчеты по оптимизации положения 2, 3, 4 и 5 атомов в ГЦК ячейке фотонного кристалла для максимизации ширины запрещенной зоны 2-3. Установлено, что оптимальной структурой, состоящей из двух диэлектрических „атомов“, является алмазная решетка. Впервые обнаружены новые структуры фотонных кристаллов, состоящих из более чем двух „атомов“, упакованных в ГЦК решетку. При оптимизации структуры, состоящей из трех „атомов“ получена запрещенная зона размером  $7,7\%$ . При оптимизации структуры, состоящей из четырех „атомов“ получена запрещенная зона размером  $9,4\%$ . При оптимизации структуры, состоящей из пяти „атомов“ получена запрещенная зона размером  $9,9\%$ .

Впервые определена зависимость динамических характеристик свинцово-фосфатных стекол от температуры. Показано, что добавление це-

рия в матрицу свинцово-фосфатного стекла повышает порог пробоя материала, увеличивает эффективность генерации второй гармоники, значительно увеличивает характерное время жизни наведенной  $\chi^{(2)}$ -нелинейности, усиливает зависимость характерного времени жизни  $\chi^{(2)}$ -нелинейности от температуры, о чем свидетельствует увеличение температурного коэффициента активации носителей заряда в 2,3 раза.

Впервые исследовано влияние кубической оптической нелинейности на генерацию второй гармоники в свинцово-фосфатных стеклах. Установлено, что повышение эффективности генерации второй гармоники в свинцово-фосфатных стеклах при увеличении концентрации метафосфата свинца связано с ростом амплитуды поля пространственного заряда.

Впервые теоретически продемонстрирована возможность генерации второй гармоники в одномерном фотонном кристалле, состоящем из слоев материала, способного на фотоиндуцированную генерацию второй гармоники. Получена эффективность генерации 0,22%.

### **Практическая ценность работы.**

Полученные результаты могут быть использованы для создания нелинейных фотонно-кристаллических структур с фазовым синхронизмом в широком диапазоне длин волн, что открывает широкие возможности построения преобразователей оптических гармоник. Это позволит расширить спектр лазерных излучателей на недоступные ранее диапазоны длин волн, что может быть востребовано в лазерной промышленности и сопутствующих отраслях.

### **Основные положения, выносимые на защиту**

1. Минимальный порог существования зоны по показателю преломления в структурах, получаемых методом двухволновой интерференционной литографии, равен 2,14, а максимальная величина запре-

щенной зоны 2-3 в координатах  $f$  и  $\theta$  достигается для симметрии, отличной от ГЦК.

2. Среди структур, состоящих из двух шариков, упакованных в ГЦК решетку, максимальной запрещенной зоной обладает структура с симметрией алмаза. Ширина запрещенной зоны составляет 10 % при факторе заполнения 35 % и показателе преломления 3,45.
3. Допирование свинцово-фосфатных стекол ионами церия приводит к увеличению температурного коэффициента активации носителей заряда в 2,3 раза.
4. Увеличение эффективности генерации второй гармоники в свинцово-фосфатных стеклах с ростом концентрации метафосфата свинца связано с ростом величины локального заряда.
5. Эффективность генерации второй гармоники в одномерных фотонных кристаллах, состоящих из слоев материала, способного к наведению квадратичной нелинейности, составляет 0.22%.

**Апробация работы.** Материалы диссертационной работы докладывались на следующих конференциях: конференциях молодых ученых института Электрофизики УрО РАН (2002, 2003, 2005, 2013, Екатеринбург); международной конференции молодых ученых и специалистов „Оптика-2003“ (20–23 октября 2003, Санкт-Петербург); научном семинаре „Параллельные вычислительные технологии“ (3 февраля 2005, Челябинск); научном семинаре „Параллельные вычислительные технологии“ (26 января 2006, Челябинск); международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам „Ломоносов-2005“ (13–17 апреля, Москва); четвертой международной конференции молодых ученых и специалистов „Оптика-2005“ (17–21

октября 2005, Санкт-Петербург); научно-практической конференции „Нанотехнологии-2006“ (2006, Челябинск); международной научной конференции „Параллельные вычислительные технологии“ (29 января – 2 февраля 2007, Челябинск); пятой международной конференции молодых ученых и специалистов „Оптика-2007“ (15–19 октября 2007, Санкт-Петербург); VI Международной конференции „Фундаментальные проблемы оптики“ „ФПО-2010“ (18–22 октября 2010, Санкт-Петербург); международной конференции SPIE LASE (21 января 2012, Сан-Франциско, Калифорния, США); международной конференции „Оптика-2013“ (18–22 октября 2013, Санкт-Петербург).

**Публикации.** Основное содержание диссертации опубликовано в 12 научных работах [4–15].

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы, содержащего 152 наименования цитируемой литературы. Полный объем диссертации — 128 страниц, включая 23 рисунка и 1 таблицу.

## Глава 1

# Увеличение ширины запрещенной зоны и снижение порога по показателю преломления в фотонных кристаллах



## 1.1 Структура и свойства фотонных кристаллов. Обзор литературы

Понятие фотонных кристаллов неразрывно связано с концепцией управления спонтанным излучением. Впервые об этом явлении было заявлено в работе Быкова [16]. Фотонные кристаллы — это структуры, в которых области с различной диэлектрической проницаемостью периодически чередуются с периодом порядка длины волны света. Поскольку свет распространяется в периодическом материале, то происходит отражение на каждой границе раздела сред. В результате интерференции может происходить полное отражение света с определенной длиной волны. Свет с этой длиной волны не может распространяться, или существовать в фотонном кристалле. Запрещенные длины волн, или частоты, формируют некоторый диапазон, наличие которого является основным свойством фотонных кристаллов и называется запрещенной зоной. Это явление встречается в природе: крылья некоторых бабочек и моли образованы периодическими микроскопическими структурами, которые представляют собой фотонные кристаллы [17]. Крылья отражают свет, который имеет длину волны в запрещенной зоне фотонного кристалла, в результате чего крылья приобретают окраску, которая меняется при изменении угла наблюдения. Одномерные периодические структуры широко используются в различных оптических компонентах. Наиболее известными из них являются интерференционные фильтры и зеркала.

Понятие фотонных кристаллов появилось в конце 80-ых годов, когда было обнаружено, что трехмерные периодические структуры по отношению к свету подобны полупроводникам по отношению к электронам [18, 19]. Это открыло новые перспективы в фотонике, поскольку

электромагнитная запрещенная зона для света приводит к запрету спонтанной эмиссии [18]. Другим важным свойством является то, что свет может быть локализован, если в периодической среде будет присутствовать дефект [19].

Работой [20] был начат экспериментальный поиск периодических структур с полной фотонной запрещенной зоной. Одновременно была определена зонная структура для света, которая подобна электронной зонной структуре в полупроводниках. Было показано, что трехмерная фотонная запрещенная зона существует в решетке диэлектрических сфер с симметрией алмаза [21]. Первая трехмерная периодическая структура, обладающая полной запрещенной зоной, была изготовлена в начале 90-ых годов [22]. Она была названа в честь ее изобретателя Э. Яблоновича — Яблоновит (Yablonovite). Эта структура была изготовлена сверлением трех наборов отверстий при определенных углах в твердом образце полупроводника и имела запрещенную зону в микроволновой области. Использование Яблоновита с внедренным дефектом [23] позволило с помощью фотоннокристаллического резонатора создать одномодовый полупроводниковый лазер [24].

Так как реализация трехмерных периодических структур с микро-размерами оказалась сложной задачей, появились экспериментальные [25, 26] и теоретические [27, 28] работы, направленные на исследование двумерных периодических структур, обладающих запрещенной зоной.

Линейные дефекты в двухмерных фотонных кристаллах могут быть использованы как волноводы, а точечные дефекты — как микрорезонаторы [29]. В фотоннокристаллическом волноводе возможно существование изгибов на угол  $90^\circ$  с почти 100%-ым пропусканием в широком диапазоне частот [30].

Структура с запрещенной зоной в инфракрасном диапазоне частот была создана только в конце 90-ых. Структура представляла собой кубическую решетку из металлических квадратов [31]. Однако этот подход оказался не применим для создания фотонных кристаллов с запрещенной зоной в видимом диапазоне длин волн из-за наличия сильного поглощения света. Первая диэлектрическая структура, обладающая запрещенной зоной в инфракрасном диапазоне частот, имела структуру поленницы, которая состояла из кремниевых стержней, упакованных послойно [32]. Та же самая геометрия использовалась для создания фотонного кристалла для длин волн 1.3 и 1.5 мкм, используемых в волоконно-оптической связи [33]. Для создания активных фотонных устройств структура поленницы была изготовлена из GaAs и InP [34].

## **Методы изготовления фотонных кристаллов**

В настоящее время двух и трехмерные фотонные кристаллы могут быть изготовлены различными методами из различных материалов [35–38].

Самый известный трехмерный фотонный кристалл имеет структуру поленницы [32, 33, 39]. Такие фотонные кристаллы изготавливались периодически повторяющимся осаждением и травлением диэлектрических пленок кремния. Для этого использовалась хорошо развитая технология изготовления интегральных схем. Структуры поленницы, состоящие из полупроводников, изготавливались установкой друг на друга пластинок с точной их юстировкой и последующим сплавлением [34, 40, 41].

Для изготовления фотонных кристаллов применяются литографические методы, но они позволяют получать структуры толщиной только несколько элементарных ячеек. Наибольшая по размеру поленница бы-

ла изготовлена с помощью высокоточной упаковки отдельных участков структуры в массив [42]. Так как структуры поленницы собирались слой за слоем, можно было с высокой точностью внедрять в них дефекты.

Трехмерные периодические структуры большого размера могут быть изготовлены самопроизвольной кристаллизацией коллоидов, то есть, образованием твердых частиц в суспензии во взвешенном состоянии. Микросферы из кварца естественным образом способны собираться из коллоидной суспензии в твердое тело, которое представляет собой ячеистую трехмернопериодическую структуру, и может быть использована как заготовка для создания фотонного кристалла. Такую структуру принято называть опалом. Фотонные кристаллы, обладающие полной запрещенной зоной в диапазоне длин волн около 1.5 мкм [43] и 1.3 мкм [44], были изготовлены из кремния синтезом структуры, обратной к опалу. Для получения такой структуры использовалась решетка из монодисперсных кварцевых сфер, в которую инфильтрировался кремний. Кремний внедрялся химическим осаждением из газовой фазы, а кварцевая матрица впоследствии удалялась. Недостатком инвертированных структур опала является малая ширина запрещенной зоны из-за гранецентрированной и гексагональной плотно упакованной конфигурации. К тому же полученные структуры имели низкое качество.

Фотонные кристаллы большого размера, состоящие из спиралей квадратной проекции, упакованных в квадратную решетку, могут быть получены при использовании углового метода осаждения [45]. Эта технология объединяет наклонное вакуумное осаждение и высокоточно управляемое движение образца относительно двумерной маски.

Существуют также другие структуры, обладающие полной запрещенной зоной, которые могут быть послойно изготовлены литографически-

ми методами. Такие структуры образованы чередованием слоев: диэлектрических стержней в воздухе и цилиндрических пустот в слое диэлектрика. Подобная структура допускает гибкое расположение дефектов [46, 47]. Другой предложенный вариант геометрии переменных слоев — стержни и трубки [48]. Первые двумерные фотонные кристаллы были изготовлены микросборкой диэлектрических цилиндров [25] и керамических стержней [26]. Эти фотонные кристаллы функционировали в санти- и миллиметровом диапазоне длин волн. Однако создание подобных структур для оптического диапазона оказалось сложной задачей.

Пористый кремний обладает запрещенной зоной на длинах волн около 5 мкм [49]. Он может быть получен электрохимическим травлением в плавиковой кислоте. Этот метод позволяет получать однородные поры диаметром около микрометра и глубиной несколько сотен микрометров.

Двумерной структурой, обладающей запрещенной зоной в видимом диапазоне длин волн, обладают наноканальные стекла, которые изготавливаются методом регулярной упаковки воздушных цилиндров, методами сборки и протяжки заготовок для волокна [50]. Самый популярный способ изготовления двумерных фотонных кристаллов — электроннолучевая литография и травление в полупроводниковых материалах. Этим методом был получен двумерный фотонный кристалл для длин волн 1.47–1.6 мкм [51]. Пластина фотонного кристалла была выращена послойно из полупроводника InGaAsP с помощью металл-органической газовой эпитаксии. После нанесения каждого слоя накладывалась маска с моделью фотонного кристалла, которая переносилась на слой полупроводникового слоя литографией электронного луча [40].

Самый перспективный метод изготовления крупномасштабных трехмерных фотоннокристаллических структур с субмикронной периодично-

стью — голографическая литография [52, 53]. В голографической литографии пленка фоторезиста экспонируется интерференционной картиной четырех некопланарных лазерных лучей, затем незасвеченные области растворяют и вымывают. Этот метод позволяет получать полимерные структуры, которые можно использовать в качестве заготовок для создания диэлектрических структур с высоким контрастом показателя преломления. Однако внедрение дефектов в периодические структуры, созданные как голографическим методом, так и методом осаждения, затруднено.

Метод голографической литографии — единственный метод, позволяющий получать периодические структуры большого размера с высоким качеством с хорошей воспроизводимостью результата. Долгое время этот метод позволял получать только ограниченный класс структур. Однако впоследствии этот метод был усовершенствован с открытием метода двухволновой многократной экспозиции [54]. Интерес к данному методу особенно вырос после того, как в ряде работ [50, 54, 55] было показано, что с его помощью можно изготовить трехмерные фотонные кристаллы с запрещенной зоной при относительно небольших показателях преломления материала ( $n > 2,0$ ).

Одним из способов реализации метода интерференционной литографии является запись трехмерной решетки за счет многократного экспонирования фоточувствительной среды картиной интерференции двух плоских волн. В частности, посредством трехкратного экспонирования может быть задан любой тип решетки Бравэ.

Однако подробного исследования структур, получаемых этим методом, не проводилось.

## **Использование фотонных кристаллов**

Двухмерные фотонные кристаллы могут быть использованы для изготовления волноводов [51, 56], микрорезонаторов [57–59], лазеров [60–62]. Трехмерные фотонные кристаллы используются для создания микрорезонаторов для лазеров [63]. Нелинейные фотонные кристаллы позволяют создавать переключатели на основе эффекта оптической бистабильности [64].

Появление фотоннокристаллических волокон совершило переворот в волоконной оптике. В результате были устранены многие ограничения волоконной оптики. Фотоннокристаллическое волокно имеет периодическую в радиальном направлении оболочку, то есть решетка оболочки образует фотонный кристалл с запрещенной зоной, которая препятствует выходу света из сердцевины волокна [65]. Таким образом в фотоннокристаллическом волокне сердцевина может иметь более низкий показатель преломления, чем оболочка, и свет может удерживаться, например, в воздухе [66]. Фотоннокристаллические волокна проявляют свойства, которые не могут быть достигнуты в стандартных оптических волокнах. Они являются одномодовыми для широкого диапазона длин волн [67–69], предоставляют возможность проектирования структур с заданными дисперсионными свойствами [70–72] и изготовления волокна с чрезвычайно высокой или низкой локализацией плотности энергии мод [73, 74]. Фотоннокристаллические волокна могут использоваться в нелинейной оптике для компенсации дисперсии и в волоконной лазерной технике [75–77].

## **Метод расчета зонной структуры фотонных кристаллов**

Как упоминалось выше, фотонные кристаллы — это периодические структуры с периодом порядка длины волны света. Из-за волновой при-

роды света и эффектов, вызванных периодической структурой, в фотонных кристаллах существует запрещенная зона для света. Для того чтобы описать распространение света в фотонных кристаллах, необходимо принять во внимание полную векторную природу света. Электрическое поле  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ , магнитное поле  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ , электрическая  $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$  и магнитная индукция  $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$  могут быть описаны уравнениями Максвелла:

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = 4\pi\rho(\mathbf{r}, t), \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = 0, \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}(\mathbf{r}, t), \quad (1.4)$$

где  $\rho(\mathbf{r}, t)$  и  $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$  — плотность свободного заряда и плотность тока соответственно,  $c$  — скорость света. Для упрощения уравнения Максвелла, нужно сделать несколько предположений. Электрическое и магнитное поле можно представить в виде:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r})e^{i\omega t}, \quad (1.5)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{i\omega t}, \quad (1.6)$$

где  $\omega$  является угловой частотой электромагнитной волны. В этом случае фактические поля представлены реальной частью комплексных значений выражений (1.5) и (1.6). Кроме того, для однородного и макроскопически изотропного материала материальные уравнения, связывающие поле с индукцией, имеют вид

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}), \quad (1.7)$$



$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mu(\mathbf{r})\mathbf{H}(\mathbf{r}), \quad (1.8)$$

где  $\varepsilon(\mathbf{r})$  — диэлектрическая, а  $\mu(\mathbf{r})$  — магнитная проницаемости материала. Будем считать среду немагнитной, и полагать  $\mu(\mathbf{r}) = \mu_0 = 1$ . Также примем во внимание, что в рассматриваемой среде отсутствуют свободные заряды и токи:  $\rho = 0$  и  $\mathbf{J} = 0$ . Таким образом, уравнения Максвелла могут быть приведены к виду

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0 \quad (1.9)$$

$$\nabla \cdot [\varepsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r})] = 0 \quad (1.10)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \frac{i\omega}{c}\mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0 \quad (1.11)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) - \frac{i\omega}{c}\varepsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0. \quad (1.12)$$

Уравнения (1.11) и (1.12) могут быть объединены в одно уравнение:

$$\nabla \times \left[ \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right] = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}). \quad (1.13)$$

Решение этого уравнения полностью определяет поле электромагнитной волны при условии, что оно удовлетворяет уравнению (1.9). Вектор напряженности поля может быть получен из выражения

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \left[ \frac{-ic}{\omega\varepsilon(\mathbf{r})} \right] \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}). \quad (1.14)$$

Согласно работе [29], уравнение (1.13) может быть записано в виде задачи на собственные значения функции  $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ :

$$\hat{\mathbf{A}}\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}), \quad (1.15)$$

где  $\hat{\mathbf{A}}$  — линейный оператор, действующий на собственную функцию  $\mathbf{H}(\mathbf{r})$  с собственным значением  $(\omega/c)^2$ . Собственные функции  $\mathbf{H}(\mathbf{r})$  — это разрешенные поля в структуре, то есть собственные моды электромагнитного поля системы. Так как оператор  $\hat{\mathbf{A}}$  — линейный, то любая линейная комбинация решений также является решением. Оператор  $\hat{\mathbf{A}}$  — эрмитов (следует из закона сохранения энергии), поэтому любые две моды с различными энергиями ортогональны.

Важной особенностью электромагнитных мод является то, что в уравнениях не фигурирует размерность длины. Следовательно, одинажды найденные собственные значения и собственные функции могут быть применены к любому физическому размеру или диапазону длин волн. Это можно понять, если ввести безразмерный параметр  $s$  таким образом, что  $\mathbf{r}' = s\mathbf{r}$ ,  $\nabla' = \nabla/s$ ,  $\varepsilon'(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r}/s)$ , и подставить эти выражения в уравнение (1.13):

$$s\nabla' \times \left[ \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r}'/s)} s\nabla' \times \mathbf{H}(\mathbf{r}'/s) \right] = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}'/s), \quad (1.16)$$

где  $\varepsilon(\mathbf{r}'/s) = \varepsilon'(\mathbf{r}')$ . Таким образом уравнение (1.16) может быть записано в виде

$$\nabla' \times \left[ \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r}')} \nabla' \times \mathbf{H}(\mathbf{r}'/s) \right] = \left( \frac{\omega}{sc} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}'/s), \quad (1.17)$$

Из уравнения (1.17) следует, что если размерность длины в системе изменена в  $s$  раз, поле электромагнитной волны сохраняет форму и должно быть вычислено как  $\mathbf{H}(\mathbf{r}'/s)$ , а частота — как  $\omega/s$ . Благодаря этому свойству фотонно-кристаллические структуры могут быть рассчитаны без учета абсолютных размеров и впоследствии изготовлены в любом масштабе для выполнения экспериментальных исследований в необходимых диапазонах длин волн.

Фотонная зонная структура определяет соотношение между волновым вектором  $\mathbf{k}$  и частотой света. В однородном материале волновой вектор прямо пропорционален частоте света. В периодической среде частота как функция волнового вектора образует зоны, которые могут быть разделены запрещенными зонами. Если излучение имеет частоту, лежащую в диапазоне частот запрещенной зоны, то оно не может существовать в такой среде при любых векторах  $\mathbf{k}$ . Зонная структура определяется симметрией среды. В системе с непрерывной трансляционной симметрией (однородная среда) диэлектрическая постоянная является инвариантной относительно любой трансляции, описываемой оператором трансляции  $\hat{\mathbf{T}}_d$ . Так как система не изменяется с изменением положения, то выражение  $\hat{\mathbf{T}}_d \varepsilon = \varepsilon(\mathbf{r} + \mathbf{d}) = \varepsilon(\mathbf{r})$  выполняется для любого вектора  $\mathbf{d}$ . Если собственная мода системы  $\mathbf{H}(\mathbf{r})$  [см. выражение (1.15)] транслируется на вектор  $\mathbf{d}$  и затем транслируется назад на  $-\mathbf{d}$ , то ничего не меняется. Таким образом  $\hat{\mathbf{T}}_d^{-1} \hat{\mathbf{A}} \hat{\mathbf{T}}_d = \hat{\mathbf{A}}$ , это означает, что операторы  $\hat{\mathbf{A}}$  и  $\hat{\mathbf{T}}_d$  коммутируют. Это в свою очередь указывает на то, что  $\hat{\mathbf{T}}_d \mathbf{H}$  также является собственной функцией оператора  $\hat{\mathbf{A}}$  с тем же самым собственным значением, что и  $\mathbf{H}$ . Если в системе нет вырождения, то  $\hat{\mathbf{T}}_d \mathbf{H}$  может отличаться от  $\mathbf{H}$  только умножением на константу. Из этого следует, что собственные моды представимы в виде  $\exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})]$ , в то время как

$$\hat{\mathbf{T}}_d e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} = e^{i(\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r} + \mathbf{d}))} = e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{d})} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}, \quad (1.18)$$

где  $\exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{d})]$  — константа. В свободном пространстве электромагнитные моды имеют форму плоских волн  $\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_0 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})]$ , где  $\mathbf{H}_0$  — постоянный вектор. Фотонные кристаллы являются периодическими и, следовательно, имеют дискретную трансляционную симметрию. Систе-

ма является инвариантной при трансляции на вектор:

$$\mathbf{R} = jP_x\mathbf{x} + lP_y\mathbf{y} + mP_z\mathbf{z}, \quad (1.19)$$

который является целым числом ( $j$ ,  $l$ , и  $m$  - целые числа) периодов фотонного кристалла  $P_x$ ,  $P_y$ ,  $P_z$  в каждом направлении:

$$\hat{\mathbf{T}}_{\mathbf{R}} e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})} = e^{i(\mathbf{k}\cdot(\mathbf{r}+\mathbf{R}))} = e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{R})} e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})}. \quad (1.20)$$

Примитивный вектор обратной решетки определен как

$$\mathbf{G} = (2\pi p/P_x)\mathbf{x} + (2\pi q/P_y)\mathbf{y} + (2\pi s/P_z)\mathbf{z}, \quad (1.21)$$

где  $p$ ,  $q$ , и  $s$  — целые числа. Как можно заметить, собственные значения уравнения (1.20) для волновых векторов  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k} + \mathbf{G}$  те же самые:  $\exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{R})] = \exp[i((\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot \mathbf{R})] = \exp[i(k_x j P_x + k_y l P_y + k_z m P_z)]$ . В этом случае собственные функции вырождаются, и любая суперпозиция вырожденных собственных функций является также собственной функцией для волнового вектора  $\mathbf{k}$  (или  $\mathbf{k} + \mathbf{G}$ ):

$$\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \sum C_{\mathbf{G}} e^{i[(\mathbf{k}+\mathbf{G})\cdot\mathbf{r}]} = e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})} \sum C_{\mathbf{G}} e^{i(\mathbf{G}\cdot\mathbf{r})}, \quad (1.22)$$

где  $C_{\mathbf{G}}$  — константы. Этот тип функции удовлетворяет теореме Блоха

$$\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})} \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}), \quad (1.23)$$

где

$$\mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{R}). \quad (1.24)$$

Это означает, что любая собственная функция может быть описана в виде произведения выражения для плоской волны и периодической функ-

ции. Если выражение (1.23) подставить в (1.13), то получим:

$$(i\mathbf{k} + \nabla) \times \left[ \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} (i\mathbf{k} + \nabla) \times \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \right] = \left[ \frac{\omega(\mathbf{k})}{c} \right]^2 \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}). \quad (1.25)$$

Здесь  $\mathbf{k}$  входит в уравнение как параметр. Уравнение (1.25) является задачей на собственные значения, где  $\mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$  — собственные функции, а  $(\omega(\mathbf{k})/c)^2$  — собственные значения. Если наложено периодическое граничное условие (1.24), то собственные значения получаются дискретными  $(\omega_n(\mathbf{k})/c)^2$ , где индекс  $n$  обозначает номер дискретного собственного значения. Решив уравнение на собственные значения (1.25), можно получить  $n$  решений  $\mathbf{u}_{\mathbf{k},n}(\mathbf{r})$  и  $n$  собственных значений  $(\omega_n(\mathbf{k})/c)^2$ . Таким образом для каждого предопределенного  $\mathbf{k}$  существует  $n$  решений с частотами  $\omega_n(\mathbf{k})$ . Множество функций  $\omega_n(\mathbf{k})$  аргумента  $\mathbf{k}$  описывает фотонную зонную структуру. Запрещенная зона состоит из диапазона частот, для которых нет решения при любом волновом векторе  $\mathbf{k}$ . Как видно из выражения (1.22) блоховские состояния  $\mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ , и  $\mathbf{u}_{\mathbf{k}+\mathbf{G}}(\mathbf{r})$  равны, как состояния для любой суммы волновых векторов и целого числа векторов обратной решетки. Таким образом при решении волнового уравнения (1.25) можно полагать, что все волновые вектора заключены в диапазоне

$$-\pi/P_\nu < k_\nu \leq \pi/P_\nu, \quad \nu = x, y, z. \quad (1.26)$$

Условие (1.26) определяет зону Бриллюэна.

Рассмотренные выкладки положены в основу разработанной в MIT программы MPB [78], которая используется в настоящей работе для расчета зонной структуры фотонных кристаллов. MPB (MIT Photonic Bands) — пакет программ, который позволяет вычислять собственные состояния уравнений максвелла для различных частот излучения в пери-

одических диэлектрических структурах. Кроме зонной структуры программа позволяет исследовать свойства фотонных кристаллов, такие как распределение диэлектрика, пространственное распределение интенсивности электрической и магнитной составляющей поля электромагнитной волны в ячейке. Эта программа является основным инструментом теоретика при исследовании фотонных кристаллов. Программа обладает следующими особенностями: производит полностью векторные вычисления для произвольных векторов Блоха; обладает гибким расширяемым скриптовым интерфейсом; поддерживает параллельные вычисления с использованием технологии MPI; обладает целевым алгоритмом поиска собственных значений для заданной произвольной частоты света без учета номера зоны; использует большое количество широко распространенных оптимизированных библиотек (LAPACK, BLAS, FFTW, HDF, MPI, GUILE); позволяет получить ускорение вычислений, если распределение диэлектрика обладает симметрией центра инверсии.

Использование параллельных возможностей программы `mpb` и высокопроизводительного вычислительного кластера Infinity ЮУрГУ позволили получить результаты, описанные далее в параграфе 3.1.

## **Оптимизация структуры фотонных кристаллов**

Как видно из предыдущего параграфа, для описания фотонных кристаллов используется математический аппарат, подобный тому, что применяется в физике твердого тела. Для фотонных кристаллов также как и для обычных (электронных) кристаллов применимы понятия зонной структуры, запрещенной зоны и сформулирована теорема Блоха. Такой подход привел к тому, что первые исследуемые структуры фотонных кристаллов также выбирались похожими на известные в физике твердого

тела структуры. Однако, как выяснилось позднее, в фотонных кристаллах наравне с типом решетки решающее значение играет форма "атома" который располагается в ячейке. Исследование структур, получаемых методом многолучевой интерференционной литографии, показало, что задаваемая этим методом формы "атома" которая сильно отличалась от сферической, приводит к существованию запрещенных зон в решетках, в которых ранее они не обнаруживались. На этом этапе стало ясно, что в фотонных кристаллах для существования запрещенной зоны большое значение имеет форма узла решетки, предсказание которой не представляется возможным на основе подходов физики твердого тела, где потенциал задается эмпирически и подбирается для удовлетворения экспериментальным данным. Это привело к появлению работ [79–81], направленных на создание методов, позволяющих получать новые структуры, обладающие запрещенной зоной. Созданные методы получили название методов оптимизации структуры фотонных кристаллов.

В работе [79] с помощью генетического алгоритма проводился поиск двумерной структуры фотонного кристалла, обладающего максимальной шириной запрещенной зоны. За стартовые структуры брались случайные распределения диэлектрика. Кодирование генов происходило путем разбиения распределения диэлектрика сеткой. Использовался двоичный метод кодирования. Такой способ кодирования нельзя назвать удачным, поскольку он, по сути являясь универсальным, для данной задачи приводит к неоправданно высоким вычислительным издержкам, описывая большое количество заведомо ложных случаев.

В работе [80] найдено оптимальное положение диэлектрических стержней в структуре фотонно-кристаллического делителя луча.

Пространство поиска было ограничено 4096 вариантами. Для нахождения оптимального решения потребовалось около 300 итераций.

В работе [81] рассматривается общая теория решения обратных задач применительно к нахождению оптимальной структуры фотонного кристалла. Однако, ввиду сложности решаемой задачи и высокой универсальности метода, который носит скорее идейный характер, и не дает четкого алгоритма решения, каких либо конечных результатов публикация не содержит.

Таким образом, немногочисленные работы, направленные на поиск новых структур фотонных кристаллов с запрещенной зоной, приводят к выводу, что наиболее удачным является путь использования генетического алгоритма. Этот подход позволяет получать частные, но конкретные результаты — структуры с запрещенной зоной.

## **Генетические алгоритмы**

Генетические алгоритмы [82–85] используют единую методологию на основе эволюционных принципов и генетических свойств наследственности для решения разнообразных задач моделирования и оптимизации. Сочетание наследственность – изменчивость – естественный отбор представляет пример искусственной реализации известного метода проб и ошибок, а потому претендует на универсальность применения наряду с последовательным перебором и случайным поиском. Общая схема эволюционного поиска, описывающая большинство существующих моделей генетических алгоритмов, и соответствующие каждому этапу эволюционные принципы представлены на рис. 1.1. Также на рис. 1.1 для сравнения показана общая схема генетического алгоритма [86]. В работе [87], посвященной проблемам создания искусственного интеллекта, предложе-



на идея использования эволюционных принципов для машинного обучения.

Решение оптимизационных задач с использованием генетических алгоритмов возможно благодаря представлению (кодированию) вероятного решения задачи в виде вектора параметров, называемого хромосомой или особью (рис. 1.2), причем каждый настраиваемый параметр кодируется в отдельном гене. Состав хромосомы изменяется с течением времени в результате преобразований с использованием генетических операторов. Целесообразность преобразований определяется с помощью функции приспособленности, которая зависит от поставленной задачи и вычисляет приспособленность каждой хромосомы в зависимости от качества соответствующего ей декодированного решения. Множество особей, сгенерированных на одном этапе, называется популяцией. Подмножество особей, используемое для генерации новых особей, составляет родительскую подпопуляцию, а множество сгенерированных новых особей — популяцию потомков.

Одним из преимуществ использования генетических алгоритмов при решении задач оптимизации является их полная абстрагированность от предметной области. Эффективность и качество работы алгоритма во многом определяется следующими составляющими и их параметрами:

1. генетическое кодирование, которое определяет исследуемое пространство поиска и отношение между генотипом (хромосомами) и фенотипом (соответствующими решениями) („один-к-одному“, „один-ко-многим“, „многие-к-одному“);
2. генетические операторы, которые используются для рекомбинации и вариации представленных в популяции хромосом и соответствующих им решений;

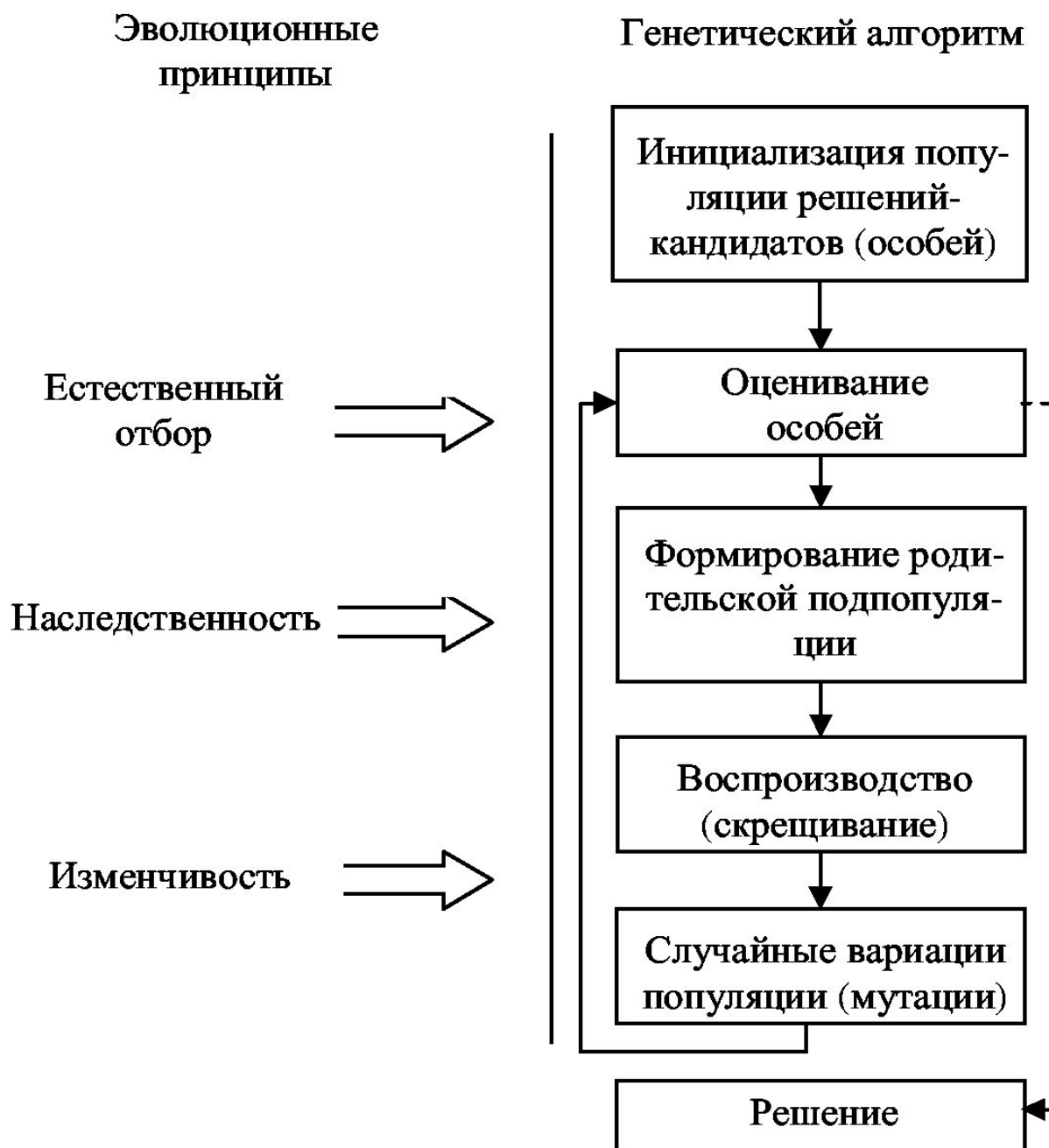


Рис. 1.1: Пример схемы генетического алгоритма и соответствующие эволюционные принципы.

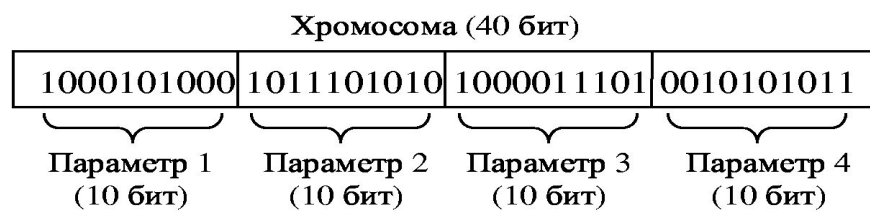


Рис. 1.2: Пример генетического кодирования, целочисленный вариант. Оптимизируемые параметры задачи кодируются в виде бинарной последовательности - хромосомы.

3. функция приспособленности, которая необходима для определения качества получаемых решений и определяет характеристики ландшафта пространства поиска (количество локальных экстремумов, наличие плато, ограничения);
4. общая схема эволюционного поиска, которая определяет последовательность выполнения различных операций эволюционного поиска.

Настройка параметров генетического алгоритма существенно влияет на его эффективность и качество получаемых решений. Среди общих численных параметров выделяются следующие: длительность эволюции (число поколений), размер популяции (число хромосом в одном поколении), параметры генетических операторов.

Различные параметры влияют на разные аспекты эволюционного поиска, среди которых существуют два наиболее общих [88]: исследование пространства поиска и использование найденных решений. Первый аспект отвечает за способности алгоритма к эффективному поиску решения и характеризует способности избегать локальных экстремумов. Второй аспект важен для постепенного улучшения имеющихся результатов от поколения к поколению на основе уже найденных "промежуточных" решений. Плохая настройка параметров приводит к существенному увеличению времени работы алгоритма и "застреванию" в локальных экстремумах. В итоге становится возможной преждевременная сходимость генетического алгоритма (вырождение популяции), когда решение еще не найдено, но в популяции практически все особи становятся одинаковыми и долгое время (порядка нескольких десятков и сотен поколений) не наблюдается улучшения приспособленности особей. Игнорирование найденных решений может привести к тому, что работа алгоритма будет напоминать случайный поиск, что также отрицательно сказывается на

эффективности поиска и качестве получаемых решений. Основная цель настройки параметров алгоритма и, одновременно, необходимое условие для стабильного получения хороших результатов его работы — это достижение баланса между исследованием пространства поиска и использованием найденных решений [83, 88]. Взаимосвязь между параметрами генетического алгоритма, а также их влияние на эволюционный процесс носит сложный характер [82–84].

Как показывает анализ литературы, в общем случае задача о нахождении структуры фотонного кристалла представляется задачей оптимизации функции со сложной топологией. По этой причине наиболее подходящим методом оптимизации для решения этой задачи оказался генетический алгоритм, который уже использовался в некоторых работах для оптимизации двумерных структур. Однако работ, посвященных оптимизации структур трехмерных фотонных кристаллов с помощью генетического алгоритма, обнаружено не было.

## 1.2 Исследование зонной структуры фотонных кристаллов, получаемых методом двухволновой интерференционной литографии

Как было показано в обзоре литературы, наиболее перспективный метод для создания трехмерных фотонных кристаллов — метод голографической литографии.

Одна из последних реализаций этого метода — схема трехкратного экспонирования парами когерентных волн. В случае синтеза кристаллов этим методом вектор каждой решетки интенсивности, равный разности волновых векторов интерферирующих волн, равен одному из базисных векторов обратной решетки фотонного кристалла. Будем рассматривать только случаи, соответствующие одинаковому углу между парами интерферирующих волн, т.е. все три базисных вектора обратных решеток имеют одинаковую длину.

Будем задавать трехмерное периодическое распределение диэлектрика следующим образом. В результате интерференции нескольких лучей возникает некоторое распределение интенсивности  $I(\vec{r})$  (или поглощенной плотности энергии излучения лазера). В области значений координат  $\vec{r}$ , соответствующих значениям интенсивности, которые больше некоторого порогового значения

$$I(\vec{r}) > I_{\text{th}}, \quad (1.27)$$

диэлектрическая проницаемость равна некоторой постоянной величине  $\varepsilon_b > 1$ , определяемой материалом решетки. Остальная часть пространства заполнена воздухом, т.е. диэлектрическая проницаемость равна единице  $\varepsilon_a = 1$ .

Будем рассматривать случай, когда распределение поглощенной фотоматериалом энергии излучения имеет вид:

$$I(\vec{r}) = \sum_{i=1}^3 I_i \cos^2(\vec{b}_i \vec{r} + \phi_i), \quad (1.28)$$

где  $\vec{r}$  – радиус-вектор,  $\vec{b}_i = \vec{k}1_i - \vec{k}2_i$  – вектора решеток,  $\vec{k}1_i, \vec{k}2_i$  – волновые вектора интерферирующих волн,  $\phi_i$  – относительные сдвиги фаз решеток интенсивности (рис. 1.3).

Углы между векторами обратной решетки  $\vec{b}_i$  принимаются равными. Так как модули этих векторов также равны между собой, то решетка является тригональной. Угол  $\theta$ , который каждый из векторов  $\vec{b}_i$  составлял с направлением  $\vec{b}_1 + \vec{b}_2 + \vec{b}_3$ , варьировался в пределах от 25 до 80 градусов. Значения угла  $\theta$ , равные 54,7, 70,5 и 35,3 градусов, соответствуют простой кубической (ПК), гранецентрированной кубической (ГЦК) и объемно-центрированной кубической (ОЦК) решеткам [89]. На рисунке 1.4 представлено распределение диэлектрика, соответствующее углу  $\theta = 54,7$  градусов (симметрия простой кубической решетки). На рисунке 1.5 представлено распределение диэлектрика, соответствующее углу  $\theta = 70,5$  градусов (симметрия гранецентрированной кубической решетки). Оба распределения получены с использованием выражений (1.27) и (1.28).

Для расчета зонной структуры фотонного кристалла использовалась программа `mpb`, реализующая метод разложения по плоским волнам, подробно рассмотренный в обзоре литературы. Для каждого значения угла  $\theta$  и значения коэффициента заполнения пространства диэлектриком  $f$  рассчитывалась зонная структура фотонного кристалла. Коэффициент  $f$  характеризует долю пространства, заполненного материалом

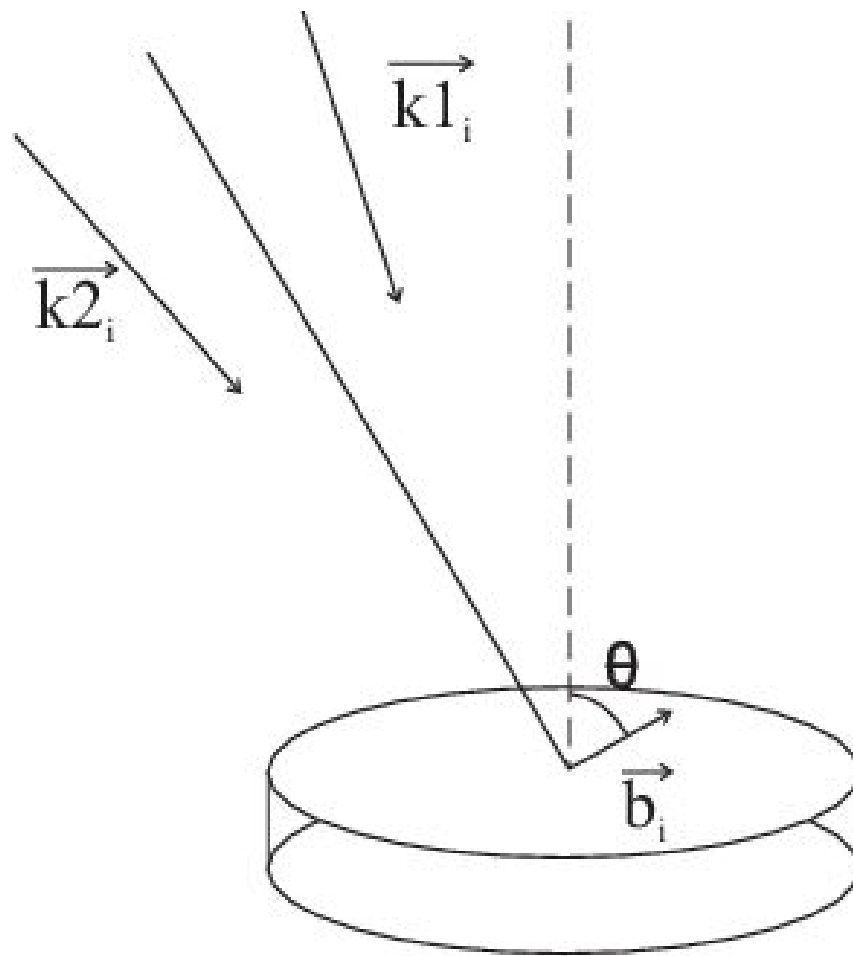


Рис. 1.3: Схема интерференции в методе голографической литографии при трехкратном экспонировании парами волн.



с большим показателем преломления, выраженную в процентах. Изменение значения пороговой интенсивности поглощенной оптической энергии  $I_{th}$  позволяло варьировать величину  $f$ . В эксперименте изменение коэффициента  $f$  осуществляется подбором времени экспонирования. Показатель преломления диэлектрика  $n$  принимался равным 3,45, что соответствует показателю преломления кремния в ближней инфракрасной области. Кроме того, для случаев кубических решеток (простой, объемноцентрированной и гранецентрированной) также исследовалась зонная структура при различных значениях показателя преломления материала ( $2 < n < 3,45$ ). Для определения зонной структуры вычислялись зависимости частоты от волнового вектора  $\omega_i(k)$  первых двенадцати зон, где  $i$  — номер зоны.

На рисунке 1.6 представлена "карта" существования запрещенных зон в координатах фактора заполнения пространства диэлектриком  $f$  и угла  $\theta$ . Ширина запрещенной зоны  $(i) - (i + 1)$  определялась выражением

$$\Delta\omega_{i,i+1} = 2 \cdot \frac{\min(\omega_{i+1}) - \max(\omega_i)}{\min(\omega_{i+1}) + \max(\omega_i)} \cdot 100\%, \quad (1.29)$$

где  $\min(\omega_{i+1})$  и  $\max(\omega_i)$  — минимальная и максимальные частоты зон  $i$  и  $i + 1$ , соответственно, где  $i = 1, 2, \dots, 11$ . Непрерывные линии на рисунке 1.6 представляют собой линии постоянного уровня ширины запрещенной зоны. Внешние линии, ограничивающие области существования запрещенных зон, соответствуют величине запрещенной зоны равной нулю из выражения (1.29). Максимумы ширины соответствующих запрещенных зон отмечены на рисунке черными кружками. Угол  $\theta$  между базисным вектором и тройной биссектрисой, соответствующий объемноцентрированной, гранецентрированной и простой кубической решеткам, обозначен вертикальными прямыми линиями.

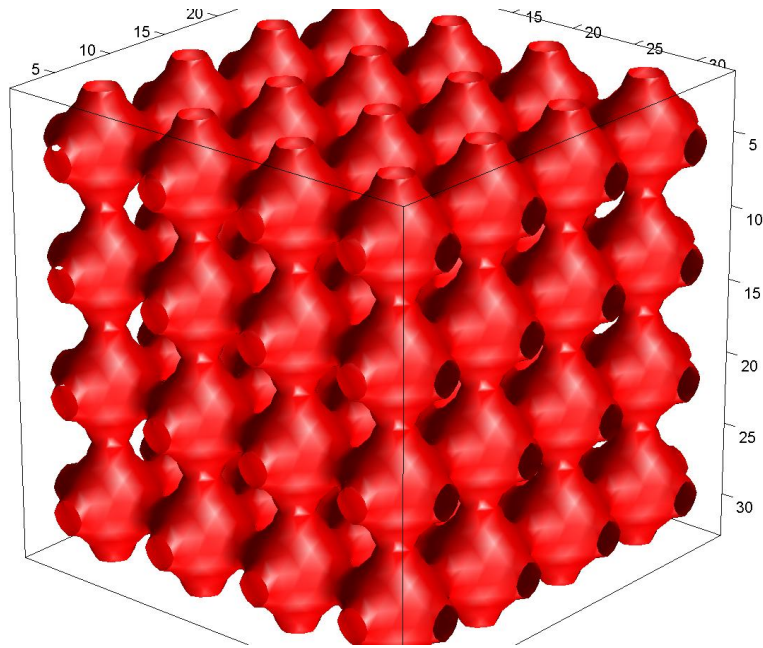


Рис. 1.4: Распределение диэлектрика фотонного кристалла, получаемого методом двухволновой интерференционной литографии. Простая кубическая симметрия, фактор заполнения диэлектриком  $f = 65\%$ .

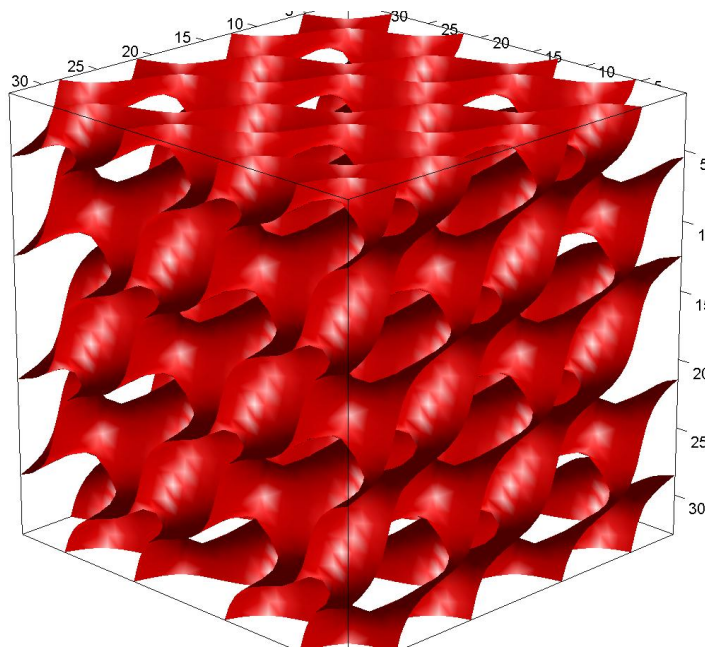


Рис. 1.5: Распределение диэлектрика фотонного кристалла, получаемого методом двухволновой интерференционной литографии. Гранецентрированная кубическая симметрия, фактор заполнения диэлектриком  $f = 65\%$ .

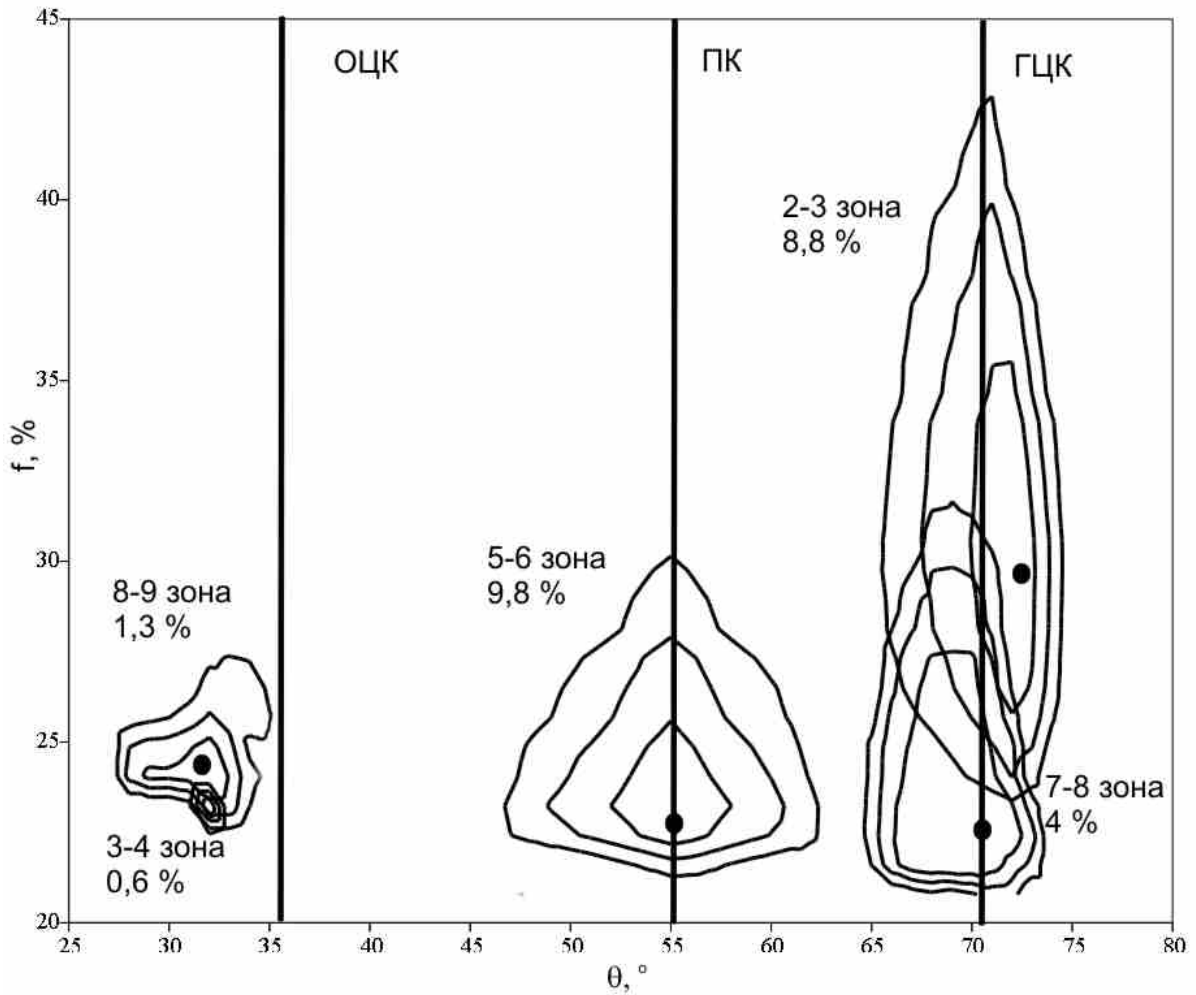


Рис. 1.6: Области существования запрещенных зон в фотонных кристаллах, получаемых методом двухволновой интерференционной литографии, при различных углах между базисными векторами  $\theta$  и факторах заполнения  $f$ . Показатель преломления  $n = 3,35$ .

Как видно из графика, представленного на рисунке 1.6, в данном типе решеток при показателе преломления, равном показателю преломления кремния, возможно существование пяти запрещенных зон. Эти зоны расположены между 2-ой и 3-ей, 3-ей и 4-ой, 5-ой и 6-ой, 7-ой и 8-ой, 8-ой и 9-ой зонами. Одновременно возможно существование сразу двух запрещенных зон: между 2-3 и 7-8 зонами в интервалах  $f = 21 \div 32 \%$  и  $\theta = 64^\circ \div 74^\circ$ , а также между 3-4 и 8-9 зонами в интервалах  $f = 21 \div 25 \%$  и  $\theta = 27^\circ \div 34^\circ$ .

Максимум величины запрещенной зоны 5-6 приходится на простую кубическую решетку. Это объясняется тем, что отклонение угла между векторами решеток интенсивности от условий, соответствующих простой кубической решетке уменьшает симметрию (изотропию) решетки, что приводит к уменьшению размера трехмерной запрещенной зоны.

Максимум зоны 7-8 приходится на гранецентрированную кубическую решетку. Структура ГЦК также имеет запрещенную зону между зонами 2-3, однако запрещенная зона 2-3 с максимальной шириной соответствует структуре решетки, отличной от ГЦК. Данный факт можно объяснить следующим образом. При записи трехкратным экспонированием ГЦК решетки расположение узлов решетки (“атомов”) наиболее изотропно, иными словами, форма зоны Бриллюэна наиболее близка к сфере. Выполнение этого условия обычно считается благоприятным для существования запрещенной зоны. Однако узлы или “атомы” решетки диэлектрика имеют более низкую симметрию, чем сама решетка. При изменении угла  $\theta$  между векторами интерференционных картин изменяется как симметрия решетки, так и форма ее узлов. Существует оптимальное сочетание формы узла и симметрии решетки, при которых обеспечивается макси-

мальный размер запрещенной зоны, а оптимальный угол  $\theta$  может быть отличен от угла, соответствующего ГЦК решетке.

Как можно видеть из рисунка 1.6, ОЦК решетка, записанная посредством трехкратного экспонирования, не имеет запрещенных зон.

Кроме зон, ранее известных для ГЦК и ПК решеток, обнаружены запрещенные зоны 3-4 и 8-9 в области малых углов  $\theta$ . Величина этих зон существенно меньше остальных, однако она быстро возрастает при увеличении контраста показателя преломления.

Наибольший размер имеют зоны 2-3 (10%) и 5-6 (11,4%).

На рис. 1.7 представлена зависимость размера запрещенных зон 2-3, 5-6 и 7-8 от контраста показателя преломления и фактора заполнения материалом. Графики представляют собой линии уровня постоянной ширины запрещенной зоны. Следует отметить, что при росте показателя преломления  $n$  наблюдается монотонный рост ширины запрещенной зоны. Значение  $n$ , соответствующее запрещенной зоне равной нулю, будем называть пороговым значением контраста показателя преломления материала  $n_{th}$  (нижний край линии, соответствующей нулевой ширине запрещенной зоны). При превышении величины порога по показателю преломления запрещенная зона существует в некотором диапазоне фактора заполнения диэлектриком  $f$ . Зависимость ширины запрещенной зоны от фактора заполнения  $f$  имеет максимум при некотором значении  $f_0$ , величину  $f_0$  принято считать оптимальным значением  $f$  для данного значения  $n$ .

Наименьшее значение  $n_{th}$  имеет для зоны 2-3 ГЦК решетки и составляет  $n_{th} = 2,5$  при оптимальном  $f = 36\%$ . Для зоны 7-8 при том же типе решетки пороговая величина показателя преломления принимает значение  $n_{th} = 3$  при оптимальном  $f = 23\%$ . Для простой кубической решетки

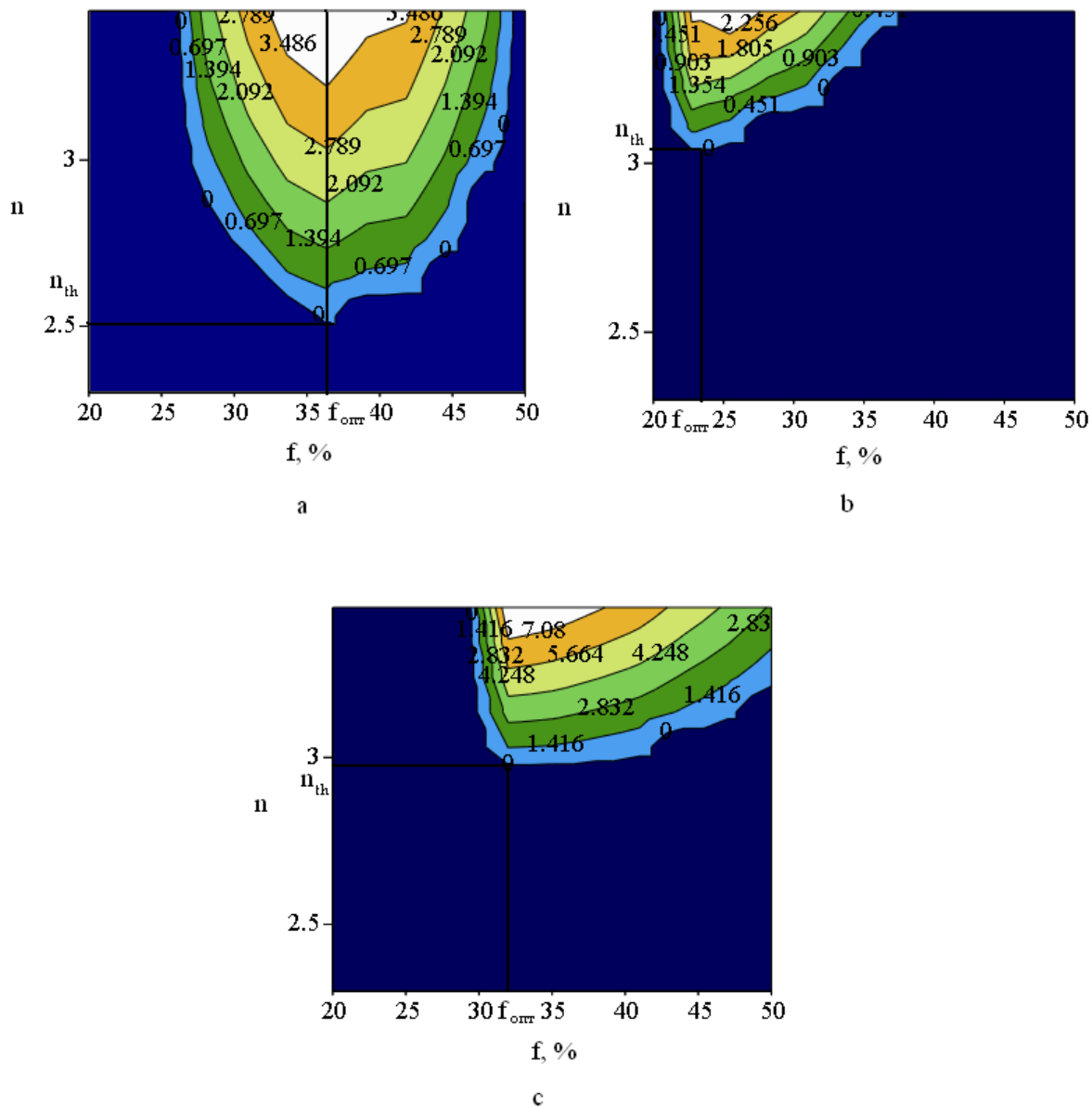


Рис. 1.7: Зависимость ширины запрещенной зоны от контраста показателя преломления и фактора заполнения диэлектриком а) между 2-ой и 3-ей зонами в ГЦК решетке, б) между 7-ой и 8-ой зонами в ГЦК решетке, в) между 5-ой и 6-ой зонами в простой кубической решетке.

пороговый контраст выше, чем у ГЦК решетки:  $n_{th} = 3$  при оптимальном  $f = 32\%$ , однако при больших показателях преломления материала этот тип решетки является предпочтительным, поскольку ширина запрещенной зоны у простой кубической решетки оказывается больше. Так, при  $n = 3,45$  и оптимальном факторе заполнения диэлектриком ширина запрещенной зоны у простой кубической решетки равна  $11,4\%$ , а у ГЦК для зоны 2-3 она составляет  $5,8\%$ .

С целью исследования поведения запрещенных зон при уменьшении показателя преломления были рассчитаны зонные структуры фотонных кристаллов, получаемых методом двухволновой интерференционной литографии, при показателях преломления меньших  $3,45$ .

На рисунке 1.8 представлены графики зависимости ширины запрещенных зон от величины показателя преломления  $n$  при оптимальных факторах заполнения. Сравнение рис. 1.7 и 1.8 показывает некоторую противоречивость полученной информации. Так, из рис. 1.7 следует, что  $n_{th}$  для зоны 2-3 ГЦК решетки равен  $2,5$ , а из рисунка 1.8 видно, что это значение равно  $n_{th} = 2,14$ . Дело в том, что в расчетах, представленных на рис. 1.7, считалось, что структура решетки имеет симметрию ГЦК. Однако, как следует из рис. 1.6, максимальная величина запрещенной зоны в координатах  $f$  и  $\theta$  достигается для симметрии, отличной от ГЦК. В расчетах, которые представлены на рис. 1.8 симметрия решетки жестко не задавалась, поэтому пороговые значения соответствуют не ГЦК, а отличной от нее симметрии.

Таким образом, исследование зонной структуры фотонных кристаллов, получаемых методом трехкратного экспонирования выявило широкий круг структур, обладающих полной запрещенной зоной с минимальным порогом открытия зоны по показателю преломления  $n_{th} = 2,14$ ,

что является близким к максимальному показателю преломления стекол  $n$ , равному 1,9. Поскольку для создания удвоителя частоты достаточно наличия запрещенной зоны в узком диапазоне направлений волновых векторов (стоп зона), то наличие порога в 2,14 не является препятствием к использованию исследованных структур для создания удвоителя частоты оптического излучения.

### **1.3 Оптимизация структуры фотонных кристаллов с помощью генетического алгоритма**

Как указывалось во введении, для достижения поставленной цели необходимо как увеличение ширины запрещенной зоны, так и снижение порога ее возникновения по показателю преломления. В настоящем параграфе рассматривается только задача увеличения ширины запрещенной зоны.

Для решения задачи об оптимальном расположении атомов в базисе решетки был использован генетический алгоритм. Оптимальным считалось такое положение атома в ячейке, при котором ширина запрещенной зоны фотонного кристалла максимальна. Для реализации алгоритма оптимизации была написана программа на языке C.

Программа реализовывала алгоритм оптимизации положения нескольких диэлектрических сфер ("атомов") в ГЦК ячейке фотонного кристалла. Выбор ГЦК в качестве базиса обусловлен тем, что ее зона Бриллюэна наиболее приближена к сферической. Радиус диэлектрических сфер подбирался таким образом, чтобы фактор заполнения диэлектриком при неперекрывающихся атомах составлял



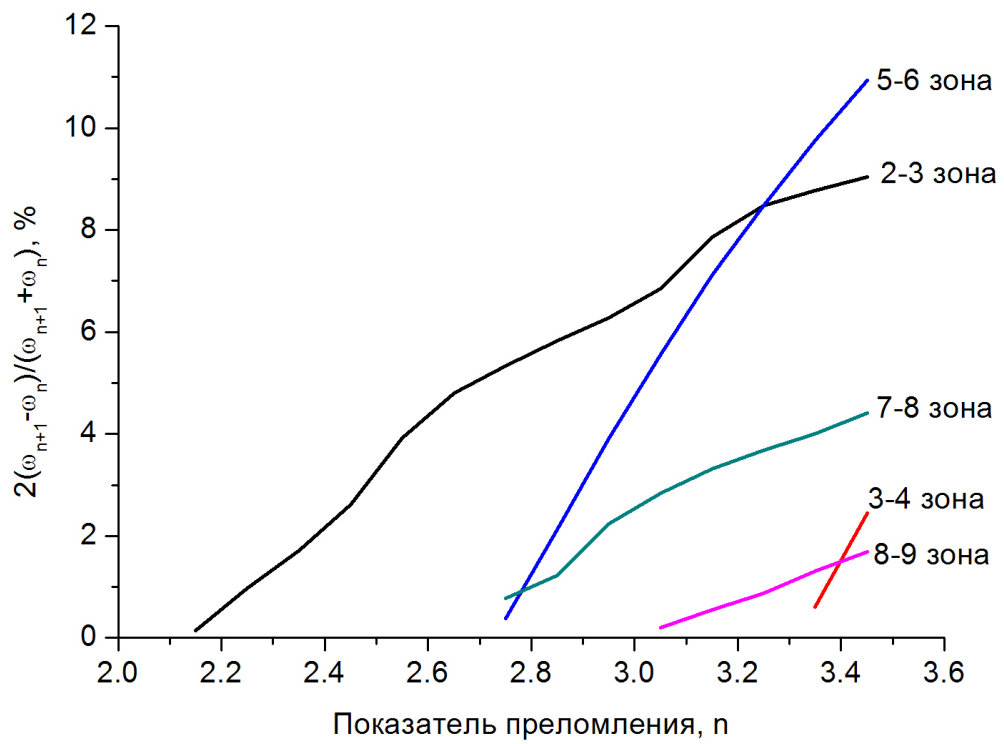


Рис. 1.8: Зависимость ширины запрещенных зон от контраста показателя преломления  $n$ .

около 25%. Показатель преломления диэлектрика был выбран равным 3,45, что соответствует показателю преломления кремния.

Рассмотрим работу алгоритма на примере 2-х атомов в ячейке. Положение первого атома фиксировалось в начале координат  $(0, 0, 0)$ . Координаты второго "атома" ("особи") могли принимать значения  $0 \leq x \leq 1$ ,  $0 \leq y \leq 1$ ,  $0 \leq z \leq 1$  в базисе ГЦК решетки. Случайным образом задавалось множество положений второго атома ("популяция"), состоящее из 10 положений ("особей").

В качестве оптимизируемой функции использовалась величина запрещенной зоны между второй и третьей зонами, для вычисления которой использовалась программа `mpb` [78]. Так как симметрия конфигурации диэлектрика в ячейке фотонного кристалла во время оптимизации ничем не ограничивалась, и отличалась от симметрии кристаллической решетки, потребовался учет всех характерных точек на поверхности зоны Бриллюэна. Значения частот рассчитывались во всех направлениях волнового вектора, совпадающих с вершинами, серединами граней и серединами ребер зоны Бриллюэна. Общее число таких точек, включая начало координат, составило 75.

Для каждого элемента выбранного множества проводилось вычисление ширины запрещенной зоны. Затем выбранное множество положений разбивалось на два случайных подмножества. Из каждого подмножества проводилась выборка положений второго атома, которые давали в данном подмножестве максимальную ширину запрещенной зоны ("селекция"). Далее выполнялась процедура "скрещивания" которая заключалась в том, что из двух выбранных положений атома конструировалось третье положение. Координата нового состояния вычислялась как слу-

чайная величина из отрезка, ограниченного координатами выбранных положений.

Затем координаты полученного нового состояния с 50 % вероятностью изменялись на случайную величину из диапазона координат, ограничивающих ячейку.

Для нового состояния определялась ширина запрещенной зоны, после чего из набора положений выбиралось положение с минимальной шириной запрещенной зоны, которое выбрасывалось из множества, не зависимо от того, принадлежало ли это положение первоначальному множеству или было получено в результате модификации положения двух атомов. Исключение одного положения обеспечивало постоянство элементов в множестве ("особей" в "популяции").

Далее процесс повторялся до тех пор, пока все состояния во множестве становились неотличимы между собой с точностью до некоторой заданной величины, которая определяла точность вычислений. Любое из состояний полученного таким образом множества являлось решением задачи оптимизации.

Решение задач о расположении более двух атомов выполнялось аналогичным образом. Количество чисел  $n$ , описывающих положение "атомов" в ячейке, определялось формулой  $n = 3 \cdot (m - 1)$ , где  $m$  – количество "атомов" в ячейке.

Для контроля правильности получаемых результатов вычисления проводились несколько раз для различных начальных "популяций". В результате были получены либо идентичные структуры, либо структуры, переходящие в идентичные после применения некоторых преобразований симметрии, свойственных ГЦК решетке.

Для проверки полученных результатов также проводился расчет конечной структуры с заполнением поверхности зоны Бриллюэна равномерной сеткой направлений  $\vec{k}$ -векторов. Полученная в результате подобной проверки ширина запрещенной зоны была не менее ширины запрещенной зоны, полученной при оптимизации.

Структуры, полученные при оптимизации расположения различного количества диэлектрических шариков в ГЦК ячейке, представлены на рис. 1.9.

На рис. 1.9а представлена структура, полученная при оптимизации положения двух диэлектрических сфер в ГЦК ячейке. Расположение атомов соответствует структуре алмаза. Максимальная ширина запрещенной зоны такой структуры составляет 10% при факторе заполнения 35%, что соответствует работе [53].

Для большего количества диэлектрических сфер получены новые структуры, обладающие запрещенной зоной. На рис. 1.9b представлена структура, полученная при оптимизации положения трех диэлектрических сфер в ГЦК ячейке. График сходимости алгоритма оптимизации для решения данной задачи представлен на рисунке 1.10а. Как видно из графика, для получения результата потребовалось более 4000 итераций. Размер полученной запрещенной зоны составил 7,7%. Зонная структура полученной конфигурации фотонного кристалла представлена на рисунке 1.11а.

На рис. 1.9с представлена структура, полученная при оптимизации положения четырех диэлектрических сфер в ГЦК ячейке. График сходимости алгоритма оптимизации для решения данной задачи представлен на рисунке 1.10b. Как видно из графика, для получения результата потребовалось более 12000 итераций. Размер полученной запрещенной

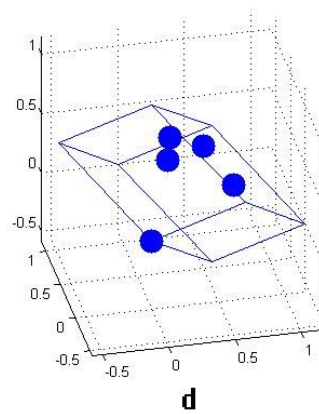
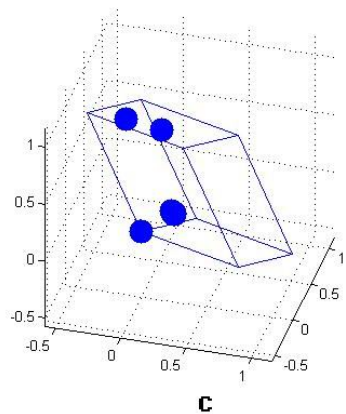
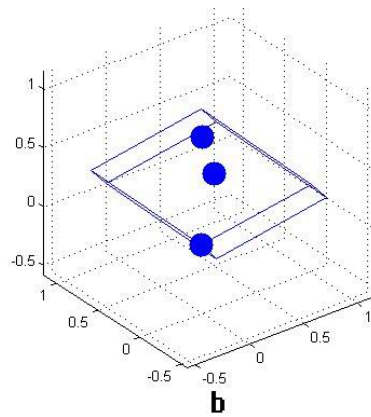
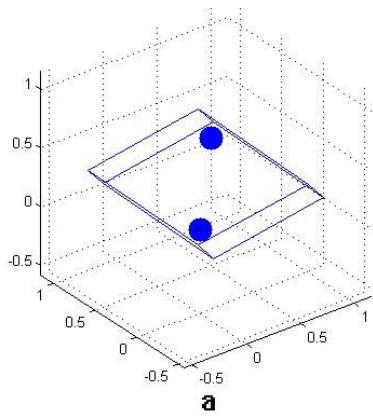
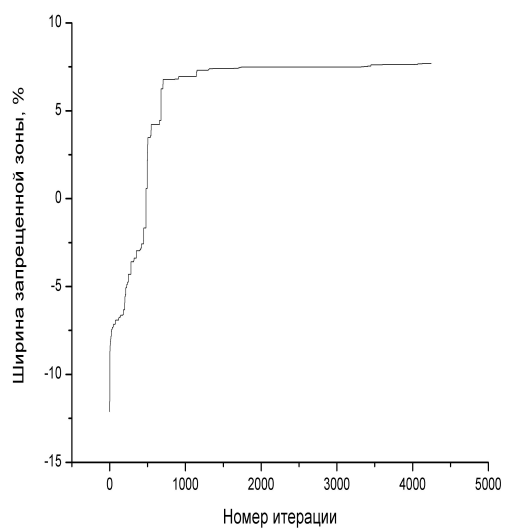
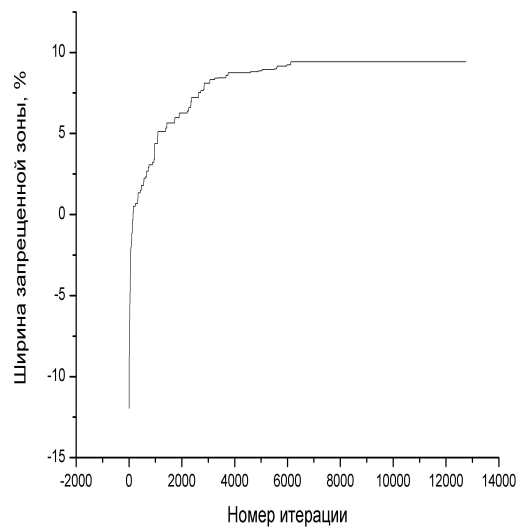


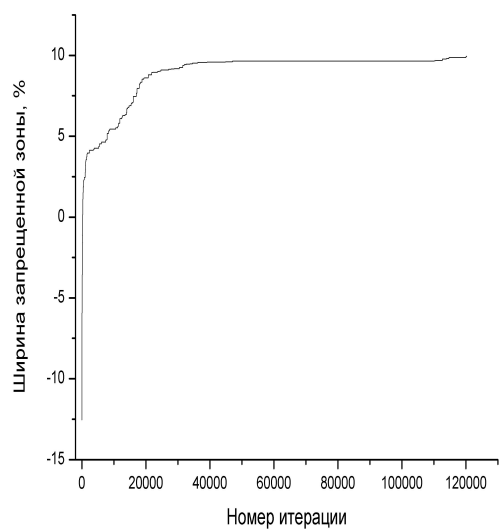
Рис. 1.9: Расположение диэлектрических сфер в ГЦК ячейке, полученное при оптимизации генетическим алгоритмом.



a

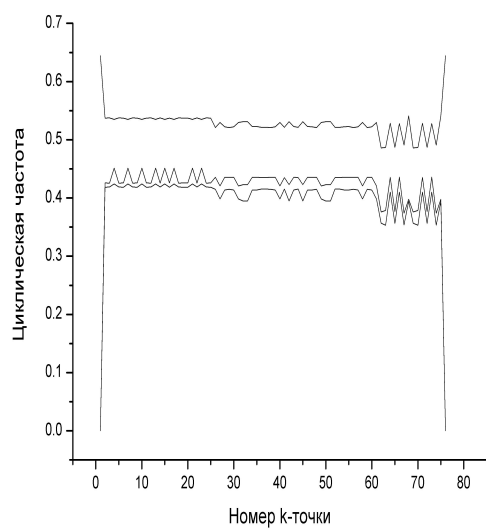


b

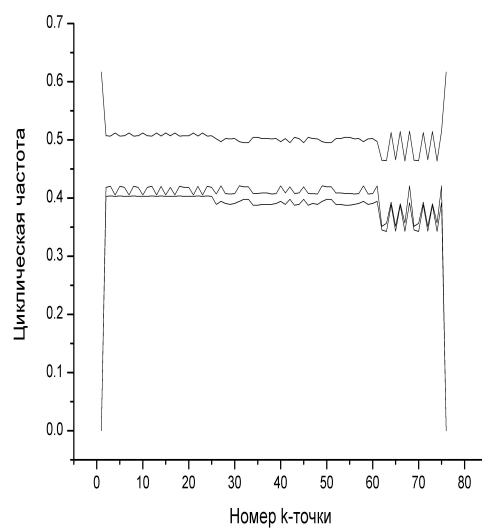


c

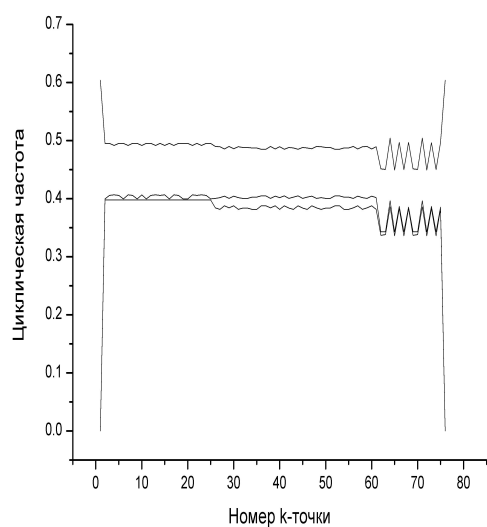
Рис. 1.10: Сходимость генетического алгоритма оптимизации: а — для трех, б — для четырех, с — для пяти диэлектрических сфер в ГЦК ячейке.



**a**



**b**



**c**

Рис. 1.11: Зонная структуры фотонного кристалла, ячейка которого состоит а — для трех, б — для четырех, с — для пяти диэлектрических сфер в ГЦК ячейке.

зоны составил 9,4%. Зонная структура полученной конфигурации фотонного кристалла представлена на рисунке 1.11b.

На рис. 1.9d представлена структура, полученная при оптимизации положения пяти диэлектрических сфер в ГЦК ячейке. График сходимости алгоритма оптимизации для решения данной задачи представлен на рисунке 1.10с. Как видно из графика, для получения результата потребовалось около 120000 итераций. Размер полученной запрещенной зоны составил 9,9%. Зонная структура полученной конфигурации фотонного кристалла представлена на рисунке 1.11с.

Схожесть зонных структур фотонных кристаллов, состоящих из трех, четырех и пяти шариков в ГЦК ячейке рис. 1.11, а также наличие явно прямолинейного участка на номерах  $k$ -точек с 1 по 60 говорит о схожести симметрии фигур, образуемых центрами шариков. Поскольку наличие в ячейке структуры с мелкими особенностями требует появления высоких гармоник для своего описания, то образование запрещенной зоны в области высших частот более вероятно для структур, состоящих из трех и более шариков. В данном же случае, так как рассматривается только запрещенная зона между второй и третьей энергетическими зонами, уместнее говорить о группах шариков с похожей симметрией, о чем свидетельствует детальное сравнение зонных структур.

## 1.4 Основные результаты главы 1

1. Исследованы зонные структуры фотонных кристаллов, получаемых методом двухволновой интерференционной литографии. Впервые показано, что максимальная величина запрещенной зоны 2-3 в координатах  $f$  и  $\theta$  достигается для симметрии, отличной от ГЦК. По-



лучен минимальный порог существования зоны по показателю преломления равный 2,14.

2. Разработан метод генетической оптимизации положения однотипных "атомов" в ГЦК решетке фотонного кристалла. Проведена оптимизация структур состоящих из двух и трех "атомов". Установлено, что оптимальной структурой, состоящей из двух диэлектрических "атомов является алмазная решетка. Обнаружены новые структуры фотонных кристаллов, состоящие из 3, 4, 5 "атомов упакованных в ГЦК решетку. Ширины запрещенных зон в новых структурах составили 7,7 %, 9,4 % , 9,9 % соответственно при показателе преломления 3,45.

## Глава 2

# Генерация второй гармоники в свинцово-фосфатных стеклах

## 2.1 Фотоиндуцированная генерация второй гармоники. Обзор литературы

Как было показано выше, фотонные кристаллы могут быть использованы для повышения эффективности протекания нелинейных процессов, таких как генерация второй гармоники. Самыми популярными материалами для изготовления фотонных кристаллов в оптическом диапазоне длин волн являются полимеры и стекла. Эти материалы являются изотропными. Изготовление фотонных кристаллов из нелинейных материалов сопряжено с определенными технологическими трудностями.

Как известно, в изотропных (центросимметричных) средах генерация второй гармоники невозможна из-за отсутствия нелинейности второго порядка  $\chi^{(2)}$  и невыполнения условия фазового синхронизма, заключающегося в требовании равенства скоростей распространения в среде излучений первой и второй гармоник. Однако в 1981 году генерация второй гармоники наблюдалась в центросимметричных средах [2, 90]. При распространения излучения неодимового лазера с длиной волны 1064 мкм через германосиликатное волокно на выходе наблюдалось излучение с удвоенной частотой. Эффективность преобразования составила  $10^{-8}$ . В 1986 году Остерберг и Маргуллис [91] наблюдали эффективную генерацию второй гармоники в волоконном световоде. Предварительно излучение неодимового лазера в течение нескольких часов пропускалось через световод (процесс приготовления), что приводило к экспоненциальному росту от времени сигнала второй гармоники, выходявшей из волокна. Была достигнута эффективность преобразования около 3%. Для объяснения эффекта в 1987 году Баранова и Зельдович [92] предложили обобщение голографии на многочастотные поля. Согласно этой работе

при воздействии излучения с неравным нулю средним кубом  $\langle E^3 \rangle$  на среду с  $\chi^{(2)} = 0$  записывается решетка:

$$\delta\chi^{(2)}(R) = \alpha E_{2\omega}(R) E_{\omega}^*(R) E_{\omega}^*(R). \quad (2.1)$$

В этом случае условие синхронизма удовлетворяется автоматически. Столен и Том в 1987 году [93] предложили теорию, согласно которой в волокне при распространении излучения первой и второй гармоник происходит упорядоченная переориентация дефектов, имеющих  $\chi^{(2)} \neq 0$ . Это приводит к записи в среде статической поляризации второго порядка:

$$P_{dc} = -\frac{3}{4}\chi^{(3)}(0 = 2\omega + \omega + \omega) |E(2\omega)^* E(\omega) E(\omega) \cos \Delta kz, \quad (2.2)$$

где  $\Delta k = k(2\omega) - 2k(\omega)$  — расстройка волнового вектора. Записанная этой поляризацией решетка может быть считана двумя фотонами первой гармоники:

$$P(2\omega) = -\chi^{(2)}(2\omega = \omega + \omega) E^2(\omega) \exp[i2k(\omega)z]. \quad (2.3)$$

В этом случае синхронизм обеспечивается тем, что в местах локального совпадения максимумов первой и второй гармоник упорядочение идет интенсивнее. Для проверки теории авторы провели приготовление волокна основным излучением и его второй гармоникой. Времени приготовления около 5 минут оказалось достаточно для генерации второй гармоники с эффективностью 0,03%.

В работе [94] было показано, что эффективная генерация второй гармоники может быть получена при использовании лазера, работающего в режиме синхронизации мод. Таким образом было получено, что эффек-

ты самомодуляции не влияют на генерацию второй гармоники в приотковленном волокне. Кроме того, было установлено, что входная ширина спектра импульса накачки ограничивает когерентную длину генерации. В работе [95] сообщалось о возможности стирания  $\chi^{(2)}$ -решеток излучением второй гармоники (при отсутствии инфракрасного излучения), а также интенсивным зеленым или голубым излучением аргонового лазера. После стирания  $\chi^{(2)}$ -решетки волокно можно было опять приготовить повторной одновременной экспозицией излучениями на основной частоте и второй гармонике. Стирание  $\chi^{(2)}$ -решетки объяснялось моделью, согласно которой при записи происходило разделение заряда, а при затирании происходила рекомбинация этого заряда. Мощность сигнала генерации второй гармоники в волокне была пропорциональна квадрату времени затирания. Улетт и соавторы [96] показали также, что гидрогенизация и термическая обработка волокна приводит к существенному увеличению эффективности генерации второй гармоники по сравнению с необработанным волокном. Хибино и соавторы [97] продемонстрировали, что наведенная  $\chi^{(2)}$ -решетка может быть стерта основным инфракрасным излучением Nd:YAG лазера в результате длительной экспозиции. Скорость распада была пропорциональна четвертой степени мощности излучения, поэтому этот эффект объяснялся двухфотонным поглощением излучения второй гармоники, генерируемой в волокне. В работе [98] докладывалось о возможности стирания решеток нагреванием и ультрафиолетовым облучением.

Улетт [99] исследовал зависимость эффективности генерации второй гармоники от поляризации и входной интенсивности инфракрасного излучения. Наблюдалось насыщение интенсивности сигнала второй гармоники при увеличении интенсивности считывающего излучения. Резуль-

тат объяснялся влиянием фазовой самомодуляции и кросс-модуляции, которые приводят к фазовой расстройке синхронизма взаимодействия. Влияние эффекта Керра на фазовый синхронизм рассматривалось в работе [100].

Ранние модели записи  $\chi^{(2)}$ -решеток, как правило, предполагали периодические изменения в изотропной среде под действием поляризации оптического выпрямления или других нелинейных процессов третьего порядка. Для их проверки в работе [101] было рассчитано статическое поле  $E$ , создаваемое поляризацией вида (2.2). Значение  $\chi^{(3)}$  для плавленого кварца позволило получить неожиданно малую величину  $E \sim 0,5$  В. Также было показано, что внешнее поле величиной порядка  $10^4$  В/см не наводит постоянной восприимчивости  $\chi^{(2)}$ .

Волновая модель генерации второй гармоники с учетом фазовой самомодуляции в одномодовых оптических волокнах со ступенчатым профилем показателя преломления описана в статье [102]. Для проверки теории использовались экспериментальные данные, полученные в работе [93]. Показан экспоненциальный характер роста эффективности преобразования частоты с увеличением длины волокна.

В 1989 году был предложен принципиально новый подход к проблеме механизма фотоиндуцированной генерации второй гармоники. Дианов и сотрудники [103] предположили, что в волокне записывается не слабое поле  $E$ , создаваемое поляризацией вида (2.2), а сильное ( $E \sim 10^4$  В/см). Объяснялось это тем, что это поле образуется как результат когерентного фотогальванического (фотовольтаического) эффекта. Ранее возможность этого эффекта в полупроводниках при межзонных переходах обсуждалась Энтиным и Баскиным [104, 105]. В отличие от обычного объемного фотогальванического эффекта, когерентный фотогальва-

нический эффект имеет место и в центросимметричной среде. В работах [103, 106] была предложена следующая модель фотоиндуцированной генерации второй гармоники. В исходном волокне в небольших концентрациях имеются центры окраски, также они появляются под действием лазерного излучения в процессе записи  $\chi^{(2)}$ -решетки. Эти центры окраски могут служить источниками фотоэлектронов в результате двухфотонной ионизации излучением накачки и однофотонной ионизации излучением второй гармоники. Асимметрия такой фотоионизации приводит к пространственно-осциллирующему когерентному фототоку. В результате разделения зарядов и захвата их ловушками в слабо освещенной области появляется сильное электростатическое поле  $E_o = -j/\sigma$  ( $j$  — плотность фототока,  $\sigma$  — фотопроводимость, зависящая от длины волны и концентрации дефектов). Это поле, действуя в изотропной среде с восприимчивостью  $\chi^{(3)}$ , создает эффективную  $\chi^{(2)}$ -восприимчивость:  $\chi^{(2)} \sim \chi^{(3)}E$ . Теория когерентного фотогальванического эффекта применительно к наведенной генерации второй гармоники была развита в работах [107–110]. Были выписаны материальные уравнения для квадратичной восприимчивости  $\chi^{(2)}$  в предположении, что она появляется под действием электростатического поля, вызванного протеканием когерентного фототока  $j$ :

$$\begin{aligned}
j &= \beta E^2(\omega) E^*(2\omega) \exp(-i\Delta kz) \\
&+ \beta_1 E^3(\omega) E^*(\omega) E^*(2\omega) \exp(-i\Delta kz) \\
&+ \beta_2 E^2(\omega) E^{*2}(2\omega) E(2\omega) \exp(-i\Delta kz) + \dots + k.c. \quad (2.4)
\end{aligned}$$

Как правило, основной вклад в эффект вносит слагаемое низшего порядка.

В работах [111–113] рассмотрено влияние предварительного радиационного воздействия на эффективность генерации второй гармоники в оптическом волокне. Было обнаружено существенное (приблизительно в 20 раз) увеличение эффективности генерации после  $\gamma$ -облучения в волокнах, сердцевина которых была легирована германием. Результат объяснялся значительным увеличением концентрации центров окраски после  $\gamma$ -облучения, или увеличением концентрации дефектов, которые обладают ненулевой поляризуемостью второго порядка (в альтернативной модели).

В работе [114] исследовалось влияние сильного электрического поля на эффективность генерации второй гармоники. Излучение аргонового лазера пропускалось через волокно, к которому было приложено электрическое поле  $E \sim 10^6$  В/см. В результате происходило значительное увеличение эффективности генерации второй гармоники при отсутствии синхронизма.

Все выше описанные исследования проводились только в оптическом волокне, генерация второй гармоники в объемных стеклах не исследовалась.

В 1990 году Селкер и Лаванди [115] сообщили о записи  $\chi^{(2)}$ -решеток в заготовках для вытяжки волокна с эффективностью  $2 \times 10^{-7}$ . Записать  $\chi^{(2)}$ -решетку в заготовке без затравки второй гармоники не удалось. В результате был сделан вывод, что при самозаписи решеток роль затравки играет излучение второй гармоники, генерируемое в волокне на границе сердцевина-оболочка. В работах [116–118] докладывалось о генерации второй гармоники в различных стеклах. Исследование объемных образцов позволило исключить влияние эффектов, связанных со свойствами волокна (фазовая самомодуляция, межмодовая дисперсия и т.д.). Диа-



нов и сотрудники использовали объемные стекла для наблюдения фотоиндуцированного разделения заряда. В работе [119] сообщалось о записи  $\chi^{(2)}$ -решеток в свинцово-силикатном стекле ЖС-4 и стекле ЖЗС - 18, легированном полупроводниковыми микрокристаллитами. Было показано, что конкретный механизм разделения заряда может различаться в разных материалах.

В работе [120] был обнаружен резкий рост эффективности генерации второй гармоники (до  $10^3$  раз) при совпадении длины волны основного излучения с пиком поглощения исследуемого материала.

### **Современные методы исследования механизмов генерации второй гармоники в стеклах**

Большая часть работ по исследованию механизмов фотоиндуцированной генерации второй гармоники в стеклах были направлены на определение распределения заряда, ответственного за формирование  $\chi^{(2)}$ -нелинейности.

В работе [121] предложен метод построения объемного распределения зарядов с высоким разрешением в фотоиндуцированной  $\chi^{(2)}$ -голограмме в объемном стекле. Метод заключается в сканировании объема голограммы фокальной перетяжкой излучения основной частоты с различным направлением поляризации и измерении интенсивности генерируемого сигнала второй гармоники, что позволило определить декартовы составляющие поля пространственного заряда. Вычисленное по этим данным распределение зарядов было аппроксимировано функцией Гаусса, промодулированной синусом в направлении распространения луча. Период картины распределения в продольном направлении определялся диспер-

сией материала. Максимумы наблюдались в точках совпадения максимумов напряженности поля в волнах с частотами  $\omega$  и  $2\omega$ .

Метод непосредственного изучения параметров области пространственного разделения зарядов фотонаведенной нелинейности был предложен в работе [122]. Суть метода заключалась в использовании эффекта избирательного травления образца раствором плавиковой кислоты. При правильно подобранных параметрах травления (концентрация кислоты, время травления) можно добиться вытравливания рельефа, отражающего распределение зарядов. Исследование рельефа проводилось с помощью атомного силового микроскопа. Была показана зависимость формы распределения от мощности затравочного излучения. При мощности ниже некоторого значения наблюдалась двусвязная картина распределения отрицательного заряда. При возрастании мощности излучений записи она постепенно перетекала в односвязную картину. Это говорит о том, что при малой мощности излучения происходило перераспределение отрицательного заряда в максимумах интенсивности, и картина носила двусвязный характер. При большой мощности происходило разделение и локализация зарядов по знаку. Травление позволяло выявить только отрицательную его часть, в результате получалась односвязная картина.

## **Методы приготовления стекол для генерации второй гармоники**

Ранее в этой главе обсуждалось только фотоиндуцированная генерация второй гармоники. В этом случае приготовление образцов осуществляется экспонированием излучением лазера и его второй гармоники (затравкой). Однако позднее были предложены и другие способы получения

разделения зарядов в стекле, а также сопутствующие методы повышения концентрации носителей заряда и ловушек. Кратко остановимся на некоторых из них.

В работе [123] показано, что гамма-облучение свинцово-силикатных стекол приводит к возникновению дополнительных центров окраски, концентрация которых зависит от дозы облучения. Это отражается в росте коэффициента поглощения, кубической оптической нелинейности, амплитуды поля объемного заряда при записи  $\chi^{(2)}$ -голограммы и, в результате, в возрастании эффективности генерации второй гармоники. Была получена линейная зависимость эффективности генерации второй гармоники от коэффициента поглощения.

В работе [124] исследовалась стабильная генерация второй гармоники в халькогенидных стеклах, наведенная электронным пучком. Наблюдался рост эффективности генерации второй гармоники при увеличении тока в пучке и разгоняющей разности потенциалов. При поляризации тонкого прилегающего к поверхности образца слоя достигнута нелинейность порядка 0,8 пм/В. Измерения величины  $\chi^{(2)}$  проводились методом Мейкера [125]. Было оценено время жизни наведенной нелинейности, которое составило  $10^7$  с.

Большое количество работ были направлены на изучение метода термического полинга, которые позволяет получать высокие нелинейности второго порядка в стекле с помощью разделения зарядов постоянным электрическим полем при нагревании. Синхронизм в этом случае не обеспечивается, и это является основным недостатком метода. В работе [126] проведено исследование зависимости процесса формирования и развития толщины нелинейного слоя от параметров полинга: температуры, приложенного поля и времени воздействия.

## Материалы для генерации второй гармоники

Впервые фотоиндуцированная генерация второй гармоники была обнаружена в кварцевых волоконных световодах, легированных германием. Позднее было показано, что этим свойством также обладают заготовки для вытяжки этого волокна [115]. В чистом плавленом кварце никакой генерации обнаружено не было. Далее генерация второй гармоники была обнаружена в свинцово-силикатных стеклах [127], причем эффективность оказалась намного выше, чем в кварцевых заготовках для волокон.

В работе [128] продемонстрирована возможность фотоиндуцированной генерации второй гармоники в халькогенидных стеклах. Нелинейность достигла величины  $10^4$  по сравнению с ниобий-теллурическим оксидным стеклом. Продемонстрирована двусвязность области наведенной нелинейности. В работе [129] также изучалась фотоиндуцированная генерация второй гармоники в халькогалогенидных стеклах. Получено характерное время темнового распада нелинейности около 6 минут.

В статье [130] проведено комплексное исследование зависимости различных параметров (проводимости, эффективности фотоиндуцированной генерации второй гармоники, эффективного времени жизни, величины поля пространственного заряда) от состава беспримесных бинарных свинцово-силикатных и тернарных барий-бор-силикатных стекол высокой степени чистоты состава. Показан неэкспоненциальный характер распада наведенной нелинейности в свинцово-силикатных стеклах. Продемонстрировано, что эффективность генерации и удельное сопротивление убывают с ростом концентрации оксида свинца, соответственно убывает напряженность поля пространственного заряда и растет характерное время жизни наведенной нелинейности. Для

тернарных стекол эффективность генерации второй гармоники имеет максимум, совпадающий с максимумом концентрации трехвалентного бора. Во всех исследуемых стеклах был обнаружен порог интенсивности основной частоты излучения приготовления, ниже которого наведение квадратичной нелинейности не происходило.

В работе [131] исследована генерация второй гармоники в газах аргона, азота и гелия под действием сфокусированного излучения CO<sub>2</sub> лазера. Явление возникновения квадратичной нелинейности объясняется неоднородностью плазмы и анизотропией градиента плотности в фокальной перетяжке. Достигнута эффективность преобразования частоты 10<sup>-5</sup>.

Особого внимания заслуживают работы [132–135]. В них исследовались стекла следующих составов: Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> – CaCl<sub>2</sub> – PbCl<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> – P<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, допированные Er и Yb; Sb<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> – BaCl<sub>2</sub> – PbCl<sub>2</sub>; Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> – CaBr<sub>2</sub> – PbCl<sub>2</sub>. Указанные материалы проявляют фотоиндуцированные нелинейности второго порядка с временами релаксации ~ 10 пс при температурах около 20 К. Это явление авторы связывали с асинхронностью колебаний электронных оболочек молекулярных кластеров. Моделирование методами молекулярной динамики дало удовлетворительное согласие с экспериментом. В работах указывается на перспективность применения этих материалов для создания пикосекундных квантово-электронных устройств.

### **Свинцово-фосфатные стекла как материал для фотоиндуцированной генерации второй гармоники**

В свинцовосиликатном стекле фотоиндуцированная генерация второй гармоники была обнаружена в 1991 году [127, 136]. Эффективность преобразования излучения во вторую гармонику в этом стекле была на поря-

док выше, чем в германосиликатных заготовках для волокна [115], поэтому это открытие вызвало повышенный интерес исследователей [137–140]. Высокую эффективность генерации в свинцовосиликатных стеклах авторы работы [136] связывали с влиянием немостикового кислорода, образующегося в присутствии ионов  $Pb^{2+}$ . Энергия немостиковой кислородной связи на 1,5 эВ ниже, чем энергия мостиковой кислородной связи [141], так что кислород мог бы служить донором электронов. Одновременная засветка стекла излучением основной частоты и когерентной второй гармоники приводит к полярно-асимметричной ионизации донорных центров с последующим захватом вылетевших электронов ловушками. В альтернативной модели [140] был рассмотрен механизм, основанный на пространственно-периодической ориентации связей  $Si-O^- - Pb^{2+} - O^- - Si$  под действием двухчастотного светового поля.

В работе [142] проводилось сравнительное исследование стекол различных составов: свинцово-силикатных и свинцово-фосфатных. Было обнаружено, что пороги пробоя свинцово-фосфатных стекол существенно выше, чем свинцово-силикатных, хотя и уменьшаются с ростом концентрации свинца. В отличие от силикатных стекол, в фосфатных стеклах не наблюдалось максимума генерации второй гармоники в области 20 мол. % метафосфата свинца [136], а эффективность преобразования во вторую гармонику растет вплоть до 40 мол. %. Исследование генерации второй гармоники в стеклах на основе системы  $Pb(PO_3)_2 - Ba(PO_3)_2$ , активированных церием, проводилось в работе [143]. Выявлено влияние примесей церия на эффективность, скорость роста и распада фотоиндуцированной генерации второй гармоники. Показано, что введение в исходное стекло 1,5 мол. % оксида церия приводит к значительному уве-

личению эффективности генерации и времени темнового распада наведенной квадратичной восприимчивости не менее, чем на два порядка.

В работе [144] показано, что легированная церием свинцово-фосфатная матрица является новой перспективной основой для стекол, обладающих ярко выраженным эффектом генерации второй гармоники и применяемых для оптоэлектронных систем хранения и обработки информации. В этой же работе определены условия записи решеток квадратичной восприимчивости в свинцовосодержащем фосфатном стекле, обладающем максимальной на настоящий момент эффективностью преобразования частоты лазерного излучения во вторую гармонику.

Работа [3] посвящена исследованию свинцово-фосфатных стекол, легированных большим количеством церия. Повышение концентрации церия вызывает резкий рост оптической прочности стекол, времени жизни наведенной  $\chi^{(2)}$ -нелинейности и эффективности генерации второй гармоники.

Таким образом, было создано множество методов приготовления образцов для генерации второй гармоники. Открыто и исследовано большое количество материалов, обладающих этим свойством. Однако достигнутые эффективности преобразования излучения во вторую гармонику не позволяют применить накопленный опыт для создания промышленных преобразователей. Основные трудности в этом направлении связаны с низкой величиной квадратичной восприимчивости, отсутствием синхронизма на больших длинах взаимодействия, проблемами концентрации излучения высокой плотности.

Как показал анализ литературы в предыдущей главе, все эти проблемы могут быть решены использованием фотонных кристаллов на осно-

ве рассмотренных сейчас стекол для создания удвоителя частоты оптического излучения. Однако требует исследования механизм генерации второй гармоники в стеклах. Коэффициент преобразования во вторую гармонику известных образцов продолжает оставаться низким, поэтому требуется проведение исследований, направленных на его повышение.



Рассмотрение кривых распада фотоиндуцированной  $\chi^{(2)}$ -нелинейности в стеклах позволяет делать выводы о свойствах стекол. В частности, это позволяет определить тепловые коэффициенты активации носителей заряда, ответственного за формирование  $\chi^{(2)}$ -решетки, и опознать эти носители. Также получаемые экспериментальные данные позволяют судить о температурной стабильности  $\chi^{(2)}$ -решеток и позволят уточнить степень влияния различных добавок на свойства стекол. Рассмотрение влияния температуры на нелинейно-оптические свойства стекол играет важную роль при создании удвоителей частоты, поскольку тепловая нестабильность свойств может нарушить работу удвоителя из-за перегрева, и ограничить область его применимости.

## 2.2 Влияние температуры на динамические свойства $\chi^2$ -голограмм

Для проведения экспериментальных исследований распадов  $\chi^{(2)}$ -нелинейности в стеклах при различных температурах была создана экспериментальная установка, схема которой изображена на рис. 2.1. В качестве источника когерентного излучения использовался твердотельный  $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$  лазер с пассивной модуляцией добротности, реализуемой фототропным затвором  $\text{LiF}$  с центрами окраски  $\text{F}^{2-}$  (2). Длина волны генерации лазера составляет 1064 нм, длительность импульса – 30 нс, частота повторения – 1-5 Гц. Энергия в импульсе могла варьироваться от 100 до 600 мкДж с помощью поляризационной системы, состоящей из фазосдвигающей слюдяной пластинки (7) и призмы Глана (11). Для получения затравочного излучения второй гармоники с длиной волны 532 нм служил кристалл КДП (8). Энергия в импульсе второй гармоники ва-

рировалась в пределах от 10 нДж до 20 мкДж вращением оси кристалла относительно оси пучка. Призма Глана позволяла получать линейно поляризованное излучение (отношение гашение призмы составляло  $10^{-5}$ ). Образец крепился на термостабилизированной платформе (15), снабженной регулируемым нагревателем, который обеспечивал плавное изменение температуры от комнатной до  $120^{\circ}\text{C}$ . Для обеспечения максимальной плотности мощности оптического излучения в образце пучки основной частоты и второй гармоники фокусировались микрообъективом (14) с фокусным расстоянием 15 мм, что позволяло получать плотность мощности  $10\text{ МВт}/\text{см}^2$ . Для регистрации сигнала использовались фотоэлектронный умножитель ФЭУ-127В (20), питаемый напряжением 1000 В, и осциллограф (21). Установка функционировала в двух режимах: режим записи (ИК светофильтр (12) выдвинут из пучка) и режим считывания (ИК светофильтр (12) находится в пучке). Для отделения сигнала второй гармоники, генерируемого стеклом, от считывающего излучения применялся сине-зеленый светофильтр (18). Измерительная схема позволяла регистрировать энергию в диапазоне от 1 до 150 фДж. Для регистрации более мощного импульса применялись наборы калиброванных нейтральных светофильтров (19).

В экспериментальных исследованиях использовались изготовленные в государственном оптическом институте им. Вавилова два образца стекла разных составов: АГ-91 — 15 мол. %  $\text{PbO}$  и 50 мол. %  $\text{P}_2\text{O}_5$ ; ФСЦ-3 — 16,1 мол. %  $\text{PbO}$ , 1,5 мол. %  $\text{eO}_2$  и 50 мол. %  $\text{P}_2\text{O}_5$ . Как показали ранние исследования, основным компонентом, определяющим свойства этих стекол является  $\text{PbO}$ . Как указывалось в обзоре литературы, допирование свенцово-фосфатных стекол ионами церия приводит к увеличению эффективности генерации второй гармоники [3], однако влияние церия

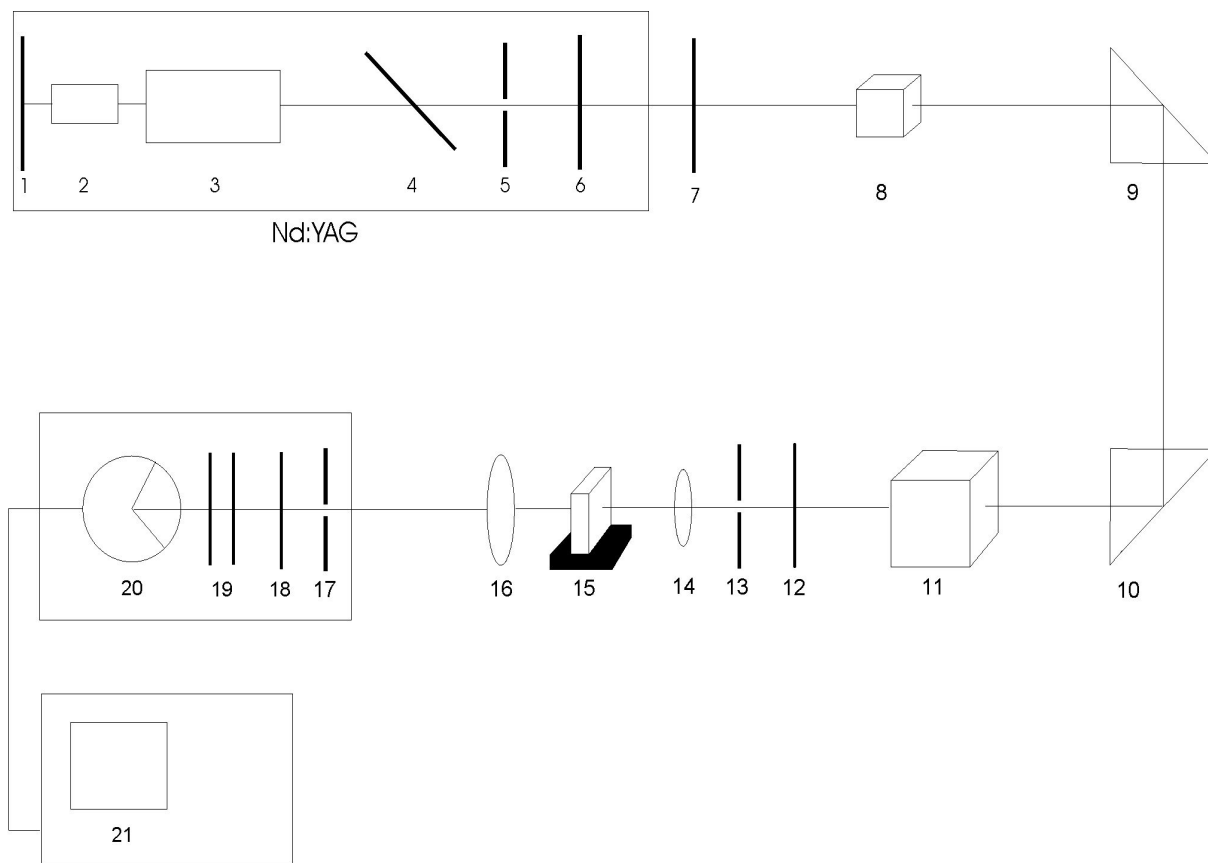


Рис. 2.1: Схема экспериментальной установки для проведения эксперимента по измерению кривых распадов  $\chi^{(2)}$ -нелинейности в объемных стеклах при различной температуре: 1 — заднее глухое зеркало лазера, 2 — оптический затвор, 3 — квантрон, 4 — стеклянная пластинка, 5, 13, 17 — диафрагмы, 6 — полупрозрачное зеркало, 7 — слюдяная фазосдвигающая пластинка, 8 — КДП, 9, 10 — стеклянные призмы, 11 — призма Глана, 12 — ИКС, 14 — микрообъектив, 15 — исследуемый образец стекла на термостабилизированной платформе, 16 — собирающая линза, 18 — СЗС, 19 — НС, 20 — ФЭУ, 21 — осциллограф.

на зависимость свойств наведенной нелинейности от температуры проведено не было. Именно этим обстоятельством обусловлен выбор образцов.

Образцы представляли из себя пластинки толщиной около 8 мм с параллельными полированными гранями. Исследования проводились при температурах, при которых распад проходил достаточно быстро (несколько часов), но в то же время не слишком высоких, препятствующих записи решеток. Образцы закреплялись в специальный термостабилизированный держатель и нагревались до требуемой температуры в течение нескольких часов. Затем проводилась запись  $\chi^{(2)}$ -голограммы, которая заключалась в продолжительном освещении сфокусированным в объем образца излучением основной частоты лазера и его второй гармоникой (затравкой). Экспонирование проводилось до насыщения, то есть до тех пор, пока сигнал генерируемой стеклом второй гармоникой не переставал возрастать. Мощность записывающего излучения подбиралась ниже порога пробоя образца при максимальной температуре, используемой в эксперименте. Мощность излучения затравки составляла около 1 % от мощности излучения на основной частоте. Записывающие пучки фокусировались микрообъективом вглубь образца на 1 мм от передней грани. Фокусное расстояние микрообъектива подбиралось таким образом, чтобы не только обеспечить максимально возможную плотность мощности в области фокальной перетяжки (радиус перетяжки составил 3 мкм), но и достичь максимальной степени перекрытия перетяжек пучков в условиях дисперсии. При этом на длину фокальной перетяжки (длину  $\chi^{(2)}$ -голограммы), которая составила 30 мкм, укладывалось несколько периодов распределения пространственного заряда, обусловленных

разностью фаз записывающих волн, вызванной дисперсией в материале образца.

После записи наблюдался процесс темнового распада  $\chi^{(2)}$ -голограммы, обусловленный тепловой релаксацией упорядоченного объемного заряда. Указанный процесс протекал в условиях постоянной температуры. Распад фиксировался при кратковременном (1-3 импульса) считывании  $\chi^{(2)}$ -голограммы, то есть при облучении ее основной частотой лазера и наблюдении сигнала второй гармоники, генерируемой в образце.

Графики зависимости энергии второй гармоники, генерируемой стеклом, от времени распада при различных температурах приведены на рисунках 2.2, 2.3, 2.4. Для стекла АГ-91 приведено два графика (рис. 2.2 и 2.3), поскольку образец проявил слабую зависимость скорости распада от температуры, а интервал изменения температуры достаточно широк. Как можно видеть из графиков, зависимости имеют экспоненциальный характер. При повышении температуры экспоненты имеют более крутой наклон. Можно видеть, что допированное церием стекло ФСЦ-3 (рис. 2.4) проявляет более выраженную зависимость скорости распада от температуры, чем другие стекла. Однако при температурах близких к комнатной в этом стекле скорость распада  $\chi^{(2)}$ -нелинейности наименьшая среди всех.

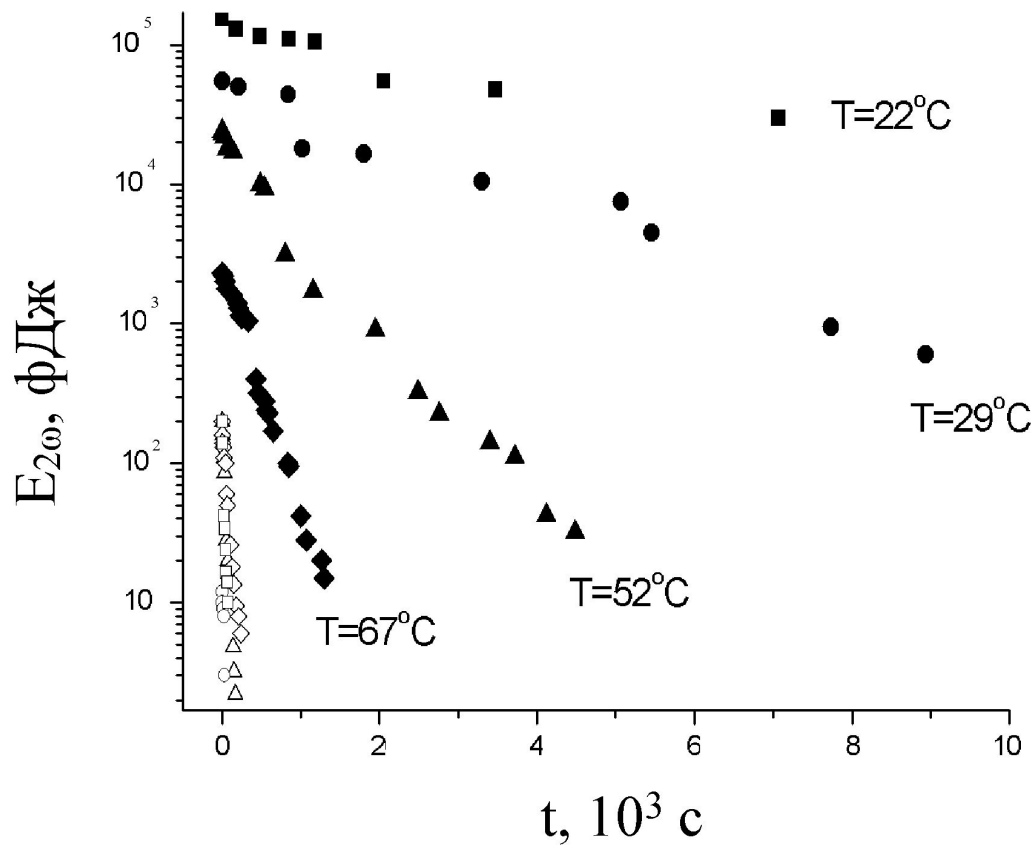


Рис. 2.2: Зависимость энергии импульса второй гармоники от времени в стекле АГ-91 при различных температурах (низкие температуры, масштаб логарифмический).

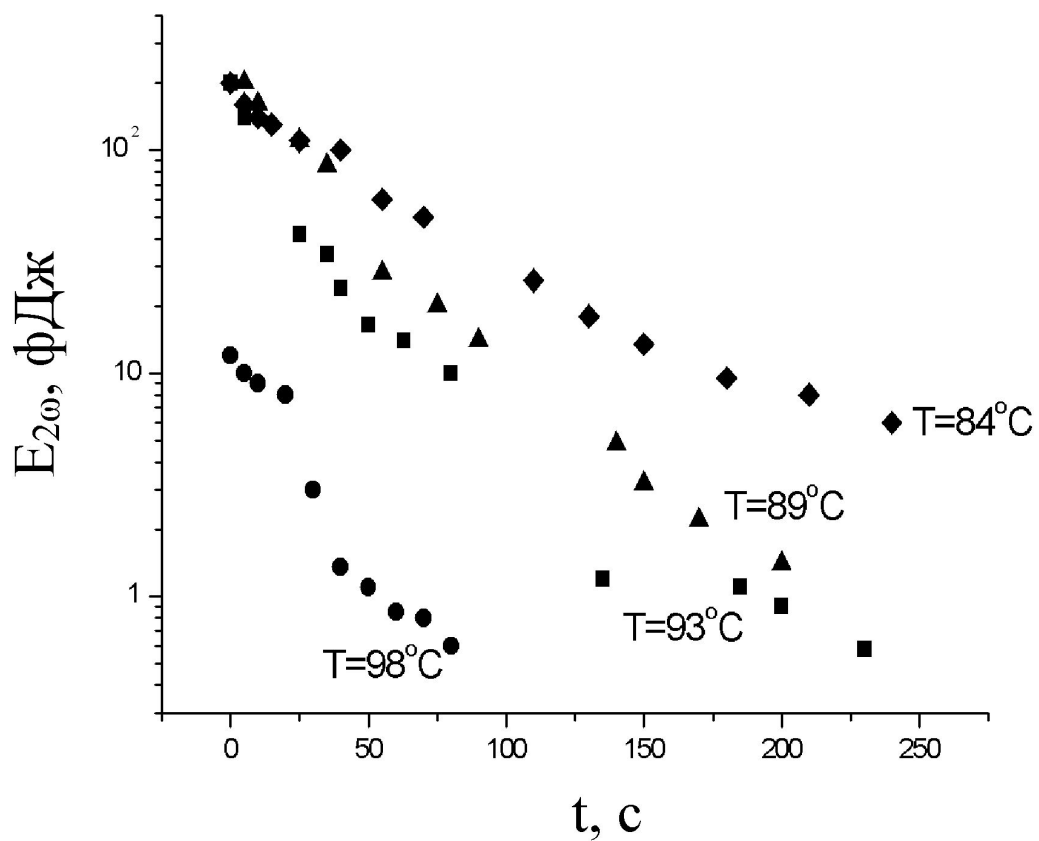


Рис. 2.3: Зависимость энергии импульса второй гармоники от времени в стекле АГ-91 при различных температурах (высокие температуры, масштаб логарифмический).

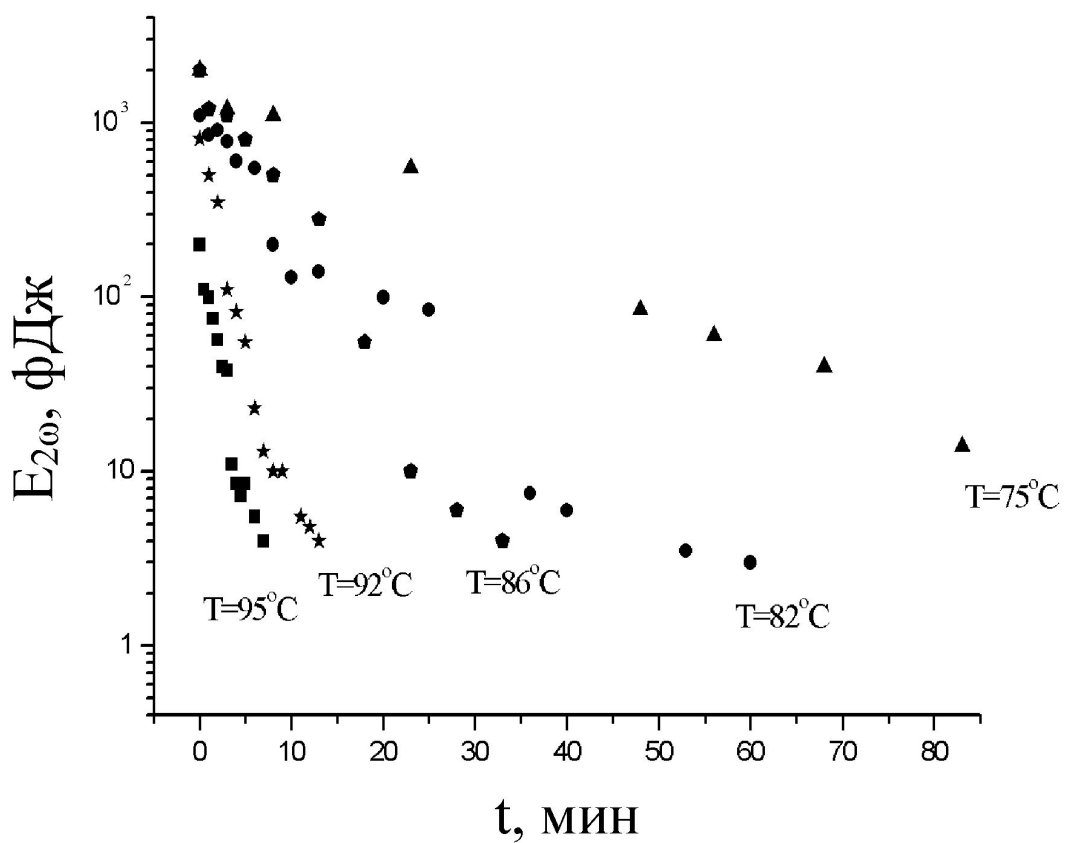


Рис. 2.4: Зависимость энергии импульса второй гармоники от времени в стекле ФСЦ-3 при различных температурах (масштаб логарифмический).



## 2.3 Температурные коэффициенты активации

Приведенные на рисунках 2.2, 2.3, 2.4 графики термических распадов  $\chi^{(2)}$ -нелинейности в различных стеклах представляют собой тепловую рекомбинацию объемного заряда в стекле. Все зависимости носят экспоненциальный характер. При повышении температуры наблюдается более крутой спад экспоненты, что отражает более быстрый распад  $\chi^{(2)}$ -нелинейности, что свидетельствует о повышении электропроводимости материала образцов. Каждая из кривых распада может быть описана математически следующим выражением:

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau_r}},$$

где  $\tau_r$  - характерное время распада  $\chi^{(2)}$ -решетки, которое определяется коэффициентом наклона прямых  $a$  на вышеуказанных графиках:

$$\tau_r = \frac{\lg e}{a}.$$

Время максвелловской релаксации объемного заряда  $\tau$  будет иметь вид:

$$\tau = 2\tau_r,$$

поскольку

$$E = E_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, I \sim E^2$$

Таким образом, эффективную электропроводность стекла можно определить следующим образом:

$$\sigma = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\tau} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2\tau_r},$$

где  $\varepsilon$  — неизвестная статическая диэлектрическая проницаемость стекла, которая принимается равной единице. Указанное допущение не влияет на характер получаемых зависимостей, так как интерес представляет только качественный ход кривых, а диэлектрическая проницаемость изучаемых составов стекол предполагается близкой по величине. Прямое же измерение этой величины сопряжено с определенными трудностями. Таким образом, получаемые далее величины являются нормированными на диэлектрические проницаемости конкретных стекол.

На рисунке 2.5 представлены графики зависимости электропроводности исследуемых стекол от обратной температуры. По оси ординат масштаб логарифмический. Как видно из графиков, стекла АГ-91 и ФСЦ-3 ведут себя как полупроводники, так как их зависимость электропроводности от температуры может быть описана выражением:

$$\sigma = \sigma_0 e^{\frac{-E_a}{kT}},$$

где  $E_a$  — энергия активации носителей заряда. Несложные расчеты показали, что  $E_{a-91} = 0,62$  эВ,  $E_{a-3} = 1,4$  эВ. Сравнивая полученные значения энергий активации носителей заряда, а также полученные графические зависимости, можно сделать вывод о том, что добавление небольшого количества церия в матрицу свинцово-фосфатного стекла

- повышает порог пробоя материала,
- увеличивает эффективность генерации второй гармоники,
- значительно увеличивает характерное время жизни наведенной  $\chi^{(2)}$ -нелинейности,
- усиливает зависимость характерного времени жизни  $\chi^{(2)}$ -нелинейности от температуры.

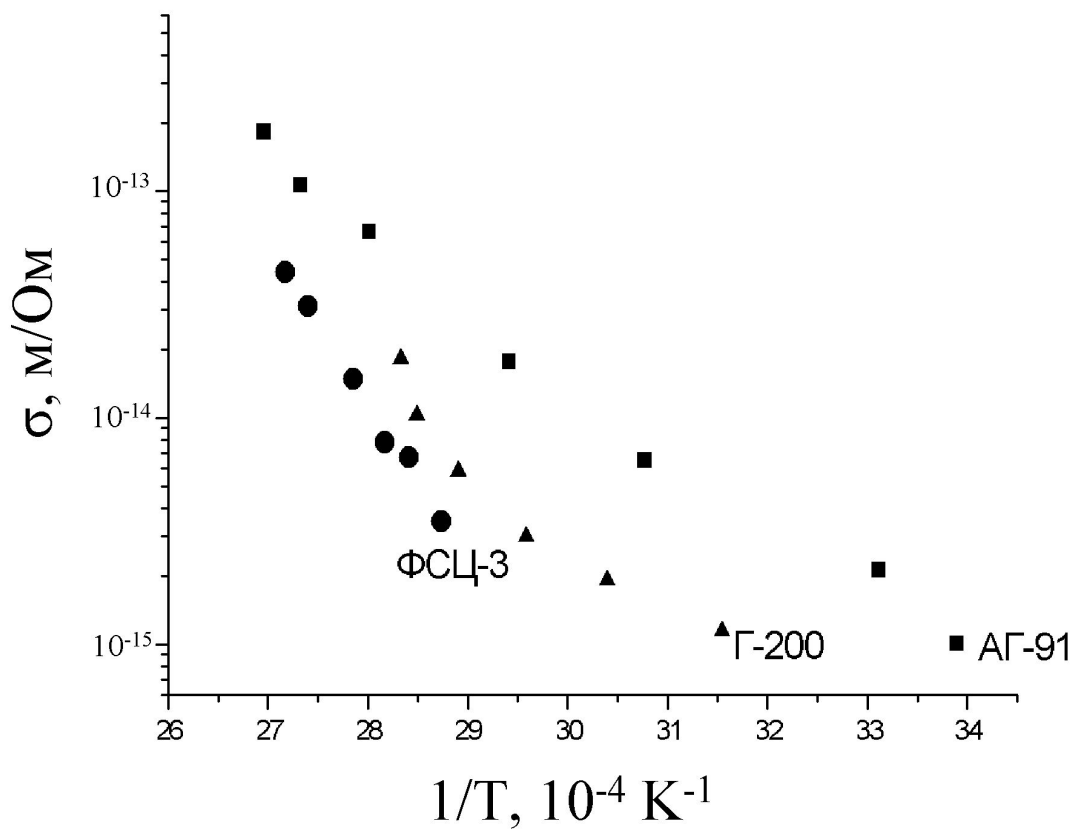


Рис. 2.5: Зависимости электропроводности стекол от температуры (масштаб логарифмический).

Подводя итог, можно сказать, что допирование свинцово-фосфатных стекол ионами редкоземельных элементов ведет к заметному изменению свойств стекол (порога пробоя, генерация второй гармоники, временной стабильности, зависимости от температуры). Для создания преобразователей частоты необходимо большое время жизни наведенной квадратичной нелинейности, высокий порог пробоя. Допирование стекол ионами редкоземельных элементов позволяет улучшить эти параметры.

Проведенные исследования показали, что свинцово-фосфатные стекла обладают высокой величиной наведенной  $\chi^{(2)}$ -нелинейности, высоким временем жизни решетки и поэтому являются перспективными материалами для создания преобразователей частоты лазерного излучения на основе фотонных кристаллов.

## 2.4 Измерение кубической оптической нелинейности

Как было сказано выше, теория генерации второй гармоники утверждает, что квадратичная оптическая нелинейность  $\chi^{(2)}$  образуется в результате воздействия статического поля пространственно разделенного заряда на кубическую нелинейность среды  $\chi^{(3)}$ :

$$\chi^{(2)} \sim \chi^{(3)} E_{dc}.$$

Как видно из этого выражения, эффективность генерации второй гармоники выше в тех материалах, где величина  $\chi^{(3)}$  больше. По этой причине практический интерес представляет измерение кубической нелинейности стекол, что позволит сделать вывод о влиянии составов на их нелинейно-оптические свойства.

Схема экспериментальной установки для измерения кубической оптической нелинейности  $\chi^{(3)}$  изображена на рисунке 2.6. Конструкция установки за некоторыми исключениями во многом аналогична установке, описанной в предыдущем параграфе. Отсутствуют кристалл КДП и термодержатель. Сине-зеленый фильтр заменен на ультрафиолетовый. Образец закреплен на микроподвижке (13).

Для проведения экспериментальных исследований использовались наборы стекол АГ-86, АГ-87, АГ-88 — свинцово-кальциевые, АГ-89, АГ-90, АГ-91 — свинцово-стронциевые и плавленый кварц, как эталон для измерения. Информация об образцах представлена в таблице 2.1.

Измерение кубической оптической нелинейности  $\chi^{(3)}$  проводилось методом генерации третьей гармоники на границе раздела воздух-стекло. С помощью короткофокусной линзы пучок фокусировался на передней грани образца. Предварительно была подобрана максимальная плотность мощности излучения, не вызывающая пробоя образцов. Для точного попадания перетяжки на переднюю грань применялась микроподвижка. Осуществлялось перемещение изучаемого образца навстречу пучку до получения максимальной генерации третьей гармоники. На выходе из образца излучение собирающей линзой фокусировалось в ФЭУ, подключенный к осциллографу. Ультрафиолетовым светофильтром третья гармоника отделялась от ИК излучения. Также с помощью спектрофотометра были проведены исследования коэффициентов пропускания исследуемых в эксперименте материалов на длине волны третьей гармоники неодимового лазера 355 нм (таблица 4.1). Результаты измерения величины генерации третьей гармоники в пересчете на коэффициенты пропускания представлены на

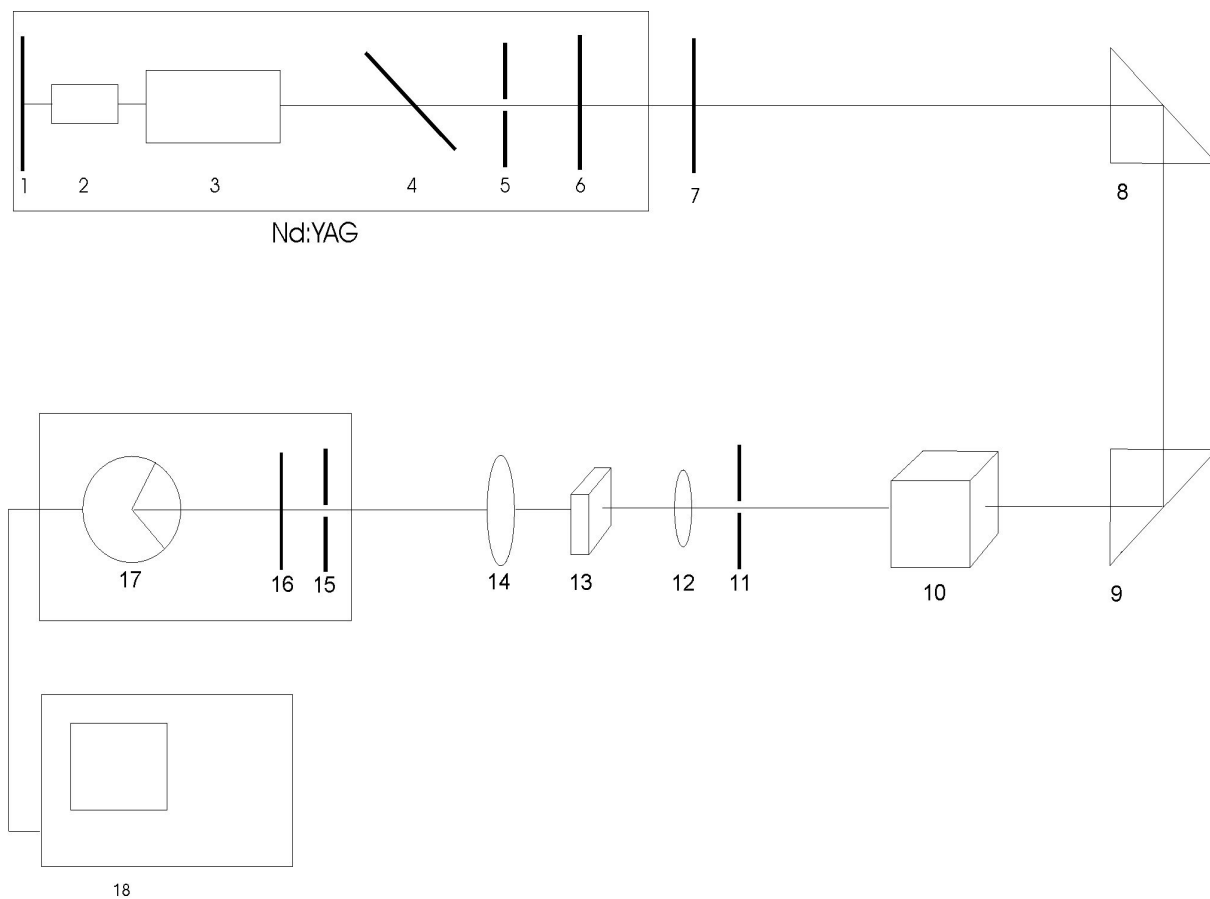


Рис. 2.6: Экспериментальная установка для измерения кубической оптической нелинейности: 1 — заднее глухое зеркало лазера, 2 — оптический затвор, 3 — квантрон, 4 — стеклянная пластинка, 5,11,15 — диафрагмы, 6 — полупрозрачное зеркало, 7 — поляризатор (слодяная пластинка), 8,9 — стеклянные призмы, 10 — призма Глана, 12 — микрообъектив, 13 — исследуемый образец стекла на микроподвижке, 14 — собирающая линза, 16 — УФ светофильтр, 17 — ФЭУ-127, 18 — осциллограф.

Таблица 2.1: Свойства образцов.

Образец	Состав, %	Коэффициент пропускания, 1/мм
КУ	Плавленый кварц	0.0535
	$Pb(PO_3)_2 - Ca(PO_3)_2$	
АГ-86	79.2-20.8	0.0349
АГ-87	64.8-35.2	0.0424
АГ-88	44.1-55.9	0.0228
	$Pb(PO_3)_2 - Sr(PO_3)_2$	
АГ-89	77.6-22.4	0.0806
АГ-90	59.8-40.2	0.0394
АГ-91	38.9-61.1	0.0256

рисунке 2.7. Следует отметить немонотонный характер зависимостей энергии третьей гармоники от концентрации свинца.

Как видно из графиков, представленных на 2.7, обе зависимости имеют максимум генерации третьей гармоники (другими словами максимум компонент эффективной  $\chi^{(3)}$ -нелинейности) на первом графике — при концентрации метафосфата свинца около 25 мол. %. Поскольку в рамках рассматриваемой теории ключевым является выражение

$$\chi^{(2)} \sim \chi^{(3)} E_{dc},$$

а в работе [3] (рис. 2.7, нижний график) продемонстрирован монотонный рост эффективности генерации второй гармоники при увеличении содержания свинца в образцах, то можно сделать вывод, что состав образцов оказывает сложное и неоднозначное влияние на нелинейно-оптические свойства: немонотонное изменение кубической нелинейности с одной стороны и величину поля насыщения объемного заряда с другой.

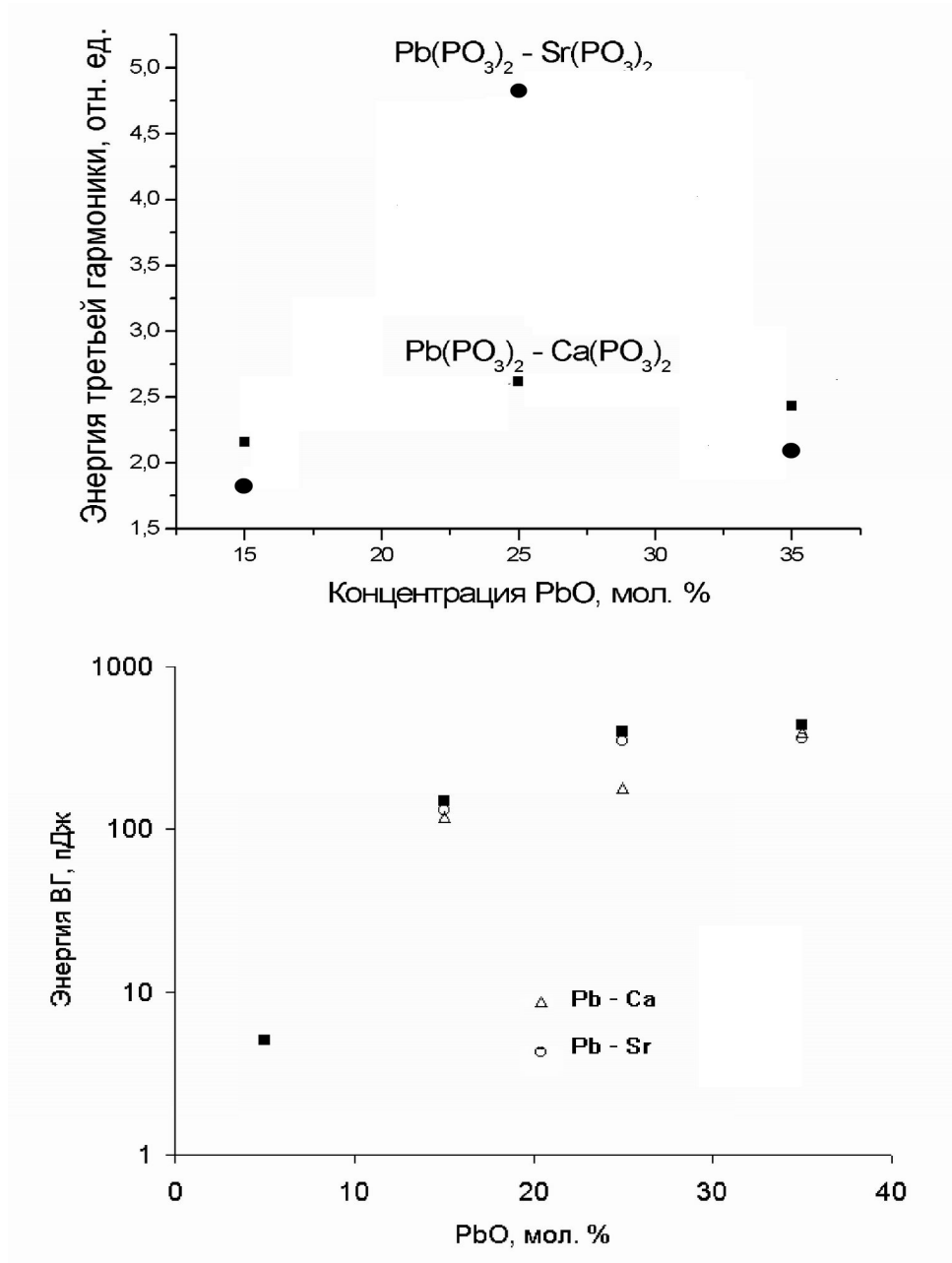


Рис. 2.7: Зависимости энергий импульса третьей и второй гармоники, генерируемой стеклом, от концентрации PbO.



## 2.5 Основные результаты главы 2

1. Экспериментально исследовано влияние температуры на динамические свойства  $\chi^2$ -голограмм. Определены температурные коэффициенты активации носителей заряда в свинцово-фосфатных стеклах.
2. Экспериментально исследована кубическая оптическая нелинейность в свинцово-фосфатных стеклах. Проведен анализ влияния кубической оптической нелинейности на эффективность генерации второй гармоники в свинцово-фосфатных стеклах. Установлено, что повышение эффективности генерации второй гармоники в свинцово-фосфатных стеклах при увеличении концентрации метафосфата свинца, связано с ростом амплитуды поля пространственного заряда.
3. Показано, что свинцово-фосфатные стекла являются перспективным материалом для создания фотонно-кристаллических преобразователей частоты лазерного излучения.

## Глава 3

# Генерация второй гармоники в фотонных кристаллах

### 3.1 Генерация второй гармоники в фотонных кристаллах. Обзор литературы

Впервые о нелинейных процессах в условиях периодической среды было заявлено в работе [145]. В работе рассматривалась периодически модулированная нелинейность второго порядка, которая приводила к брегговской дифракции излучения оптических гармоник, в следствие чего направление распространения луча гармоники отличалось от направления основного излучения. Процесс получил название нелинейной дифракции.

После появления термина фотонный кристалл среды с периодической оптической нелинейностью, но без модуляции линейной части диэлектрической проницаемости, стали обозначать термином нелинейный фотонный кристалл.

Все работы по генерации второй гармоники в фотонных кристаллах можно разделить на две группы. Первая — генерация второй гармоники в средах с периодически модулированной нелинейностью. Вторая — генерация второй гармоники с использованием фотонных кристаллов.

Работы первой группы направлены на создание в нелинейной среде фазового квази-синхронизма. Для эффективного протекания нелинейного процесса на большой длине взаимодействия необходимо равенство скоростей распространения исходной и полученной волны (например, первой и второй гармоник). Это условие называется фазовым синхронизмом и всегда трудно выполнимо из-за дисперсии материала. В нелинейной среде преобразование излучения во вторую гармонику происходит на длине  $L_c = \lambda_0^\omega / 4(n^{2\omega} - n^\omega)$ , называемой эффективной длиной взаимодействия. При достижении этой длины начинается обратный процесс

перекачки энергии. Если по достижении длины  $L_c$  сменить знак нелинейности, то процесс продолжится еще на длину  $L_c$ . Таким образом, если сделать нелинейность периодической по знаку, то будет достигнуто условие фазового синхронизма. Этот метод увеличения эффективности преобразования впервые был предложен в работе [146], а в работе [147] была впервые получена подобная структура.

В работе [148] экспериментально получены и исследованы фотонные кристаллы из ниобата лития, однородные по показателю преломления, но периодические по распределению квадратичной нелинейности. Структуры получены методом выращивания ниобата лития в предварительно приготовленной двумерной гексагональной матрице из фоторезиста. Фазовый синхронизм при генерации второй гармоники был обусловлен разными направлениями волновых векторов в  $k$ -пространстве для основной и удвоенной частот излучения. Получена эффективность преобразования 60 пикосекундного лазера.

В работе [149] экспериментально получен фотонный кристалл из гексагонально упорядоченных доменов нелинейного материала танталата лития. Упорядочение достигнуто благодаря использованию электрического поля. Получена генерация второй гармоники, волновые вектора излучения которой распределены в пространстве по конусу. Получена эффективность преобразования 14

Авторы работы [150] изготовили и исследовали 30 фотоннокристаллических структур, состоящих из (111) и (100) ориентированных отверстий в GaAs. Структура позволила снизить в 3 раза двухфотонное поглощение волны, поляризованной поперечно направлению (111). Это повысило эффективность преобразования.

В работе [151] обнаружена генерация второй гармоники в мембране из ниобата лития с просверленными отверстиями. Использовался низко-мощный непрерывный лазер с длиной волны, используемой в волоконной связи. Коэффициент преобразования составил  $6,4 * 10^{-9}$  при мощности входного излучения 53 мкВ.

В работе [152] проведено теоретическое исследование генерации второй гармоники в одномерном фотонном кристалле из нелинейного материала. Оптимизирована структура фотонного кристалла и фактор заполнения для получения максимальной эффективности. Установлено, что максимальная эффективность генерации достигается при условии попадания основной и удвоенной частот в нижние края запрещенных зон.

Работы второй группы направлены на создание фотонных кристаллов с запрещенной зоной для генерации второй гармоники. Генерация может происходить как на границах раздела диэлектриков, где локально нарушается симметрия, связанная с центром инверсии, так и в нелинейной среде одного из диэлектриков. В этом случае для удовлетворения условию фазового синхронизма используется возникновение на длинах волн вблизи запрещенной зоны полосы аномальной дисперсии [153, 154].

В работе [155] рассматриваются фотоннокристаллические волокна для генерации второй гармоники. В волокнах для удовлетворения условия фазового синхронизма используется межмодовая дисперсия.

Таким образом, проведенный анализ литературы демонстрирует необходимость исследования возможности создания фотоннокристаллического материала для генерации второй гармоники в видимой области спектра.

В рамках данного исследования необходимо решить следующие задачи:

1. Найти фотонно-кристаллические структуры с запрещенной зоной, имеющие низкий порог существования запрещенной зоны по показателю преломления, наметить пути понижения этого порога в известных структурах.
2. Исследовать возможность создания материала на основе свинцово-фосфатных стекол, обладающий высоким коэффициентом преобразования излучения во вторую гармонику.

## 3.2 Генерация второй гармоники в одномерном фотонном кристалле

Одной из задач данной работы является исследование генерации второй гармоники в одномерном фотонном кристалле, состоящем из разделенных воздушными промежутками слоев материала, способного к фотоиндуцированной генерации второй гармоники, с наведенной нелинейностью второго порядка. Для выполнения поставленной задачи необходимо:

- рассчитать распределение полей световой волны на основной и удвоенной частотах в заданном фотонном кристалле (соответствует процессу записи решетки квадратичной нелинейности);
- рассчитать распределение наведенной  $\chi^{(2)}$ -нелинейности в соответствии с принятой в главе 1 моделью, согласно которой  $\chi^{(2)}(R) = \alpha \cdot E_{2\omega}(R)E_{\omega}^*(R)E_{\omega}^*(R)$ , где  $\alpha$  – эмпирический коэффициент, который определяется микроскопическими механизмами формирования решетки пространственного заряда (примем  $\alpha = 0,01$ , на что дают основания эксперименты по генерации второй гармоники в стеклах, описанные ниже);
- рассчитать эффективность генерации второй гармоники в фотонном кристалле с полученным распределением  $\chi^{(2)}$ -нелинейности.

Для проведения перечисленных вычислений использовался программный пакет МЕЕР [156], реализующий FDTD метод [157] решения волнового уравнения.

### 3.3 Распространение света в одномерном фотонном кристалле

Для моделирования распространения электромагнитных волн в слоистой среде с помощью программного пакета МЕЕР была задана расчетная ячейка, которая содержала структуру с периодически распределенным показателем преломления – одномерный фотонный кристалл, представленный на рис. 3.1. Были использованы чередующиеся слои стекла и воздуха с показателями преломления  $n = 1,5$  и  $n = 1$ . Размер стеклянных пластинок задавался равным  $\lambda/6$ , а расстояние между ними составляло  $\lambda/4$ . Таким образом структура образовывала чередующиеся слои, длина оптического пути каждого слоя равнялась четверть длины волны.

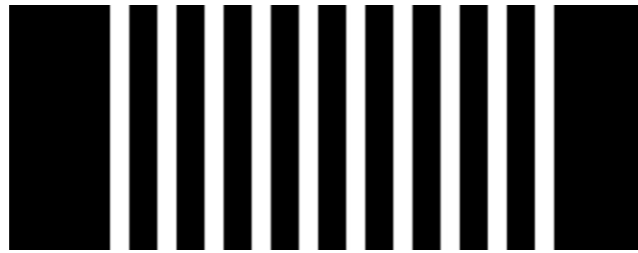


Рис. 3.1: Одномерный фотонный кристалл. Белым изображен материал с  $n = 1,5$ , черным изображена воздушная среда с  $n = 1$ .

В процессе моделирования программа вычислялось распределение полей для источников с частотами  $f_1$  и  $2f_1$  в заданной ячейке в указанные промежутки времени.



### 3.4 Расчет эффективности преобразования излучения во вторую гармонику в одномерном фотонном кристалле из изотропного материала

Проведено несколько численных экспериментов по распространению двух волн с частотами, отличающимися в 2 раза. В качестве первой гармоники была выбрана длина волны  $\lambda = 1,064$  мкм. Рассматриваемая структура фотонного кристалла обладала запрещенной зоной с центром на длине волны  $\lambda = 1,064$  мкм.

Произведен расчет распространения излучения с длиной волны  $\lambda_1 = 1,064$  мкм и  $\lambda_2 = 0,532$  мкм. На рисунке 3.2 представлен график зависимости интенсивностей указанных первой и второй гармоник при распространении в одномерном фотонном кристалле. и ее второй гармоники. Из рисунка 3.2 видно, что наблюдается постепенное спадание до нуля интенсивности первой гармоники, что обусловлено попаданием излучения с этой длиной волны в центр запрещенной зоны фотонного кристалла.

Вычислив зависимость поля излучения на основной частоте от координаты  $E_\omega(x)$  и зависимость поля излучения второй гармоники  $E_{2\omega}(x)$ , можно получить  $\langle E^3(x) \rangle$ . Зависимость  $\langle E^3(x) \rangle$  определяет запись фотоиндуцированной  $\chi^{(2)}$ -решетки полем двухчастотной световой волны. Полученное распределение представлено на рисунке 3.3 Из рисунка 3.3 видно, что  $\chi^{(2)}$ -нелинейность не образуется в воздушных промежутках, и для удобства дальнейших вычислений величина  $\langle E^3(x) \rangle$  там приравнена к нулю. Полученное распределение среднего куба поля  $\langle E^3(x) \rangle$  использовалось для задания  $\chi^{(2)}$ -нелинейности в фотонном кристалле с учетом выбранного ранее коэффициента  $\alpha = 0,01$ .

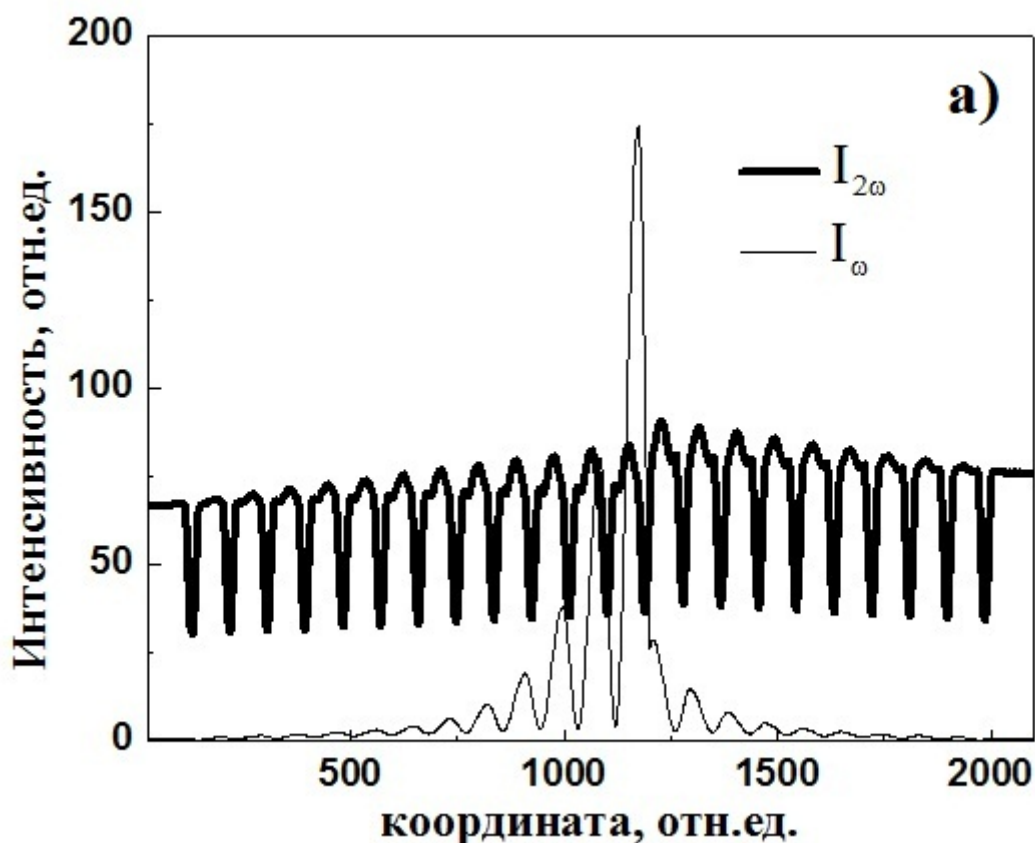


Рис. 3.2: Распространение излучения первой и второй гармоники в одномерном фотонном кристалле, длина волны источника 1,064 мкм.

Моделировалось распространение гауссовского волнового пакета с максимумом на длине волны  $\lambda = 1,064$  мкм через фотонный кристалл с заданной описанной выше нелинейностью. Вычислялась зависимость мощности от длины волн излучения, вышедшего из структуры. Полученная зависимость представлена на рис. 3.4.

Из рисунка 3.4 видно, что максимум излучения на основной частоте располагается в центре запрещенной зоны 1. Этот максимум по краям сопровождается двумя характерными частотными провалами, соответствующими склонам границ зоны, расположение которых обозначено пунктирными линиями. Максимальная интенсивность излучения основной частоты достаточно мала и составляет  $10^{-4}$  интенсивности излучения на входе из-за его попадания в центр запрещенной зоны. На рис.

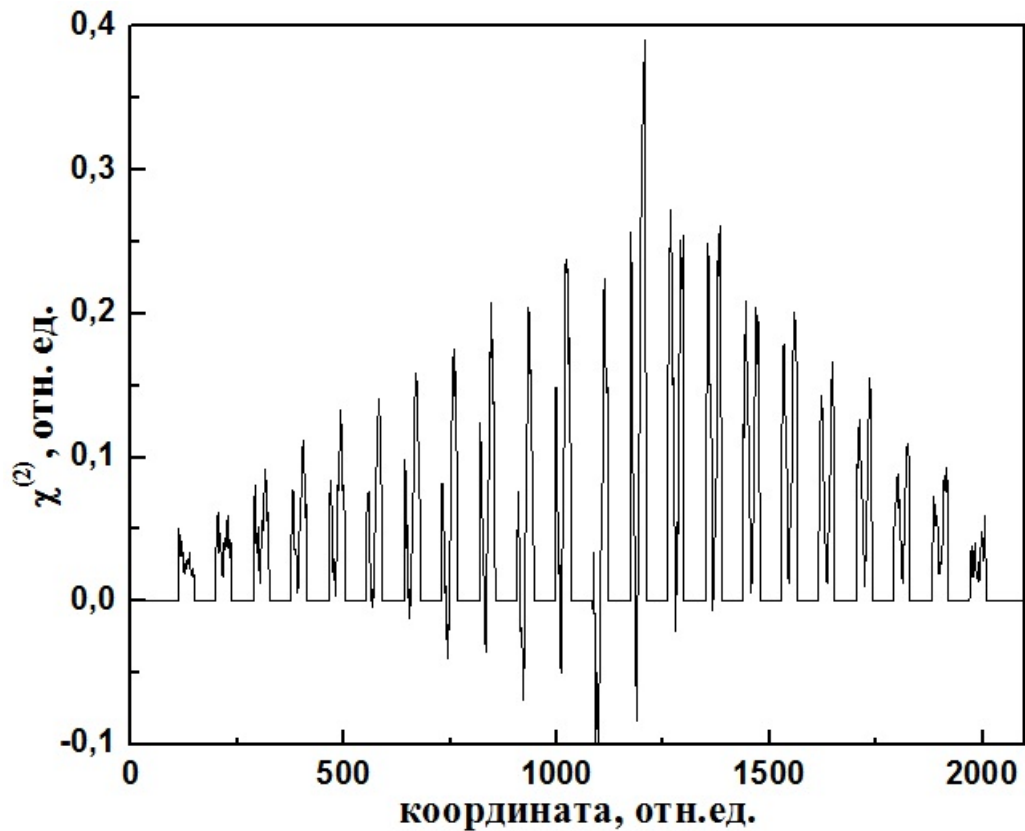


Рис. 3.3: Распределение среднего куба поля от двух частот в объеме фотонного кристалла при длине волны первой гармоники, равной 1.064 мкм.

3.4 можно видеть пик излучения на длине волны второй гармоники, интенсивность которого составляет  $10^{-5}$  от интенсивности излучения на основной частоте. Коэффициент преобразования  $p$  излучения во вторую гармонику составил  $1.7 \times 10^{-5}$ . Низкий коэффициент обусловлен попаданием излучения основной частоты в центр запрещенной зоны и, как следствие, малой амплитудой наведенной квадратичной нелинейности.

Таким образом, показана возможность генерации второй гармоники в одномерном фотонном кристалле, состоящем из слоев материала, способного к фотоиндуцированной генерации второй гармоники.

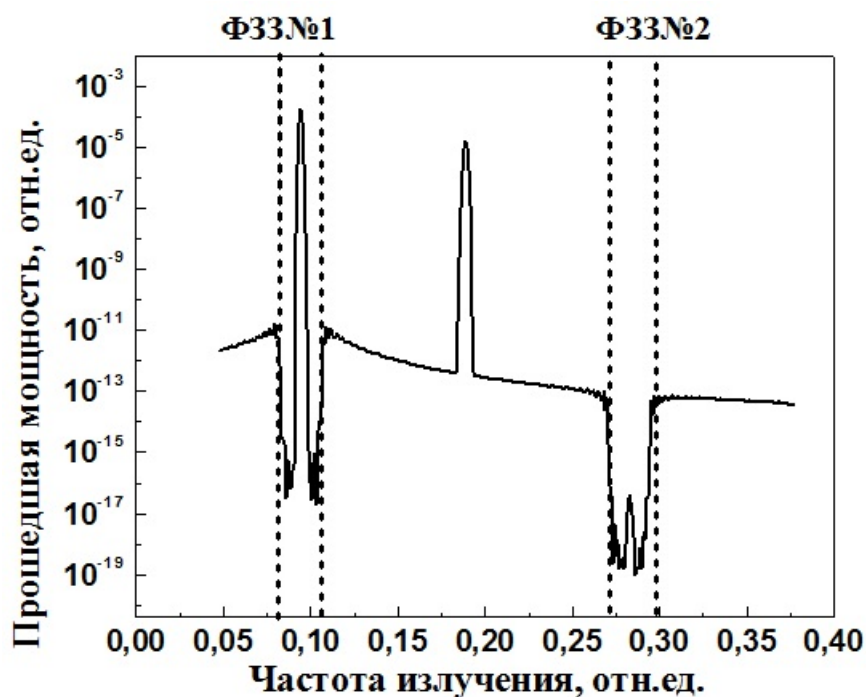


Рис. 3.4: Зависимость мощности излучения на выходе из фотонного кристалла при облучении его длиной волны 1.064 мкм.

### 3.5 Основные результаты главы 3

1. Разработана методика моделирования генерации второй гармоники в одномерном фотонном кристалле, состоящем из слоев материала, способного к фотоиндуцированной генерации второй гармоники.
2. Промоделировано распространение излучения на длине волны первой и второй гармоник в одномерном фотонном кристалле.
3. Найдено распределение  $\chi^{(2)}$ -нелинейности в одномерном фотонном кристалле, наведенной суммарным полем первой и второй гармоники.
4. Проведен расчет эффективности преобразования излучения с длиной волны  $\lambda = 1,064$  мкм во вторую гармонику при распространении излучения с длиной волны  $\lambda = 1,064$  мкм в фотоннокристалли-

ческой структуре с наведенной  $\chi^{(2)}$ -нелинейностью. Показано, что коэффициент преобразования излучения во вторую гармонику составляет  $10^{-5}$ .

## Заключение

1. Показано, что минимальный порог существования зоны по показателю преломления в структурах, получаемых методом двухволновой интерференционной литографии, равен 2,14, а максимальная величина запрещенной зоны 2-3 в координатах  $f$  и  $\theta$ , равная 10 %, достигается для симметрии, отличной от ГЦК.

2. Показано, что среди структур, состоящих из двух шариков, упакованных в ГЦК решетку, максимальной запрещенной зоной обладает структура с симметрией алмаза. Ширина запрещенной зоны составляет 10 % при факторе заполнения 35 % и показателе преломления 3,45. Обнаружены новые структуры фотонных кристаллов, состоящих из 3, 4, 5 "атомов упакованных в ГЦК решетку. Ширина запрещенных зон новых структур составила 7,7 %, 9,4 % и 9,9 % соответственно.

3. Показано, что увеличение эффективности генерации второй гармоники, обусловленное ростом величины локального заряда, достигается увеличением концентрации метафосфата свинца. Эффективность генерации второй гармоники также увеличивается с ростом концентрации ионов церия, однако одновременно ухудшается термостабильность наведенной квадратичной нелинейности в свинцово-фосфатных стеклах.

4. Теоретически показана возможность эффективной фотоиндуцированной генерации второй гармоники в одномерных фотонных кристал-

лах, состоящих из слоев материала, способного к наведению квадратичной нелинейности. Эффективность генерации составила  $10^{-5}$ .

В заключение автор выражает благодарность Валееву Артуру Ильсявовичу за преданный опыт в экспериментальной оптике, Юрию Владимировичу Микляеву — за помощь в постановке задач, научному руководителю Наталии Дмитриевне Кундиковой за плодотворное научное руководство, переданные знания и опыт и за постоянную помощь в работе, Герасимову Александру Михайловичу и Терпугову Михаилу за помощь в расчетах.



# Литература

1. P. P. Markowicz, H. Tiryaki, H. Pudavar et al. // Phys. Rev. Lett. — 2004. — no. 92. — P. 083903.
2. Sasaki Y., Ohmori Y. Phase-matched sum-frequency light generation in optical fibers // Appl. Phys. — 1981. — Vol. 39, no. 6. — P. 466–468.
3. Large enhancement of second harmonic generation in highly cerium doped lead-phosphate glass / V. M. Churikov, A. I. Valeyev, K. O. Schavelev, O. S. Schavelev // Optical Materials. — 2002. — Vol. 19. — P. 415–419.
4. Особенности генерации второй гармоники в церийсодержащих свинцово-фосфатных стеклах / А.И. Валеев, Н.Д. Кундикова, Д.Г. Пихуля и др. // Труды третьей международной конференции молодых ученых и специалистов Оптика-2003; Санкт-Петербург, 20–23 октября. — 2003. — С. 88–89.
5. Пихуля Д. Оценка электропроводности стекол, пригодных для фотоиндуцированной генерации второй гармоники // Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам Ломоносов-2005; 13–17 апреля 2005, сборник трудов. — 2005. — С. 157.
6. Пихуля Д. Г., Микляев Ю. В. Зонные структуры трехмерных фотонных кристаллов, получаемых методом интерференционной лито-

- графии // Труды четвертой международной конференции молодых ученых и специалистов *Оптика-2005*; 17–21 октября 2005, Санкт-Петербург. — 2005. — С. 239–240.
7. Пихуля Д. Г., Микляев Ю. В. Зонные структуры трехмерных фотонных кристаллов, получаемых методом интерференционной литографии // Известия РАН. Серия физическая. — 2006. — Т. 70, № 9. — С. 1272–1274.
  8. Кундикова Н. Д., Микляев Ю. В., Пихуля Д. Г. Расчет схемы отображения дифракционной решетки для синтеза фотонных кристаллов // Труды международной научной конференции *Параллельные вычислительные технологии*; 29 января – 2 февраля. — 2007. — Т. 2. — С. 262.
  9. Пихуля Д. Г., Микляев Ю. В. Оптимизация структуры фотонных кристаллов с помощью генетического алгоритма // Труды пятой международной конференции молодых ученых и специалистов *Оптика-2007*; 16–20 октября. — 2007.
  10. Термостабильность фотоиндуцированной квадратичной нелинейности в свинцово-фосфатных стеклах / А. И. Валеев, Н. Д. Кундикова, Д. Г. Пихуля и др. // Известия Челябинского научного центра. — 2007. — № 3.
  11. Кундикова Н. Д., Микляев Ю. В., Пихуля Д. Г. Оптимизация структуры трехмерных фотонных кристаллов, получаемых интерференционной литографией при трехкратном экспонировании // Труды шестой международной конференции *Фундаментальные проблемы оптики-2010*; 18–22 октября 2010, Санкт-Петербург. — 2010.

12. Генерация второй гармоники в одномерном фотонном кристалле, изготовленного из изотропного материала / А. М. Герасимов, Н. Д. Кундикова, Ю. В. Микляев и др. // Сборник трудов VIII международной конференции аспирантов и молодых ученых «Оптика-2013». – Санкт-Петербург, Россия. — 2013. — С. 143–146.
13. Эффективность генерации второй гармоники в одномерном фотонном кристалле из изотропного материала / А. М. Герасимов, Н. Д. Кундикова, Ю. В. Микляев и др. // Вестник ЮУрГУ. Серия «Математика. Механика. Физика». — 2013. — Т. 5, № 2. — С. 147–150.
14. Efficient beam splitting with continuous relief does and microlens arrays / Aliaksei Krasnaberski, Yuri Miklyaev, Denis Pikhulya et al. // SPIE LASE / International Society for Optics and Photonics. — 2012. — P. 823609–823609.
15. Kundikova N. D., Miklyaev Y. V., Pikhulya D. G. Rhombohedral photonic crystals by triple-exposure interference lithography: Complete photonic band gap // Optics Communications. — 2012. — Vol. 285, no. 6. — P. 1238–1241.
16. БЫКОВ В. П. // ЖЭТФ. — 1972. — Т. 62. — С. 505.
17. Ghiradella H. Light and color on the wing: structural colors in butterflies and moths // Appl. Opt. — no. 30. — P. 3492.
18. Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics // Phys. Rev. Lett. — 1987. — no. 58. — P. 2059.
19. John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices // Phys. Rev. Lett. — 1987. — no. 58. — P. 2486.

20. Yablonovitch E., Gitter T. J. Photonic band structure: The face-centered-cubic case // *Phys. Rev. Lett.* — 1989. — no. 63. — P. 1950.
21. Ho K. M., Chan C. T., Soukoulis C. M. Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures // *Phys. Rev. Lett.* — 1990. — no. 65. — P. 3152.
22. Yablonovitch E., Gmitter T. J., Leung K. M. Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms // *Phys. Rev. Lett.* — 1991. — no. 67. — P. 2295.
23. Donor and acceptor modes in photonic band structure / E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1991. — no. 67. — P. 3380.
24. Yablonovitch E. Photonic band-gap structures // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1993. — no. 10. — P. 283.
25. Microwave propagation in two-dimensional dielectric lattices / S. L. McCall, P. M. Platzman, R. Dalichaouch et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1991. — no. 67. — P. 2017.
26. Measurement of photonic band structure in a two-dimensional periodic dielectric array / W. M. Robertson, G. Arjavalingam, R. D. Meade et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1992. — no. 68. — P. 2023.
27. Plihal M., Maradudin A. A. Photonic band structure of two-dimensional systems: The triangular lattice // *Phys. Rev. B.* — 1991. — no. 44. — P. 8565.
28. Villeneuve P. R., Piche M. Photonic band gaps in two-dimensional square and hexagonal lattices // *Phys. Rev. B.* — 1992. — no. 46. — P. 4969.

29. Joannopoulos J. D., Meade R. D., Winn J. N. Photonic Crystals — Molding the Flow of Light. — Princeton university press edition. — Princeton, 1995.
30. High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides / A. Mekis, J. C. Chen, I. Kurland et al. // Phys. Rev. Lett. — 1996. — no. 77. — P. 3787.
31. Three-dimensional metallodielectric photonic crystals exhibiting resonant infrared stop bands / K. A. McIntosh, L. J. Mahoney, K. M. Molvar et al. // Appl. Phys. Lett. — 1997. — no. 70. — P. 2937.
32. A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths / S. Y. Lin, J. G. Fleming, D. L. Hetherington et al. // Nature. — 1998. — Vol. 394, no. 251.
33. Fleming J. G., Lin S.-Y. Three-dimensional photonic crystal with a stop band from 1.35 to 1.95  $\mu\text{m}$  // Opt. Lett. — 1999. — no. 24. — P. 49.
34. Optical properties of three-dimensional photonic crystals based on iii-v semiconductors at infrared to near-infrared wavelengths / S. Noda, N. Yamamoto, H. Kobayashi et al. // Appl. Phys. Lett. — 1999. — no. 75. — P. 905.
35. Joannopoulos J. D., Villeneuve P. R., Fan S. Photonic crystals: putting a new twist on light // Nature. — 1997. — Vol. 11, no. 386. — P. 143.
36. Parker G., Charlton M. // Physics World August. — 2000. — no. 29.
37. Noda S. Two- and three-dimensional photonic crystals in iii-v semiconductors // MRSBulletin. — 2001. — August. — P. 681.

38. Semiconductor three-dimensional and two-dimensional photonic crystals and devices / S. Noda, M. Imada, M. Okano et al. // IEEEJ. Quantum Electron. — 2002. — no. 38. — P. 726.
39. Lin S.-Y., Fleming J. G. A three-dimensional optical photonic crystal // J. Lightwave Technol. — 1999. — no. 17. — P. 1944.
40. Full three-dimensional photonic bandgap crystals at near-infrared wavelengths / S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, A. Chutinan // Science. — 2000. — no. 289. — P. 604.
41. Alignment and stacking of semiconductor photonic bandgaps by wafer-fusion / S. Noda, N. Yamamoto, M. Imada et al. // J. Lightwave Technol. — 1999. — no. 17. — P. 1948.
42. Microassembly of semiconductor three-dimensional photonic crystals / K. Aoki, H. T. Miyazaki, H. Hirayama et al. // Nature Materials. — 2003. — no. 2. — P. 117.
43. Large-scale synthesis of a silicon photonic crystal with a complete three-dimensional bandgap near 1.5 micrometres / A. Blanco, E. Chomski, S. Grabtchak et al. // Nature. — 2000. — no. 405. — P. 437.
44. On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals / Y. A. Vlasov, X.-Z. Bo, J. C. Sturm, D. J. Norris // Nature. — 2001. — no. 414. — P. 289.
45. Toader O., John S. Proposed square spiral microfabrication architecture for large three-dimensional photonic band gap crystals // Science. — 2001. — no. 292. — P. 1133.

46. Johnson S. G., Joannopoulos J. D. Three-dimensionally periodic dielectric layered structure with omnidirectional photonic band gap // *Appl. Phys. Lett.* — 2000. — no. 77. — P. 3490.
47. A three-dimensional optical photonic crystal with designed point defects / M. Qi, E. Lidorikis, P. T. Rakich et al. // *Nature*. — 2004. — no. 429. — P. 538.
48. Roundy D., Joannopoulos J. Photonic crystal structure with square symmetry within each layer and a three-dimensional band gap // *Appl. Phys. Lett.* — 2003. — no. 82. — P. 3835.
49. Macroporous silicon with a complete two-dimensional photonic band gap centered at  $5 \mu\text{m}$  / U. Gruning, V. Lehmann, S. Ottow, K. Busch // *Appl. Phys. Lett.* — 1996. — no. 68. — P. 747.
50. Sharp D. N., Turberfield A. J., Denning R. G. Holographic photonic crystals with diamond symmetry // *Phys. Rev. B*. — 2003. — Vol. 68. — P. 205102.
51. Baba T., Fukaya N., Yonekura J. Observation of light propagation in photonic crystal optical waveguides with bends // *Electron. Lett.* — 1999. — no. 35. — P. 654.
52. Fabrication of photonic crystals for the visible spectrum by holographic lithography / M. Campbell, D. N. Sharp, M. T. Harrison et al. // *Nature*. — 2000. — no. 404. — P. 53.
53. Maldovan M., Thomas E. L. Diamond-structured photonic crystals // *Nature Materials*. — 2004. — no. 3. — P. 593.

54. Photonic crystals through holographic lithography: Simple cubic, diamond-like, and gyroid-like structures / C. K. Ullal, M. Maldovan, E. L. Thomas et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2004. — Vol. 84. — P. 5434.
55. Meisel D. C., Wegener M., Busch K. Three-dimensional photonic crystals by holographic lithography using the umbrella configuration: Symmetries and complete photonic band gaps // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Vol. 70. — P. 165104.
56. Experimental demonstration of guiding and bending of electromagnetic waves in a photonic crystal / S.-Y. Lin, E. Chow, V. Hietala et al. // *Science.* — 1998. — no. 282. — P. 274.
57. Photonic-bandgap microcavities in optical waveguides / J. S. Foresi, P. R. Villeneuve, J. Ferrara et al. // *Nature.* — 1997. — no. 390. — P. 143.
58. High-q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal / Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song, S. Noda // *Nature.* — 2003. — no. 425. — P. 944.
59. Ultra-high-q photonic double-heterostructure nanocavity / B.-S. Song, S. Noda, T. Asano, Y. Akahane // *Nature Materials.* — 2005. — no. 4. — P. 207.
60. Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser / O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer et al. // *Science.* — 1999. — no. 284. — P. 1819.
61. Coherent two-dimensional lasing action in surface-emitting laser with triangular-lattice photonic crystal structure / M. Imada, S. Noda, A. Chutinan, T. Tokuda // *Appl. Phys. Lett.* — 1999. — no. 75. — P. 316.



62. Quantum cascade surface-emitting photonic crystal laser / R. Colombelli, K. Srinivasan, M. Troccoli et al. // Science. — 2003. — no. 302. — P. 1374.
63. Control of light emission by 3d photonic crystals / S. Ogawa, M. Imada, S. Yoshimoto et al. // Science. — 2004. — no. 305. — P. 227.
64. Soljaci M., Joannopoulos J. D. Enhancement of nonlinear effects using photonic crystals // Nature Materials. — 2004. — no. 3. — P. 211.
65. Photonic band gap guidance in optical fibers / J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, P. St.J. Russell // Science. — 1998. — no. 282. — P. 1476.
66. Single-mode photonic band gap guidance of light in air / R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight et al. // Science. — 1999. — no. 285. — P. 1537.
67. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding / J. C. Knight, T. A. Birks, P. St.J. Russell, D. M. Atkin // Opt. Lett. — 1996. — no. 21. — P. 1547.
68. Birks T. A., Knight J. C., Russell P. S. Endlessly single-mode photonic crystal fiber // Opt. Lett. — 1997. — no. 22. — P. 961.
69. Modal cutoff and the  $v$  parameter in photonic crystal fibers / N. A. Mortensen, J. R. Folkenberg, M. D. Nielsen, K. P. Hansen // Opt. Lett. — no. 28. — P. 1879.
70. Mogilevtsev D., Birks T. A., Russell P. S. Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers // Opt. Lett. — 1998. — no. 23. — P. 1662.

71. Ranka J. K., Windeler R. S., Stentz A. J. Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm // *Opt. Lett.* — 2000. — no. 25. — P. 25.
72. Anomalous dispersion in photonic crystal fiber / J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks et al. // *IEEE Photon. Tech. Lett.* — 2000. — no. 12. — P. 807.
73. Large mode area photonic crystal fibre / J. C. Knight, T. A. Birks, R. F. Cregan et al. // *Electron. Lett.* — 1998. — no. 34. — P. 1347.
74. Nonlinearity in holey optical fibers: measurement and future opportunities / N. G. R. Broderick, T. M. Monro, P. J. Bennett, D. J. Richardson // *Opt. Lett.* — 1999. — no. 24. — P. 1395.
75. Russell P. Photonic crystal fibers // *Science.* — 2003. — no. 299. — P. 358.
76. Knight J. C. Photonic crystal fibres // *Nature.* — 2003. — no. 424. — P. 847.
77. J. Limpert, A. Liem, T. Schreiber et al. // *Photonics Spectra.* — 2004. — May. — no. 54.
78. Johnson S. G., Joannopoulos J. D. Block-iterative frequency-domain methods for maxwell's equations in a planewave basis // *Optics Express.* — 2001. — Vol. 8, no. 3. — P. 173–190. — URL: <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=OPEX-8-3-173>.
79. Preble S., Lipson M., Lipson H. Two-dimensional photonic crystals designed by evolutionary algorithm // *Appl. Phys. Lett.* — 2005. — no. 86. — P. 061111.

80. Hafner C., Smajic J., Erni D. Deterministic and probabilistic optimization of photonic crystals // Progress in Electromagnetic Research Symposium, Pisa, Italy. — 2004. — March 28-31.
81. Burger M., Osher S. J., Yablonovitch E. Inverse problem techniques for the design of photonic crystals // IEICE trans. electron. — 2004. — MARCH. — Vol. E87-C, no. 3. — P. 258–266.
82. Гладков Л. А., Курейчик В. М., Курейчик В. В. Генетические алгоритмы. — М. : Физматлит, 2006.
83. Емельянов В. В., Курейчик В. М., Курейчик В. В. Теория и практика эволюционного моделирования. — М. : Физматлит, 2003.
84. Fogel V. D., Michalewicz Z. Evolutionary computation. — Berlin heidelberg: Springer-verlag edition. — 2000.
85. How to analyse evolutionary algorithms: Technical report no. cm39/02 : Rep. / CM39/02 // Germany: University of Dortmund ; Executor: H.-G. Beyer, H.-P. Schwefel, I. Wegener : 2002. — URL: <http://sfbc.cs.uni-dortmund.de>.
86. Holland J. H. Adaptation in natural and artificial systems // Michigan: The University of Michigan Press. — 1975.
87. Turing A. M. Computing machinery and intelligence // Mind. — 1950. — Vol. 236, no. 59.
88. Jong K. A. D., Sarma J. Generation gaps revisited // Foundations of Genetic Algorithms. — 1993. — Vol. 2. — P. 19–28.
- 89.

90. Ohmori Y., Sasaki Y. Two-wave sum-frequency light generation in optical fibers // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 1982. — Vol. 18, no. 4. — P. 758–762.
91. Osterberg U., Margulis W. Dye laser pumped by nd:yag laser pulses frequency doubled in glass optical fiber // Optics Letters. — 1986. — Vol. 11. — P. 516–518.
92. Баранова Н. Б., Зельдович Б. Я. Расширение голографии на много-частотные поля // Письма в ЖЭТФ. — 1987. — Т. 45, № 1. — С. 562–565.
93. Stolen R. H., Tom H. W. K. Self-organized phase- matched harmonic generation in optical fibers // Optics Letters. — 1987. — Vol. 12, no. 8. — P. 585–587.
94. Preparation of long-coherence-length second- harmonic-generating optical fibers by using mode-locked pulses / H. W. K. Tom, R. H. Stolen, G. D. Aumiller, W. Pleibel // Optics Letters. — 1988. — Vol. 13, no. 6. — P. 512–514.
95. Ouellette F. Polarization-dependent and intensity-dependent phase mismatch of second-harmonic generation in optical fibers // Optics Letters. — 1989. — Vol. 14, no. 17. — P. 964–966.
96. Ouellette F., Hill K. O., Johnson D. C. Enhancement of second harmonic generation in optical fibers by a hydrogen and heat treating // Appl Phys Lett. — 1989. — Vol. 54, no. 12. — P. 1086–1088.
97. Hibino Y., Mizrahi V., Stegeman G. I. Infrared erasure of self-organized  $\chi^{(2)}$  gratings in high germanium content optical fibers // Appl Phys Lett. — 1990. — Vol. 57, no. 7. — P. 656–658.

98. Carvalho I. C. S., Gouvea P. M. P., Margulis W. Erasure in frequency-doubling fibers by temperature and ultraviolet-light treatment // Quantum Electronics and Laser Science Conference (Baltimore, Maryland, May 12-17 Technical Digest Series). — 1991. — Vol. 11. — P. 38–40.
99. Ouellette F., Hill K. O., Johnson D. C. Light-induced erasure of self-organized  $\chi^{(2)}$  gratings in optical fibers // Optics Letters. — 1988. — Vol. 13, no. 6. — P. 515–517.
100. Petracek J., Chmela P. Optimization of second harmonic generation at a periodical  $\chi^{(2)}$  grating with regard to detuning and kerr nonlinearity // Optics Communications. — 1993. — Vol. 97. — P. 100–104.
101. Test of a model of efficient second-harmonic generation in glass optical fibers / V. Mizrahi, U. Osterberg, J. E. Sipe, G. I. Stegeman // Optics Letters. — 1988. — Vol. 13, no. 4. — P. 279–281.
102. Jasvani S., Sen P., Mehta H. Second harmonic generation in step index optical fibers // Pure Appl Opt v. — 1996. — Vol. 5. — P. 71–76.
103. Дианов Е. М., Казанский П. Г., Степанов Д. Ю. К вопросу о фотоиндуцированной гwg в оптических волокнах // Квантовая электроника. — 1989. — Т. 16, № 5. — С. 887–888.
104. Энтин М. В. Теория когерентного фотогальванического эффекта // ФТП. — 1989. — Т. 23, № 6. — С. 1066–1069.
105. Баскин Е. М., Энтин М. В. Когерентный фотогальванический эффект, обусловленный квантовыми поправками // Письма в ЖЭТФ. — 1989. — Т. 48, № 10. — С. 554–556.

106. Photovoltaic mechanism of photoinduced second-harmonic generation in optical fibers / E. M. Dianov, P. G. Kazansky, D. Yu. Stepanov, V. M. Sulimov // Technical Digest of Integrated Photonic Research Conference. — 1990. — Vol. paper MJ1. — P. 46.
107. Дианов Е. М., Казанский П. Г., Степанов Д. Ю. Механизм возникновения эффективной фотоиндуцированной гвг в волоконных световодах // Квантовая электроника. — 1990. — Т. 17, № 7. — С. 926–927.
108. Dianov E. M., Kazansky P. G., Stepanov D. Y. Photovoltaic model of photoinduced second-harmonic generation in optical fibers // Soviet Lightwave Communications. — 1991. — Vol. 1, no. 3. — P. 247–253.
109. Dianov E. M., Kazansky P. G., Stepanov D. Y. Simulation of effective second-harmonic generation in optical fibers // Technical Digest of OSA Annual Meeting, Washington, D.C. — 1990. — November. — Vol. 4, no. paper TuU.
110. Дианов Е. М., Казанский П. Г., Степанов Д. Ю. Фотовольтаическая модель фотоиндуцированной генерации второй гармоники в оптических волокнах // Тезисы XIV Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике (Ленинград, 24-27 сентября 1991). — 1991. — Т. 1. — С. 106–107.
111. Фотоиндуцированная генерация второй гармоники в  $\gamma$ -облученных волоконных световодах / Е. В. Анойкин, Е. М. Дианов, П. Г. Казанский и др. // Письма в ЖТФ. — 1989. — Т. 15, № 23. — С. 78–81.
112. Photoinduced second-harmonic generation in gamma-ray-irradiated optical fibers / E. V. Anokin, E. M. Dianov, P. G. Kazansky,

- D. Yu. Stepanov // Optics Letters. — 1990. — Vol. 15, no. 15. — P. 834–835.
113. Weinberger D. A., Kamal A. Microstructural studies of fibers conditioned for second-harmonic generation // Quantum Electronics and Laser Science Conference (Baltimore, Maryland) Technical Digest Series. — 1991. — May 12-17. — Vol. 11, no. paper JTUB1. — P. 46.
114. Generation of permanent optically induced second order nonlinearities in optical fibers by poling / M. V. Bergot, M. C. Farries, M. E. Fermann et al. // Optics Letters. — 1988. — Vol. 13, no. 7. — P. 592–594.
115. Lawandy N. M., Selker M. D. Observation of second harmonic generation in bulk germanosilicate fiber preforms // Optics Communications. — 1990. — Vol. 77, no. 4. — P. 339–342.
116. Зельдович Б. Я., Капицкий Ю. Е., Чуриков В. М. Наведенные  $\chi^{(2)}$  решетки в объемных стеклах // Письма в ЖЭТФ. — 1991. — Т. 17, № 3. — С. 77–79.
117. Some features of induced  $\chi^{(2)}$  gratings in glass / V. M. Churikov, Yu. E. Kapitzky, V. N. Lukyanov, B. Ya Zel'dovich // Soviet Lightwave Communications. — 1991. — Vol. 1, no. 4. — P. 389–394.
118. Churikov V. M., Kapitzky Y. E., Zel'dovich B. Y.  $\chi^{(2)}$  gratings in bulk glasses // Quantum Electronics and Laser Science Conference (Baltimore, Maryland). — 1991. — 12-17 May. — Vol. 11, no. paper JTUB4. — P. 48–49.
119. Photoinduced second-harmonic generation: observation of charge separation due to the photovoltaic effect / E. M. Dianov, P. G. Kazan-

- sky, D. S. Starodubov et al. // Soviet Lightwave Communications. — 1992. — Vol. 2, no. 1. — P. 83–88.
120. Observation of resonant enhancement of photoinduced second-harmonic generation in tm-doped aluminosilicate glass fibers / D. M. Krol, D. J. DiGiovanni, W. Pleibel, R. H. Stolen // Optics letters. — 1993. — Vol. 18, no. 15. — P. 1220–1222.
121. Dominic V., Feinberg J. High-resolution map of the dc electric field in second-harmonic-generating glass // J. Opt. Soc. Am. B. — 1994. — Vol. 11, no. 10. — P. 2016–2022.
122. Kyung J. H., Lawandy N. M. Direct measurement of photoinduced charge distribution responsible for second-harmonic generation in glasses // Optics letters. — 1996. — Vol. 21, no. 3. — P. 186–188.
123. Isbi Y., Sternklar S., Granot E. Optical nonlinearity in gamma-ray-irradiated lead-silicate glass // J. Opt. Soc. Am. B. — 2003. — Vol. 20, no. 1. — P. 45–48.
124. Second-harmonic generation in  $\text{Ge}_2\text{O}_3\text{As}_2\text{S}_5$  glass irradiated by an electron beam / Qiming Liu, Fuxi Gan, Xiujuan Zhao et al. // Optics letters. — 2001. — Vol. 26, no. 17. — P. 347–349.
125. Effects of dispersion and focusing on the production of optical harmonics / P. D. Maker, R. W. Terhune, M. Nisenoff, C. M. Savage // Phys. Rev. Lett. — 1962. — Vol. 8. — P. 21.
126. The thickness evolution of the second-order nonlinear layer in thermally poled fused silica / Mingxin Qiu, Shinji Egawa, Keiichi Horimoto, Toru Mizunami // Optics Communications. — 2001. — Vol. 189. — P. 161–166.



127. Зельдович Б. Я., Капицкий Ю. Е., Чуриков В. М. Наведенные  $\chi^{(2)}$  решетки в объемных стеклах // Письма в ЖЭТФ. — 1991. — Т. 17, № 3. — С. 77–79.
128. Qiu J., Si J., Hirao K. Photoinduced stable second-harmonic generation in chalcogenide glasses // Optics letters. — 2001. — Vol. 26, no. 12. — P. 914–916.
129. All-optical poling of a chalcogenide glass / E. Lopez-Lago, V. Couderc, L. Griscom et al. // Optical Materials. — 2001. — Vol. 16. — P. 413–416.
130. Nageno Y., Kyung J. H., Lawandy N. M. Compositional dependence of optically encoded second-harmonic generation in pure binary lead-silicate and ternary barium borosilicate glass // Optics letters. — 1995. — Vol. 20, no. 21. — P. 2180–2182.
131. Liang Y., Watson J. M., Chin S. L. Second harmonic generation in gases with a high-intensity  $CO_2$  laser // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. — 1992. — Vol. 25. — P. 2725–2743.
132. Kityk I. V., Kasperczyk J. Two-photon absorption and photoinduced second-harmonic generation in  $Sb_2Te_3 - CaCl_2 - PbCl_2$  glasses // J. Opt. Soc. Am. B. — 1999. — Vol. 16, no. 10. — P. 1719–1724.
133. Nonlinear optical phenomena in the  $Al_2O_3 - P_2O_5$ , Er- and Yb-doped silica glasses / M. Makowska-Janusik, I. V. Kityk, J. Berdowski et al. // J. Opt A: Pure Appl. Opt. — 2000. — Vol. 2. — P. 43–47.
134. Photoinduced nonlinear optics in  $Sb_2Se_3 - BaCl_2 - PbCl_2$  glasses / J. Wasylak, J. Kucharski, E. Golis et al. // Optical materials. — 1999. — Vol. 12. — P. 429–440.

135. Photoinduced second harmonic generation in  $\text{Bi}_2\text{Se}_3 - \text{CaBr}_2 - \text{PbCl}_2$  optical fibers / K. J. Plucinski, W. Gluhn, I. V. Kityk et al. // Optics communications. — 2002. — Vol. 204. — P. 355–361.
136. Some features of induced  $\chi^{(2)}$ -gratings in glass / V.M. Churikov, Yu.E. Kapitzky, V.N. Lukyanov, B.Ya. Zel'dovich // Sov. Lightwave Commun. — 1991. — Vol. 1, no. 4. — P. 389–394.
137. Evidence for different photovoltaic mechanisms of photoinduced second harmonic generation in semiconductor microcrystallite and lead glasses / E.M. Dianov, P.G. Kazansky, D.S. Starodubov, D.Yu. Stepanov // Proc. SPIE. — 1993. — Vol. 2044. — P. 11–17.
138. Kyung J. H., Lawandy N. M. Photoimpulsive dispersive relaxation of the effective  $c(2)$  in binary lead-silicate glasses // Opt. Lett. — 1996. — Vol. 21, no. 9. — P. 707–709.
139. Influence of pbo concentration on photoinduced second harmonic generation in lead glasses / E.M. Dianov, P.G. Kazansky, D.S. Starodubov, D.Yu. Stepanov // Proc. SPIE. — 1993. — Vol. 2044. — P. 27–31.
140. Kopp V. I. New mechanism of glass structure ordering by two harmonics generation // Proc. SPIE. — 1996. — Vol. 2796. — P. 255–259.
141. Шахмин А. Л., Тютиков А. М. Исследование электронной структуры стекол методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии // Физ. и хим. стекла. — 1990. — Т. 16, № 6. — С. 833–839.
142. Генерация второй гармоники в свинецсодержащих стеклах на основе метафосфатов щелочноземельных элементов / А. И. Валеев,

- В. М. Чуриков, К. О. Щавелев, О. С. Щавелев // Физика и химия стекла. — 2000. — Т. 26, № 5. — С. 586–592.
143. Исследование генерации второй гармоники в стеклах на основе системы  $\text{Pb}(\text{PO}_3)_2 - \text{Ba}(\text{PO}_3)_2$ , активированных церием / А. И. Валеев, В. М. Чуриков, К. О. Щавелев, О. С. Щавелев // Физика и химия стекла. — 2000. — Т. 26, № 5. — С. 593–598.
144. Новый класс стекол для генерации второй гармоники / А. И. Валеев, Н. Д. Кундикова, В. М. Чуриков и др. // Оптический журнал. — 2001. — Т. 68, № 7. — С. 49–54.
145. Freund I. Nonlinear diffraction // Phys. Rev. Lett. — 1968. — Vol. 21, no. 19. — P. 1404–1406.
146. J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. S. Pershan // Phys. Rev. — 1962. — no. 127. — P. 1918.
147. M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, R. L. Byer // IEEE J. Quantum Electron. — 1992. — no. 28. — P. 2631.
148. Hexagonally poled lithium niobate: A two-dimensional nonlinear photonic crystal / N. G. R. Broderick, G. W. Ross, H. L. Offerhaus et al. // Phys. Rev. Lett. — 2000. — May. — Vol. 84. — P. 4345–4348. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.4345>.
149. Conical second harmonic generation in a two-dimensional  $\chi^{(2)}$  photonic crystal: A hexagonally poled *LiTaO<sub>3</sub>* crystal / P. Xu, S. H. Ji, S. N. Zhu et al. // Phys. Rev. Lett. — 2004. — Sep. — Vol. 93. — P. 133904. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.133904>.
150. Second harmonic generation in photonic crystal cavities in (111)-oriented GaAs / Sonia Buckley, Marina Radu-

- laski, Klaus Biermann, Jelena Vuckovic // Applied Physics Letters. — 2013. — Vol. 103, no. 21. — P. —. — URL: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/103/21/10.1063/1.4833545>.
151. Second harmonic generation in free-standing lithium niobate photonic crystal l3 cavity / Severine Diziain, Reinhard Geiss, Matthias Zilk et al. // Applied Physics Letters. — 2013. — Vol. 103, no. 5. — P. —. — URL: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/103/5/10.1063/1.4817507>.
152. Yuan J., Yang J. Computational design for efficient second-harmonic generation in nonlinear photonic crystals // J. Opt. Soc. Am. B. — 2013. — Jan. — Vol. 30, no. 1. — P. 205–210. — URL: <http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-30-1-205>.
153. Nonlinear diffraction and second-harmonic generation enhancement in silicon-opal photonic crystals / A. A. Fedyanin, O. A. Aktsipetrov, D. A. Kurdyukov et al. // Appl. Phys. Lett. — 2005. — no. 87. — P. 151111.
154. Martorell J., Vilaseca R., Corbala'n R. Second harmonic generation in a photonic crystal // Appl. Phys. Lett. — 1997. — Vol. 6, no. 70. — P. 702–704.
155. Analysis of second harmonic generation in photonic-crystal-assisted waveguides / Antonella DniSOrazio, Domenico de Ceglia, Marco De Sario Francesco Prudenzano et al. // Journal of applied physics. — 2006. — no. 100. — P. 043110.
156. Meep: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the fdtd method / Ardavan F. Oskooi, David Roundy, Mi-

hai Ibanescu et al. // Computer Physics Communications. — 2010. — no. 181. — P. 687–702.

157. Taflove A., Hagness S. C. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. — Artech: Norwood edition. — MA, 2000.