

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского»

На правах рукописи

Пластун Александр Сергеевич

**ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ ПОПЕРЕЧНОГО ПРОФИЛЯ НА
ПРОПУСКАНИЕ И ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН И ФОТОННО-
КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ**

01.04.21 - лазерная физика

Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель: Конюхов Андрей Иванович
кандидат физико-математических наук,
доцент

Саратов 2016

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО УСИЛЕНИЯ В ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ	19
1.1 Микроструктурированные оптические волноводы и волокна для задач фотоники. Фотонные кристаллы.	19
1.2 Параметрическое усиление в фотонно-кристаллическом волноводе.....	24
1.3. Дисперсионные характеристики и спектр усиления ФКВ с воздушными отверстиями вокруг сердцевины	26
1.4. Выводы	31
ГЛАВА 2. ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАНАРНЫХ ВОЛНОВОДОВ С ФОТОННОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНОЙ	32
2.1 Хроматическая дисперсия	32
2.2 Планарные структуры для задач фотоники и их дисперсионные свойства	36
2.4 Влияние включения нанометрового слоя на дисперсионные свойства планарных фотонно-кристаллических волноводов	49
2.5. Выводы	53
ГЛАВА 3. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОННО- КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ВОЛОКНА С СУБМИКРОННЫМИ ДЕФЕКТАМИ ПОПЕРЕЧНОЙ СТРУКТУРЫ	54
3.1. Фотонно кристаллические волокна с субмикронными.....	54

дефектами.....	54
3.2 Дисперсионные свойства ФКВ с деформациями и без структурных деформаций.....	62
3.3. Векторный метод распространяющихся пучков с широкоугольной схемой.....	68
3.4. Влияние поперечной деформации структуры на спектр пропускания волокна с фотонной запрещенной зоной.....	72
3.5 Модификация спектра пропускания волокна с фотонной запрещенной зоной	79
3.6. Выводы	92
ГЛАВА 4. ОДНОМОДОВЫЕ ВОЛОКНА С ПЕРЕМЕННЫМ ДИАМЕТРОМ	94
4.1. Дисперсионные эффекты в волокнах с переменным	94
диаметром. Постановка задачи.	94
4.2. Модель нелинейного уравнения Шредингера с переменными коэффициентами дисперсии и нелинейности.....	98
4.3. Неупругие взаимодействия оптических солитонов в волокнах с переменной дисперсией.....	102
4.4 Выводы	115
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	116
Список литературы	120

ВВЕДЕНИЕ

Одной из актуальных проблем современной оптики волноводов и фотоники является прогнозирование свойств волноведущих структур, имеющих сложное строение, оптические свойства и состав. Диссертационная работа посвящена исследованию влияния ряда факторов, влияющих на дисперсионные и спектральные свойства подобных структур и явлений, появляющихся вследствие микроизменений волноведущей структуры сложного состава, например, волокон с изменяющимся диаметром, а также оптических структур, называемых фотонными кристаллами и фотонно-кристаллическими волноводами.

Фотонный кристалл состоит из чередующихся слоев или областей с различными показателями преломления [1]. Такое чередование позволяет получить так называемые «фотонные запрещенные зоны» - области, где свет может распространяться с определенной частотой, а волны с другими частотами будут отражаться. Здесь можно увидеть аналогию с полупроводниковыми материалами, где наблюдаются разрешенные и запрещенные зоны для энергий носителя заряда. Таким образом, фотонный кристалл выступает своего рода фильтром для фотонов различной частоты. Такая концепция фотонного кристалла была выработана в следующих работах [2-5]. Фотонные кристаллы делятся на 3 типа – одномерные (например, «зеркало Брегга»), где показатель преломления n меняется в одном направлении [5-18], двумерные, где n изменяется по двум пространственным направлениям – например, фотонно-кристаллические волокна (ФКВ) [19-24], и трехмерные, где n меняется по трём координатам [25]. Обычно, такие структуры имеют форму сфер, кубов и других объёмных фигур. Наибольший интерес представляют фотонные кристаллы первых двух типов – планар-

ная одномерная структура и ФКВ, состоящее из двух разных типов стекла и имеющее сложную структуру.

Важнейшим вопросом современной оптики фотонных кристаллов является управление свойствами подобных структур и их дисперсионными характеристиками, для чего необходима разработка методов, математических моделей и алгоритмов расчета дисперсионных свойств подобных структур. Существует большое количество работ, посвященных расчету пропускания фотонных кристаллов [26-75]. Однако в этих работах, как правило, не учитывается влияние потерь, связанных как с физическими свойствами материала структуры (рассеивание, поглощение и т.п.), так и потерь за счет связи мод высшего порядка с основными модами фотонно-кристаллического волокна. Однако одной из особенностей фотонных кристаллов является именно высокий уровень потерь, поэтому задача разработки метода или модели, учитывающей влияние потерь в подобной структуре, является весьма актуальной.

С другой стороны, при разработке устройств на основе нелинейно-оптических эффектов актуальной является задача по управлению дисперсией групповых скоростей оптических импульсов в ИК диапазоне длин волн. Методы, применяемые в этой области [26,29,31,33,40,49], в основном, затрагивают изменение состава основной среды распространения лазерного излучения за счёт процесса легирования стекла различными примесями. Подобный процесс называется допированием стекла. Одной из подобных допированных сред является халькогенидное стекло, обладающее большой нелинейностью третьего порядка [76-81]. Однако, оно обладает большой материальной дисперсией, и поэтому для управления полной дисперсией структуры, изготовленной из подобного стекла, необходимо, чтобы в

рассматриваемой спектральной области волноводная дисперсия была сравнима по величине с материальной.

Кроме того, при управлении лазерными импульсами и в ходе оптической обработки информации возникает проблема учёта взаимодействия оптических солитонов в волокнах, поскольку это взаимодействие оказывает значительное влияние на характеристики поля, распространяющегося в волноводе [82-114]. В качестве решения подобного рода проблем используют волокна с переменной дисперсией, в которых поведение солитонов можно описать на основе неавтономного нелинейного уравнения Шредингера с переменными коэффициентами нелинейности и дисперсии. Большинство подходов к получению аналитических решений нелинейного уравнения Шредингера с периодически изменяющимися коэффициентами [83-85, 87] не учитывает резонансный характер распространения солитонов в среде с осциллирующей дисперсией (и/или нелинейностью), хотя в резонансном режиме амплитуды солитонов, их скорости и даже число солитонов могут изменяться, что делает задачи учёта влияния неупругого взаимодействия солитонов в оптическом волокне весьма актуальными.

Степень разработанности темы исследования

Существует достаточное количество работ, посвященных изучению дисперсионных характеристик волноводов [10-114], в которых исследуются и описываются эффекты, наблюдающиеся в экспериментах [31-58, 60-71] по пропусканию лазерного излучения с различными характеристиками через волноводные структуры, а также на основе математического моделирования с использованием различных численных методов расчета изучаются дисперсионные и спектральные свойств волноводных структур [42-74] и предсказывается поведение лазерного излучения в подобных структурах в различных условиях [53-75, 79, 82-114]. Разрабатываемые в диссертации математические

модели и расчетные схемы были основаны на известных и апробированных численных методах и вычислительных методиках [115-123].

Результаты этих исследований позволяют создать феноменологическую базу для учёта влияния микроструктурных изменений поперечного профиля оптического волокна, а также могут служить основой для разработки математических моделей, позволяющих более широко учитывать эффекты, возникающие при изменении поперечного профиля волноведущей структуры, и использовать эти эффекты при решении различных задач нелинейной и волоконной оптики.

Таким образом, **целью работы** является выявление и исследование методами математического моделирования особенностей дисперсионных характеристик и пропускания оптических волокон и фотонно-кристаллических волноводов, вызванных изменениями их поперечного профиля.

Для достижения этой цели требуется выполнить следующие **основные задачи**:

1. Разработка математических моделей и вычислительных схем численного решения системы уравнений Максвелла, нелинейного уравнения Шредингера и волнового уравнения Гельмгольца, позволяющих учесть влияние деформаций элементов поперечного профиля оптического волокна на изменение его дисперсионных и спектральных характеристик, а также рассчитать дисперсионные свойства волокна при микроструктурном изменении поперечного профиля волокна.
2. Создание программных комплексов на основе разработанных моделей и вычислительных схем, предназначенных для проведения численного моделирования распространения лазерного излучения в волноведущих структурах различного типа, способных управлять интенсивностью, дисперсией групповых скоростей распространяющихся

импульсов и пучков, а также реализовывать режимы параметрического усиления.

3. Исследование явлений, возникающих при микроструктурном изменении параметров волноведущих структур, и выявление закономерностей в изменении оптических характеристик проходящего сквозь них лазерного излучения.

Научная новизна работы:

1. Предложена новая математическая модель для решения задач распространения лазерного излучения в маломодовых оптических волокнах с переменными диаметрами и формой элементов поперечного профиля, которая позволяет корректно учитывать векторный характер электромагнитного поля и интерференцию мод. Модель носит комплексный характер и основана на применении «широкоугольной» схемы и разложения в двумерный ряд Фурье поперечного распределения показателя преломления. Использование разложения в ряд Фурье позволяет учитывать масштабирование и сдвиг структуры в трехмерных задачах распространения лазерного излучения.

2. Впервые предложено использование фотонно-кристаллической оболочки для управления полем в волноводах с нанометровой (щелевой) сердцевиной. Предложенный волновод с нанометровой сердцевиной и фотонно-кристаллической оболочкой вследствие локализации поля в сердцевине позволяет повысить плотность мощности в несколько раз и компенсировать нормальную дисперсию материала, что дает возможность создания ближнепольного оптического микроскопа с зондом на основе подобного волокна.

3. Впервые показано, что деформация формы и размера поперечной структуры элементов фотонно-кристаллического волокна до 15% от их линейного размера вызывает сдвиг полос пропускания и изме-

нение их ширины, при этом общий уровень потерь меняется незначительно

4. Впервые показано, что увеличение диаметров отдельных элементов структуры на величину, сравнимую с их радиусом, вызывает появление дополнительных линий поглощения на длинах волн, соответствующих фотонным запрещенным зонам.

5. Впервые обнаружено, что периодическое изменение диаметра оптического волокна приводит к неупругому взаимодействию солитонов, вызывающему изменения несущей частоты импульсов, их амплитуд и групповых скоростей, что является востребованным в оптических информационных технологиях.

Методология и методы исследования

Решение задач, поставленных в диссертационной работе, проводилось на основе методов математического моделирования, включающих численное решение начально-краевых задач для дифференциальных уравнений в частных производных (система уравнений Максвелла, волновое уравнение Гельмгольца, нелинейное уравнение Шредингера с переменными коэффициентами нелинейности и дисперсии) и вычислительные эксперименты с помощью разработанных программных средств.

Для реализации программных комплексов использовался язык программирования «FORTRAN».

Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием апробированных математических методов и моделей и следует из сравнения расчётных и экспериментальных данных, сопоставления результатов, полученных различными численными методами, совпадения результатов расчётов с предсказаниями более простых приближений.

Практическая значимость работы.

- Полученные в ходе выполнения диссертационного исследования результаты могут найти применение в областях науки, связанных с оптической обработкой информации, при изготовлении и проектировании нелинейных оптических устройств, фотонно-кристаллических структур и волокон, например, преобразователей частоты, фотонно-кристаллических фильтров.
- Программный комплекс на основе предложенной математической модели позволяет рассчитывать потери при распространении излучения в маломодовых волокнах с фотонной запрещенной зоной, что даёт возможность по заданной конфигурации торца оптического фотонно-кристаллического волновода получить данные о пропускании и дисперсионных и характеристиках волокна. При изготовлении ФКВ методом вытяжки эти данные позволяют оптимизировать структуру волокна при изготовлении оптических фильтров на основе ФКВ и параметрических усилителей.
- Предложенное в диссертации использование фотонно-кристаллической оболочки для управления полем в волноводах с нанометровой (щелевой) сердцевиной позволяет добиться управления дисперсией ТМ-волн, что может найти применение при создании зондов для ближнепольной оптической микроскопии, нелинейных оптических устройств и волоконных лазеров.
- Обнаруженные в ходе диссертационного исследования сдвиги полос пропускания фотонно-кристаллического волокна и изменение их ширины без увеличения общего уровня потерь должны быть учтены при разработке и изготовлении оптических фильтров. При этом деформации, сравнимые с радиусами элементов структуры, вызывают появление полос поглощения внутри фотонных запрещенных зон и существенное изменение их ширины. Предложенный в диссертации

механизм формирования полос пропускания внутри запрещенных зон волокна может найти свое применение при изготовлении фильтров на основе ФКВ, обладающих низким уровнем потерь.

- Неупругое взаимодействие оптических солитонов может быть использовано для изменения несущей частоты импульсов, их амплитуд и групповых скоростей. Для неупругого взаимодействия оптических солитонов предложено использовать среду с периодическим изменением дисперсии или нелинейности. Показано, что такое взаимодействие может возникать в волокнах с переменным диаметром. Выявленные эффекты могут быть использованы в оптических линиях связи, оптической обработке информации и изготовлении усилителей.

Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием апробированных математических методов и моделей и следует из сравнения расчётных и экспериментальных данных, сопоставления результатов, полученных различными численными методами, совпадения результатов расчётов с предсказаниями более простых приближений.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались и обсуждались на 11 международных и 2 всероссийских конференциях, научных школах и семинарах: International School for Young Scientists on Optics, Laser Physics and Biophysics, Saratov Fall Meeting (SFM) (Saratov, Russia, 2010, 2011, 2012, 2013, 2014, 2015), 14 Международной Молодежной научной Школы по оптике, лазерной физике и биофотонике (Саратов, 2010), Международного форума «Ломоносов-2011» (Москва, 2011), Всероссийской научной конференции с международным участием «Проблемы критических ситуаций в точной механике и управлении» (Саратов, 2013), International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL'2013) (Sudak, Crimea, Ukraine, 2013), XXI International School-Seminar «Spec-

troscopy of Molecules and Crystals» (Beregove, Ukraine, 2013), International Conference on Laser Optics and Photonics (St. Petersburg, Russia, 2014).

Публикации. Результаты диссертационной работы опубликованы в 17 печатных работах [124-140], включающих 8 статей [124-131] в периодических изданиях, входящих в Перечень ведущих рецензируемых научных журналов ВАК РФ, и в иностранных периодических изданиях, входящих в системы Scopus и Web of Science, а также получены 2 авторских свидетельства Роспатента [139,140] о государственной регистрации программы для ЭВМ.

Личный вклад соискателя заключается в том, что все представленные численные результаты получены лично автором. Обсуждение полученных результатов проводилось автором при участии научного руководителя и соавторов работ. Автором разработаны программные комплексы численного решения системы уравнений Максвелла, нелинейного уравнения Шредингера и волнового уравнения Гельмгольца, предназначенные для расчета спектров пропускания, дисперсионных характеристик ФКВ и расчета взаимодействия солитонов в волноводных системах.

На защиту выносятся следующие положения и результаты:

- 1) Разработанная и используемая в диссертационном исследовании комплексная математическая модель и соответствующая ей расчетная схема, основанные на разложении поперечного распределения поля в двумерный ряд Фурье и методе распространяющихся пучков, позволяют учесть влияние деформаций сжатия, растяжения и сдвига на распространение лазерного излучения в волокнах с фотонной запрещенной зоной.
- 2) Фотонно-кристаллические волноводы с нанометровой (щелевой) сердцевинной можно применять для локального повышения интенсив-

ности и управления дисперсией ТМ-волн. В таком волноводе в сердцевине возможно повышение пиковой интенсивности в несколько раз. Фотонно-кристаллическая оболочка позволяет компенсировать нормальную дисперсию материала порядка 100 пс/нм/км.

3) Изменение отдельных поперечных элементов структуры фотонно-кристаллического волокна, сравнимые по величине с их радиусами, вызывают появление дополнительных полос поглощения на длинах волн, находящихся в пределах фотонных запрещенных зон.

4) Периодическая модуляция диаметра оптического волокна вызывает неупругое взаимодействие оптических солитонов, проявляющееся как: связанное состояние двух солитонов, объединение солитонной пары или разделение солитонной пары. Эффекты неупругого взаимодействия могут быть использованы для управления несущими частотами импульсов, их амплитудами и групповыми скоростями.

Структура и объём работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы, состоящего из 140 наименований. Общий объём диссертации 138 страниц текста, включающего 34 рисунка.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении сформулированы цели и задачи диссертационной работы, проведено обоснование актуальности темы, приведены результаты, выносимые на защиту

Глава 1 посвящена эффектам, связанным с параметрическим усилением оптического сигнала в фотонно-кристаллических волноводах. С использованием подходящей конфигурации ФКВ, можно достичь параметрического усиления сигнала в заданном диапазоне длин волн. Использование фотонно-кристаллической оболочки для управления дисперсией позволяют изменять дисперсионные свойства во-

локна в широком диапазоне параметров. В данной главе произведен расчет параметрического усилителя с одночастотной накачкой.

Сделан обзор параметрических эффектов, возникающих в фотонно-кристаллических волноводах. ФКВ из оптического стекла обладают на порядок большей нелинейностью, чем сопоставимые волокна, изготовленные из плавленного кварца, что позволяет эффективно использовать их в качестве параметрического усилителя.

Проведено математическое моделирование параметрического усиления в ФКВ из оптического стекла с использованием векторной численной модели, основанной на методе плоских волн.

Параметрическое усиление возможно при выполнении условий фазового синхронизма между волной накачки и сигнальной волной. Путем подбора периода структуры и радиусов отверстий было минимизировано значение дисперсии в диапазоне длин волн 0.4 мкм – 1.6 мкм. Для расширения спектрального диапазона параметрического усиления было предложено использовать структуру, имеющую центральный ряд воздушных отверстий с уменьшенным диаметром. Подобные ФКВ с оптимизированными параметрами позволяют усиливать оптические сигналы на длинах волн 1.2–2.1 мкм.

Вторая глава посвящена применению фотонно-кристаллических волноводов для задач управления дисперсией групповой скорости и локальному повышению интенсивности импульсов. В главе рассмотрен случай фотонно-кристаллического волновода с активной сердцевиной, приводятся расчеты полей TE и TM мод планарной структуры с фотонно-кристаллической оболочкой, анализируется селективное усиление мод.

Дано краткое описание основных подходов, используемых для описания дисперсионных и нелинейных эффектов, возникающих при распространении интенсивных лазерных импульсов в прозрачных средах. применение планарных структур при создании нелинейных интегрально-оптических устройств, даны примеры применения различных материалов, из которых изготавливаются подобные устройства. Предлагается использование планарного ФКВ для управления дисперсионными свойствами щелевых волноводов с нанометровой сердцевиной.

Подобные структуры можно рассчитать двумя методами – методом матриц передачи и методом плоских волн для одномерных волноводов.

В главе приведены результаты расчета дисперсионных свойств фотонно-кристаллической структуры с нанометровым волноведущим слоем, полученные методом плоских волн для ТЕ и ТМ мод. Проведено сравнение этих результатов с данными расчета методом матриц передачи

В результате расчетов было получено поперечное распределение интенсивности основной моды щелевого фотонно-кристаллического волновода, составленного из слоев халькогенидных стекол. Данные расчеты показали, что щелевой фотонно-кристаллический волновод позволяет компенсировать дисперсию материала с одновременным увеличением локальной интенсивности

Глава 3 посвящена описанию свойств ФКВ и исследованию влияния дефектов формы и размеров поперечной структуры, возникающих при изготовлении волокна, на пропускание и дисперсионные характеристики ФКВ.

В результате численного моделирования было показано, что для точного расчета характеристик ФКВ необходим корректный учет вли-

яния различных потерь: на отражение, рассеяние и прочих, вызванных материалом волновода. Кроме того, необходимо учитывать увеличение потерь в высших модах. Исследование было направлено на создание модели, учитывающей вклад всех источников в общую картину потерь волокна.

Для выявления вклада потерь, возникающих при изготовлении волокна, были рассчитаны характеристики и проанализированы свойства фотонной запрещенной зоны для ФКВ с деформациями и для волокна без структурных деформаций.

При расчёте был использован подход, позволяющий построить ортогональную систему мод волновода и при этом учесть зависимость показателя преломления материала от длины волны $n_{high}=n_{high}(\lambda)$, $n_{low}=n_{low}(\lambda)$, где n_{high} , n_{low} - показатели преломления стекол, из которых состоит ФКВ.

Фотонные запрещенные зоны волокон лежат в диапазонах длин волн $\lambda > 1,0$ мкм, $0,67 < \lambda < 1$ мкм и $\lambda \approx 0,65$ мкм. Результаты моделирования показали, что ширина запрещённой зоны и её границы, например, на уровне $n_{eff}/n_{low}=1$ (где n_{eff} - эффективный показатель преломления) сильно зависят от наличия деформации поперечной структуры волокна

Из уравнений Максвелла можно получить векторные уравнения распространения для поперечных компонент вектора магнитного поля $\mathbf{H}=(H_x, H_y, H_z)$. Уравнения решаются путем разложения вектора (H_x, H_y) и комплексного показателя преломления в двумерные ряды Фурье. В расчётах применялось приближение Паде и схема Кранка-Николсон. Предложенная математическая модель позволяет рассчитать распределение поля на заданной длине волны, и, таким образом, рассчитать поглощение волокна. Используемый подход позволяет учесть высшие моды фотонно-кристаллической структуры при расчёте про-

пускания волокна. В качестве начального поля использовался линейно поляризованный гауссов пучок.

Результаты численного эксперимента показали, что субмикронная деформация поперечной структуры элементов фотонно-кристаллического волокна приводит к сдвигу полос пропускания, изменению их ширины. При наличии связи между основной модой и модами стержней часть излучения будет переходить из центра на периферию, что вызовет увеличение потерь. При учете высших мод полоса пропускания (сплошная линия) сужается.

При увеличении размеров отдельных элементов структуры появляются дополнительные моды в пределах фотонных запрещенных зон. Появление данных мод приводит к повышению потерь в определенном диапазоне длин волн. Данный эффект может использоваться для создания спектральных селективных фильтров.

В главе 4 описываются особенности распространения оптических солитонов в волноводе с изменяющимся диаметром. Используемая математическая модель основана на решении нелинейного уравнения Шредингера с переменными коэффициентами дисперсии и нелинейности. Нелинейные эффекты, связанные с результатом взаимодействия оптических солитонов, являются актуальной проблемой как волоконной, так и нелинейной оптики.

В оптических волокнах наблюдаются различные эффекты в результате взаимодействия солитонов. Они существенно ограничивают их применение в оптических линиях связи. Для снижения межсолитонного взаимодействия было предложено множество методов использования нелинейности усиления, однако, каждый из этих методов имеет определенные недостатки. Приведены расчеты эффектов взаимодействия солитонов в волокне, и для управления ими в работе предложено использовать волокно с изменяемым диаметром.

Динамика солитонов в рассматриваемом волокне подчиняется нелинейному уравнению Шредингера с переменными коэффициентами нелинейности и дисперсии для комплексной амплитуды напряженности электрического поля $E(z, \eta)$.

Алгоритм расчета параметров солитонов состоит из трех шагов:

1) Находим решение уравнения Шредингера в плоскости z_s , $E(\eta) = E(z_s, \eta)$
2) Для функции $E(\eta)$ рассчитываем матрицу рассеяния нелинейного уравнения Шредингера с фиксированными коэффициентами дисперсии $\beta_2 = \beta_2(z_s)$ и нелинейности $\gamma = \gamma(z_s)$
3) Используя метод Ньютона, находим комплексные числа (спектральные параметры) λ_j , которые соответствуют нулю коэффициента матрицы рассеяния $a^*(\lambda_j) = 0$. Амплитуда солитона, длительность и его групповая скорость определяются через спектральные параметры λ_j . Основное преимущество метода, изложенного выше, заключается в возможности исследования динамики солитонов в процессе их взаимодействия.

Результатом численного моделирования стал расчет взаимодействия солитонов в волокне с изменяемым диаметром при помощи модели, основанной на решении нелинейного уравнения Шредингера. Реализация определенного режима осуществляется за счет выбора периода модуляции. Рассмотрено три типа режимов, которые могут найти практическое применение в области управления лазерными импульсами, оптической обработке информации.

Основные результаты представленной диссертационной работы опубликованы в статьях [124-140].

ГЛАВА 1. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО УСИЛЕНИЯ В ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ

1.1 Микроструктурированные оптические волноводы и волокна для задач фотоники. Фотонные кристаллы.

В последнее время научным сообществом проявляется большой интерес к целой группе новых материалов, обладающих особыми оптическими свойствами — фотонным кристаллам [1]. Фотонный кристалл состоит из чередующихся слоев или областей с различными показателями преломления [8]. Такое чередование позволяет получить так называемые «фотонные запрещенные зоны» - области, где может распространяться свет с определенной частотой, а волны с другими частотами будут отражаться [1, 8, 9]. Здесь можно увидеть аналогию с полупроводниковыми материалами, где наблюдаются разрешенные и запрещенные зоны для энергий носителя заряда. Таким образом, фотонный кристалл выступает своего рода фильтром для фотонов различной частоты. Такая концепция фотонного кристалла была разработана в работах Е. Яблоновича и С. Джона [2, 3].

Фотонные кристаллы по характеру изменения коэффициента преломления можно разделить на три основных класса:

1. Одномерные, в которых коэффициент преломления периодически изменяется в одном пространственном направлении. Такие фотонные кристаллы состоят из параллельных друг другу слоев различных материалов с разными коэффициентами преломления и могут проявлять свои свойства в одном пространственном направлении, перпендикулярном слоям (рис. 1)

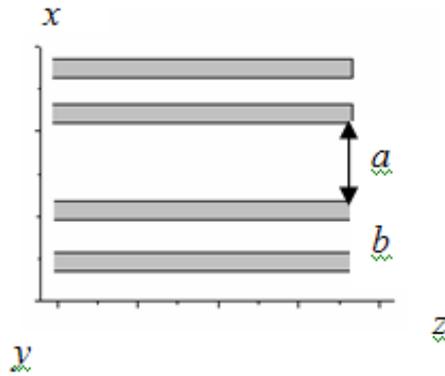


Рис. 1 Планарный фотонный кристалл. Характерные размеры – порядка длины волны.

2. Двумерные, в которых коэффициент преломления периодически изменяется в двух пространственных направлениях . При этом, области с коэффициентом преломления упорядочены в двумерной кубической решетке. Такие фотонные кристаллы могут проявлять свои свойства в двух пространственных направлениях, и форма областей с коэффициентом преломления не ограничивается прямоугольниками, как на рисунке, а может быть любой (окружности, эллипсы, произвольная и т. д.). (рис. 2)

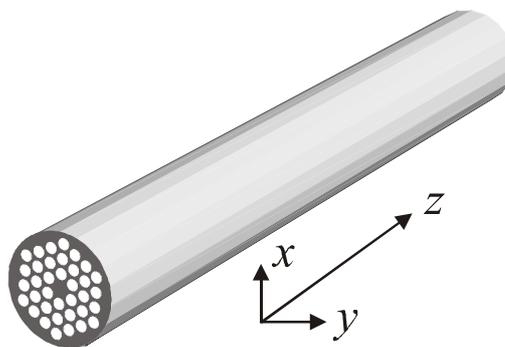


Рис. 2. Пример двумерной структуры фотонного кристалла. Линейные размеры ограничены по x и y . Размеры структуры по оси z принимаются бесконечными

3. Трёхмерные, в которых коэффициент преломления периодически изменяется в трёх пространственных направлениях. Такие фотонные кристаллы могут проявлять свои свойства в трёх пространственных направлениях, и можно их представить как массив объёмных областей (сфер, кубов и т. д.), упорядоченных в трёхмерной кристаллической решётке.

Как и электрические среды в зависимости от ширины запрещённых и разрешённых зон, фотонные кристаллы можно разделить на проводники — способные проводить свет на большие расстояния с малыми потерями, диэлектрики — практически идеальные зеркала, полупроводники — вещества способные, например, выборочно отражать фотоны определённой длины волны и сверхпроводники, в которых благодаря коллективным явлениям фотоны способны распространяться практически на неограниченные расстояния.

Также различают резонансные и нерезонансные фотонные кристаллы. Резонансные фотонные кристаллы отличаются от нерезонансных тем, что в них используются материалы, у которых диэлектрическая проницаемость (или коэффициент преломления) как функция частоты имеет полюс на некоторой резонансной частоте.

Любая неоднородность в фотонном кристалле называется дефектом фотонного кристалла. В таких областях часто сосредотачивается электромагнитное поле, что используется в микрорезонаторах и волноводах, построенных на основе фотонных кристаллов.

Такова, вкратце, основная классификация фотонных кристаллов. В данной работе основное внимание будет уделено волноводам, построенным на принципе фотонных кристаллов или имеющим такую оболочку.

В общем случае подобный волновод формируется за счет неоднородности внутри фотонного кристалла. Как уже было сказано ранее,

такая область называется «дефектом» фотонного кристалла и именно в ней и происходит распространение света с определенными длиной волны или частотой. В основном, планарные волноводы можно представить, как «стопку» слоев с переменным показателем преломления, в центре которой находится область (дефект) шире, чем окружающие слои, либо уже [6]. Тогда такой волновод называется щелевым.

Хотя основным методом изготовления подобного волновода является наплаивание, также существуют методы изготовления волновода травлением. В результате получается «дырчатая» структура, называемая также «slotwaveguide». В основном таким методом получают именно щелевые волноводы. Они получили широкое распространение в спектральных исследованиях [10].

Основным параметром для определения является так называемая мода дефекта, представляющая собой моду, распространяющуюся вдоль дефекта периодической структуры. Как правило, таких мод несколько, хотя для практического применения необходимы волноводы с одной дефектной модой. В этом случае между модами не возникает интерференции. Модовые свойства волновода определяют основные параметры входного излучения, которое будет распространяться по волноводу. Расчет мод дефекта фотонного кристалла или волновода является основной задачей для численного моделирования фотонного кристалла. Другим важным параметром является дисперсия фотонного кристалла. От неё напрямую зависит распространение оптических импульсов.

С фотонными кристаллами связывают будущее современной электроники. В данный момент идёт интенсивное изучение свойств фотонных кристаллов, разработка теоретических методов их исследования, разработка и исследование различных устройств с фотонными

кристаллами, практическая реализация теоретически предсказанных эффектов в фотонных кристаллах. В качестве примера применения одномерного фотонного кристалла можно привести распределенный брэгговский отражатель (или «суперотражающее» зеркало). Волноводы, изготавливаемые на основе двумерных фотонных кристаллов, обладают компактными размерами. Из-за существенных дисперсионных свойств фотонных кристаллов существует возможность создавать на их основе призмы. Также на основе волноводов с поллой сердцевинной возможно создание газовых или жидкостных датчиков на основе полного внутреннего отражения внутри фотонного кристалла [8].

Подобные волноводы могут применяться для удержания света в наноразмерном материале с низким показателем преломления [5]. Удержание и проводимость света вызвана большим разрывом электрического поля и высокого показателя преломления. При использовании такой структуры полт может быть заключено в области шириной 50 нм с низким показателем преломления. Интенсивность в таком волноводе примерно в 20 раз выше чем то, что может быть достигнуто в SiO₂ с обычными прямоугольными волноводами.

Полая сердцевина из SOI в фотонно-кристаллических волноводах может служить для ограничения поляризованного оптического излучения (H-поляризованного), а также из-за своего небольшого размера, обеспечивает чрезвычайно высокие значения напряженности поля вместе с высоким показателем преломления материала [6-8]. Добавление фотонно кристаллической оболочки позволяет обеспечить управление дисперсионными свойствами этого волновода.

При изготовлении волновода часто применяется дырчатый метод изготовления фотонно-кристаллического волновода с полостями поддерживающими резонансные моды в воздухе [7, 9]. За счет своеобразной геометрии, детектирование изменений показателя прелом-

ления анализируемого вещества за счет большого перекрытия между модами вещества и оптическими модами.

Хорошая локализация поля в подобном дырчатом волноводе позволяет [10, 11, 16]. осуществить электрооптическую модуляцию. Промодулированный сигнал показывает хорошую зависимость от длины волны и пиковое увеличение в 23 дБ возле границы полосы дефектной моды, что подтверждает наличие эффекта медленного света.

В последнее время замечен большой прогресс в области волоконных лазеров на основе Ti:Er:LiNbO_3 с излучением порядка 1530 нм - 1603 нм. Например, разработан лазер на основе акустооптически настраиваемого резонатора Фабри-Перо [26].

Фотонно-кристаллические волноводы возможно применять для заключения оптического поля в нанометровой среде с низким показателем преломления, но с очень высоким показателем пропускания. Такой концентратор изготовлен из многослойных слоев шириной десятки нанометров с низким показателем преломления и кремниевыми волноводами с высоким показателем преломления [27].

1.2 Параметрическое усиление в фотонно-кристаллическом волноводе

Дисперсия в волоконном световоде имеет определяющее значение при распространении световых импульсов [52]. Использование фотонно-кристаллической оболочки для управления дисперсией позволяют изменять дисперсионные свойства волокна в широком диапазоне параметров [53]. Как правило, фотонно-кристаллическая оболочка волокна образована системой воздушных отверстий. Высокий контраст между показателем преломления стекла и воздуха позволяет

значительно повысить степень локализации поля в сердцевине волокна, что приводит к усилению нелинейных процессов. Возможность управления как дисперсией, так и нелинейностью является достаточно интересным для задач оптического параметрического усиления. С использованием подходящей накачки, можно достичь усиления сигнала и преобразования частоты лазерного излучения в заданном диапазоне [54].

Для эффективного нелинейного преобразования частот необходимо, прежде всего, обеспечить близкий к нулю коэффициент дисперсии второго порядка [52]. Так называемый фотонно-кристаллический волновод (ФКВ) со сверхплоским профилем дисперсии может быть использован для генерации суперконтинуума в телекоммуникационном окне. Регулируя условия синхронизма для параметрического преобразования частоты можно создать широкий и плоский суперконтинуум, который находится от 500 нм до 1750 нм при помощи субнаносекундных источников накачки [55]. Еще одно возможное применение параметрических эффектов в оптических волокнах, это изготовления волоконно-оптических параметрических усилителей для телекоммуникационных систем. Для этой цели необходимо обеспечить достаточно равномерное усиление в окрестности 1550 нм. В результате исследований был представлен, параметрический усилитель, использующий 200 нм широкополосное волокно с высокой нелинейностью [56]. Для того, чтобы сгладить усиление без использования фильтров, используются как мультисегментные [57] так и параметрические усилители с двойной накачкой [23]. Мы рассмотрим коротковолновый параметрический усилитель с одинарной накачкой на основе ФКВ из оптического стекла.

Волокна, изготовленные из оптического стекла, обладают на порядок большей нелинейностью [57], чем сопоставимые волокна, из-

готовленные из плавленного кварца. Большим эффективным коэффициентом нелинейности (порядка $1100 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$ на длине волны 1550 нм) имеют в дырчатые ФКВ на основе стекла, легированного оксидом висмута [58]. Высокая нелинейность позволяют создать параметрический усилитель с использованием короткого отрезка волокна. Использование небольших отрезков волокна позволяет избежать сильного затухания оптического сигнала, поскольку оптическое стекло обладает достаточно сильными потерями. Например, потери в стекле SF6 (Schott) на длине волны 1550 нм составляют величину порядка около 1 дБ/м [59]. При расчете дисперсионных характеристик ФКВ, предполагалось, что волновод изготовлен из стекла ТФ-10 (тяжелый флинт) [76]. Дисперсионные характеристики такого стекла аналогичны характеристика стекла SF6 (Shott). В работе рассматриваются эффекты, связанные с параметрическим усилением оптического сигнала.

1.3. Дисперсионные характеристики и спектр усиления ФКВ с воздушными отверстиями вокруг сердцевины

При расчетах использовалась векторная численная модель, основана на методе плоских волн для суперячейки [23]. На рис.3 показана схема ячейки. Центральная область формирует дефект с высоким показателем преломления. Постоянная распространения β [52] основной моды рассчитывается из векторных уравнений Максвелла для магнитного поля [1]. На рисунке 4а показаны результаты расчета коэффициентов дисперсии второго, третьего и четвертого порядков. Коэффициент β_2 связан с дисперсионным параметром $D(\text{пс} \cdot \text{нм}^{-1} \cdot \text{км}^{-1})$ по формуле:

$$D = - \omega^2 \beta_2(\omega) / (2\pi c), \quad (1)$$

где c – скорость света. На рисунке 4б показана зависимость эффективного коэффициента нелинейности γ [52] от длины волны.

$$\gamma(s) = \omega n_2 / (c A_{eff}(s)), \quad (2)$$

где нелинейный показатель преломления стекла TF10 $n_2 = 2.2 \times 10^{-19} \text{ м}^2 \text{ В}^{-1}$, а A_{eff} – эффективная площадь основной моды [52].

В приближении отсутствия потерь, параметрическое усиление может быть описано формулой

$$G(L) = \frac{P_s(L)}{P_s(0)} = 1 + \left(\frac{\gamma P_p}{g} \sinh(gL) \right)^2, \quad (3)$$

где P_p , P_s соответственно мощность волны накачки и сигнальной волны, L - длина волокна, g параметр усиления, который можно описать следующей формулой

$$g^2 = (\gamma P_p)^2 - (\Delta\beta + 2\gamma P_p)^2 / 4, \quad (4)$$

где $\Delta\beta = \beta(\omega_s) + \beta(\omega_i) - 2\beta(\omega_p)$.

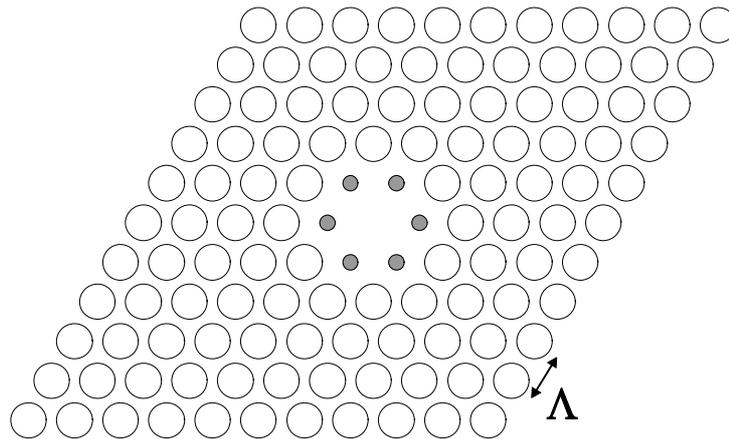


Рис.3. Поперечное сечение ФКВ. Заштрихованными окружностями показаны воздушные отверстия радиуса R_1 , другие окружности показывают воздушные отверстия радиуса R_2 . Λ – период структуры

Ширина полосы усиления в оптическом параметрическом усилителе (ОПУ), настроенном для работы в широком диапазоне, составляет порядка $\omega_b \sim (\gamma P_p / \beta_4)^{1/4}$, где β_4 коэффициент дисперсии четвертого порядка. Для увеличения полосы усиления необходимо уменьшить среднеквадратичное значение β_4

$$RMS = \frac{1}{\omega_1 - \omega_2} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \beta_4(\omega)^2 d\omega \quad (5)$$

где $\omega_1 = 170$ ТГц, $\omega_2 = 220$ ТГц. Среднеквадратичное значение было оптимизировано путем изменения периода структуры и радиусов отверстий R_1 и R_2 .

Параметрическое усиление очень чувствительно к изменениям дисперсии групповой скорости. Усиление максимально вблизи частоты ω_{ZD} , соответствующей нулю дисперсии групповой скорости. Отклонения от ω_{ZD} могут привести к уменьшению усиления. Для масштабирования размера структуры введем параметр s :

$$A(s) = sA, R_1^{(s)} = sR_1, R_2^{(s)} = sR_2 \quad (6)$$

Для изучения дисперсии и нелинейных характеристик ФКВ постоянная распространения $\beta(\omega, s)$ была аппроксимирована функцией

$$\beta(\omega, s) = \left(\sum_{m=0}^3 a_m(s) \omega^m + \sum_{n=1}^6 b_n(s) \omega^{-n} \right) \frac{\omega}{c} \quad (7)$$

Зависимость коэффициентов $a_m(s)$, $b_n(s)$ от параметра s аппроксимируется полиномом n -го порядка. Коэффициент нелинейности $\gamma = \gamma(s)$ выражается полиномом третьего порядка. Зависимость частоты от коэффициента γ не бралась в расчет. В отличие от разложения $\beta(\omega, s)$ в ряд Тейлора, формула (7) обеспечивает лучшую аппроксимацию в широком диапазоне частот.

Параметрическое усиление возможно при выполнении условий фазового синхронизма между волной накачки и сигнальной волной.

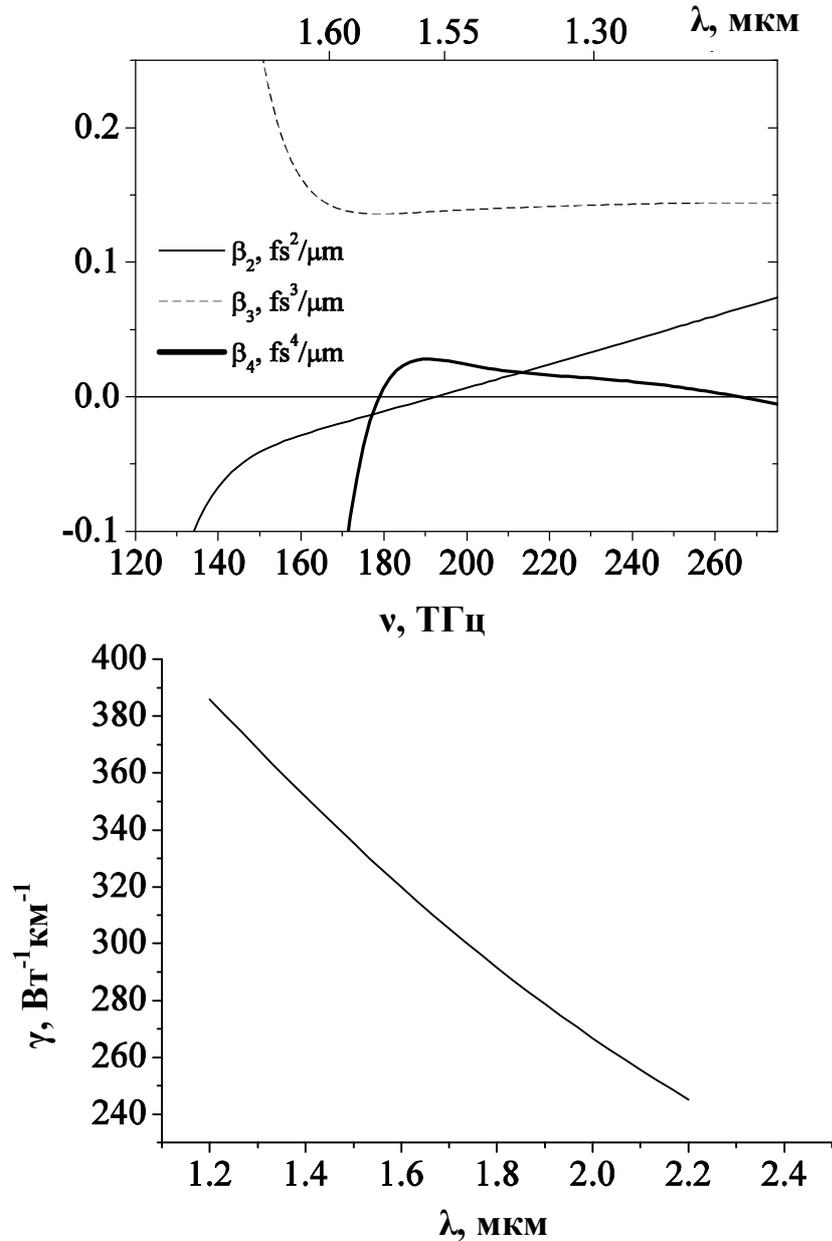


Рис 4. Дисперсионные характеристики волокна: (а) $\beta_m = d_m \beta / d\omega_m |_{\omega = \omega_p}$ (b) нелинейный коэффициент γ в зависимости от длины волны. $L = 1.0498$ мкм, $R_1 = 0.174$ мкм, $R_2 = 0.406$ мкм.

На рисунках 5а и 5б показана фазовая расстройка и соответствующая величина усиления слабого сигнала.

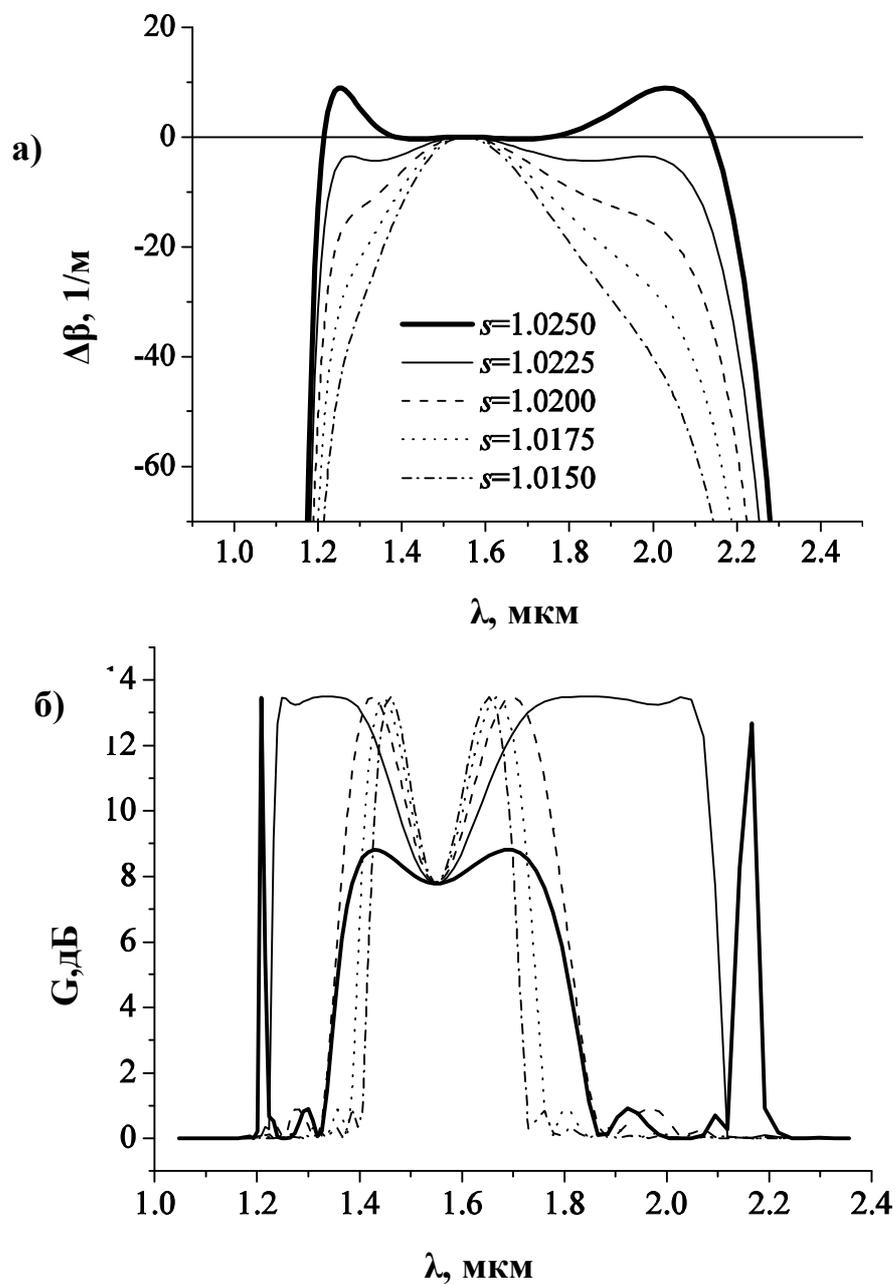


Рис. 5. Линейная фазовая расстройка (а) и спектр усиления (б), полученные в волокне с длиной $L=1$ м, энергией накачки $P_p=10$ Вт, длиной волны накачки $\lambda_p=1,55$ мкм. Период структуры и радиусы отверстий даны масштабным фактором s

Длина волны излучения накачки $\lambda_p = 1,55$ мкм. Изменение масштабного фактора для рис 3 составляло величину 1%. Несмотря на изменение масштабных размеров усиление остается ненулевым в диапазоне длин волн $1,4 \text{ мкм} < \lambda < 1,7 \text{ мкм}$. Для $s = 1,0175$ полоса усиления становится широкой. Однако диапазон изменения геометрических размеров волокна, при котором возможно усиление в районе $\lambda = 1,2 \text{ мкм}$ и $\lambda = 2,15 \text{ мкм}$, достаточно мал. В рассмотренных режимах дисперсия групповой скорости остается аномальной. С увеличением множителя s от 1,015 до 1,025, коэффициент дисперсии второго порядка на длине волны накачки $\beta_2(\lambda_p)$ уменьшается от $-0,08 \text{ пс}^2 / \text{км}$ до $-0,8 \text{ пс}^2 / \text{км}$.

1.4. Выводы

На основе моделирования параметрического усиления в ФКВ из оптического стекла путем подбора периода структуры и радиусов отверстий минимизировано значение дисперсии четвертого порядка в диапазоне $0,4 \text{ мкм} - 1,6 \text{ мкм}$. Для расширения спектрального диапазона параметрического усиления предложено использовать структуру, имеющую центральный ряд воздушных отверстий с уменьшенным диаметром. ФКВ с оптимизированными параметрами позволяет усиливать оптические сигналы на длинах волн $1,2 - 2,1 \text{ мкм}$.

ГЛАВА 2. ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАНАРНЫХ ВОЛНОВОДОВ С ФОТОННОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНОЙ

2.1 Хроматическая дисперсия

При взаимодействии электромагнитной волны со связанными электронами диэлектрика отклик среды зависит от оптической частоты ω . Это свойство, называемое хроматической дисперсией, проявляется как частотная зависимость показателя преломления $n(\omega)$. Возникновение хроматической дисперсии связано с характерными частотами, на которых среда поглощает электромагнитное излучение вследствие осцилляций связанных электронов. Вдали от резонансных частот среды, поведение показателя среды хорошо описывается уравнением Селлмейера [4]

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (8)$$

где ω - резонансная частота и B - величина j -го резонанса. Суммирование в уравнении (8) производится по всем резонансным частотам вещества, которые вносят вклад в интересующей нас области спектра. В случае оптических волокон параметры B , ω , определяются путем подгонки измеренных дисперсионных критериев [77] к уравнению (8) при $m=3$, они зависят от состава сердцевины [19]. Для объемного кварцевого стекла эти параметры такие: $B_1 = 0,696163$, $B_2 = 0,4079426$, $B_3 = 0,8974794$, $\lambda_1 = 0,0684043$ мкм, $\lambda_2 = 0,1162414$ мкм, $\lambda_3 = 9,896161$ мкм, где $\lambda_j = 2\pi c/\omega$ и c - скорость света в вакууме [78].

Дисперсия в световоде имеет определяющее значение при распространении коротких оптических импульсов, так как различные спектральные компоненты спектра импульса распространяются с разными скоростями $c/n(\omega)$. Даже в тех случаях, когда нелинейные эффекты не важны, дисперсионное уширение импульса может быть вредным для оптических линий связи. В нелинейном режиме сочетание дисперсии и нелинейности может привести к качественно другой картине. При математическом описании эффекты дисперсии в световоде учитываются разложением постоянной распространения моды β в ряд Тейлора вблизи несущей частоты ω_0 :

$$\beta(\omega) = \beta(\omega_0) + \frac{d\beta}{d\omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2\beta}{d\omega^2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \frac{d^3\beta}{d\omega^3}(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (9)$$

где $d\omega/d\beta$ – групповая скорость, $d^2\beta/d\omega^2$ – коэффициент дисперсии 2-го порядка, $d^3\beta/d\omega^3$ – коэффициент дисперсии 3-го порядка

Огибающая импульса движется с групповой скоростью ($v = 1/\beta_1$), а параметр β_2 , определяет уширение импульса. С показателем преломления n и его производными параметры β_1 , и β_2 связаны соотношениями

$$\beta_1 = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{v_g},$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right) \cong \frac{\omega}{c} \frac{d^2n}{d\omega^2} \cong \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2}{d\lambda^2} \quad (10)$$

где n_g , групповой показатель преломления.

Длина волны, на которой $\beta_2 = 0$, часто называется длиной волны нулевой дисперсии λ_d . Тем не менее, следует отметить, что при $\lambda = \lambda_d$ дисперсия не равна нулю. Описание распространения импульсов вблизи $\lambda = \lambda_d$ требует включения в разложение (9) кубического слагаемого. Такие дисперсионные эффекты более высокого порядка

могут исказить сверхкороткие оптические импульсы как в линейном, так и в нелинейном режимах [25]. Однако их рассмотрение необходимо только тогда, когда длина волны импульса λ приближается к значению λ_d в пределах нескольких нанометров.

Поведение дисперсии для реальных стеклянных световодов отличается от световодов, рассчитанных по уравнениям, указанным выше, по следующим двум причинам. Во-первых, сердцевина световода может иметь небольшое количество примесей, таких, как GeO_2 , и P_2O_5 . Уравнение (8) в этом случае следует использовать с параметрами, соответствующими определенному количеству примесных уровней [19]. Во-вторых, наличие волноводной структуры несколько уменьшает эффективный показатель преломления моды по сравнению с показателем преломления в объемном материале $n(\omega)$, причем это уменьшение зависит от частоты ω [4, 19, 52]. В результате, чтобы получить полную дисперсию в волоконном световоде, к материальной дисперсии нужно добавить волноводную компоненту. В целом, волноводный вклад в β_2 пренебрежимо мал во всей спектральной области, за исключением области вблизи длины волны нулевой дисперсии λ_d , где волноводная дисперсия и материальная дисперсия становятся сравнимыми. Основным эффектом волноводного вклада состоит в небольшом смещении λ_d в длинноволновую область; $\lambda_d = 1,31$ мкм для типичных световодов. Для количественного выражения дисперсии используется дисперсионный параметр D , обычно используемый вместо β_2 . Следующее соотношение устанавливает связь между D и β_2 :

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \cong -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (11)$$

Интересной чертой волноводной дисперсии является то, что ее вклад в D (или β_2) зависит от параметров волокна: радиуса сердцевины a и разности показателей преломления сердцевины и оболочки Δn . Этот факт может использоваться для смещения длины волны нулевой дисперсии λ_d к 1,55 мкм, где световоды имеют минимальные потери. Можно создавать волоконные световоды с весьма пологой дисперсионной кривой, имеющие малую дисперсию в широком спектральном диапазоне 1,3 — 1,6 мкм. Это достигается путем использования многих слоев оболочки. Световоды с модифицированными дисперсионными характеристиками полезны для изучения нелинейных эффектов, когда в эксперименте требуются специальные дисперсионные свойства. Нелинейные эффекты в оптических волокнах могут быть качественно совершенно разными в зависимости от знака дисперсионных параметров β_2 или D . Поскольку

$$\beta_2 = \frac{d\beta_1}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) = -\frac{1}{v_g^2} \frac{dv_g}{d\omega} \quad (12)$$

параметр β_2 обычно называют дисперсией групповых скоростей. На длинах волн $\lambda < \lambda_d$ параметр $\beta_2 > 0$, и говорят, что световод обладает нормальной дисперсией. В режиме нормальной дисперсии высокочастотные компоненты (сдвинутые в синюю область) спектра оптического импульса распространяются медленнее, чем низкочастотные компоненты. Обратная ситуация возникает в режиме так называемой аномальной дисперсии, т.е. когда $\lambda > \lambda_d$. Режим аномальной дисперсии представляет значительный интерес для изучения нелинейных эффектов, так как в этом режиме в оптических волокнах могут существовать солитоны - оптические импульсы, для

которых дисперсионные и нелинейные эффекты в точности компенсируют друг друга [29, 30].

Важной чертой хроматической дисперсии является то, что импульсы разных длин волн распространяются с разными скоростями из-за разности групповых скоростей. Это приводит к прохождению импульсов друг сквозь друга, что существенно при описании нелинейных явлений, в которых рассматривается взаимное перекрытие двух или более оптических импульсов [31, 32].

2.2 Планарные структуры для задач фотоники и их дисперсионные свойства

Оптические стекла, с их нерезонансной «быстрой» керровской нелинейностью, широко используются для управления параметрами импульсного излучения суб-наносекундной длительности [11]. До последнего времени в качестве основной среды распространения импульсных световых пучков использовались кварцевые волоконные световоды. Поскольку керровская нелинейность плавленого кварца относительно мала, эффективная нелинейная модуляция осуществляется на больших длинах (иногда порядка нескольких километров), причем, мощность источника сверхкоротких импульсов должна быть достаточно велика, но ниже порога разрушения стекла. Существенное сокращение размеров нелинейных устройств и снижение затрат энергии при использовании кварцевых световодов не представляется возможным.

Для повышения эффективности нелинейных устройств могут быть использованы другие материалы и, в частности, оптические стекла, обладающие значительно большей нелинейностью третьего порядка [12]. Халькогенидные стекла, состоящие, в основном, из тя-

желых элементов S, Se, Te с добавками Ge, As, Ga, Sb и Pb, имеющие узкую запрещенную зону ($E_g < 2.5$ эВ) и слабо связанные электроны на внешних оболочках, могут обеспечивать сильную нелинейную модуляцию светового пучка [80]. Значения нелинейного показателя преломления у халькогенидных стекол могут быть больше, чем у кварцевого стекла, (в 100-1200 раз и более). Разнообразие состава халькогенидных стекол является основой для разработок новых материалов и волноводных структур, обладающих заданными нелинейными и дисперсионными свойствами.

Поскольку эффективность нелинейного устройства зависит от отношения нелинейного коэффициента преломления β_2 к уровню линейных и нелинейных потерь в материале, важно выбрать спектральную область, обеспечивающую минимальный уровень коэффициентов линейного и нелинейного поглощения. Так, для стекла As_2S_3 коротковолновый край полосы линейного пропускания лежит в области 0.5-0.7 мкм, а для стекол систем As-Se-Te – в области 0.8-1.2 мкм. Соответственно, нелинейное многофотонное поглощение также происходит на длинах волн, больших, чем в плавленом кварце. Длинноволновый край полосы линейного пропускания халькогенидных стекол соответствует области от 8 мкм до 20 мкм, в зависимости от состава стекла. Как известно, в халькогенидных стеклах оптические потери, возникающие вследствие рэлеевского рассеяния на микроскопических флуктуациях показателя преломления, в 100-200 раз больше, чем в плавленом кварце [13]. В инфракрасном (ИК) диапазоне длин волн эти потери (убывающие как $1/\lambda^4$) существенно меньше. Однако, в реальных устройствах волоконной или интегральной оптики уровень оптических потерь определяется примесной и фазовой чистотой стекла и совершенством волноводной структуры, т.е. зависит от способа очистки стекла и метода получения волновода. В настоящее время были полу-

чены минимальные оптические потери в двухслойном многомодовом световоде из стекла As_2S_3 на уровне 12 дБ/км на длине волны 3.0 мкм , из стекла системы $As-Se-Te$ - 150 дБ/км на длине волны 6.6 мкм , из стекла системы $As-S-Se$ – 60 дБ/км на длине волны $4,8 \text{ мкм}$. [80]. Минимальный уровень потерь в коротких отрезках планарных волноводов, полученных путем химического травления стекла As_2S_3 , составляет 0.05 дБ/см на длине волны 1.55 мкм [79].

Являясь пока невостребованными в оптических телекоммуникационных сетях (рабочие окна в области $1.3-1.5 \text{ мкм}$) в качестве пассивной среды для передачи излучения, халькогенидные стекла являются идеальными материалами для разработки волоконно-оптических лазеров и усилителей, дистанционных датчиков, быстродействующих переключателей и других устройств, работающих в ИК диапазоне длин волн от 1 до 10 мкм .

Перечисленные выше особенности оптических свойств халькогенидных стекол определяют интерес к их исследованию в качестве материала для устройств, позволяющих управлять параметрами оптических импульсов, в частности, для компрессии импульсов, уширения их спектра в среднем ИК диапазоне длин волн. В зависимости от назначения устройства, для его функционирования необходимо, чтобы дисперсия групповой скорости была близка к нулю или, наоборот, была бы достаточно большой в заданной спектральной области. Так, в работах [79, 81] большая нормальная дисперсия групповой скорости и нелинейность стекла As_2Se_3 используются для создания линейного чирпа в 4 -х метровом отрезке волокна в схеме компрессии импульсов на центральной частоте 1.55 мкм . Смещение нуля дисперсии в область менее 2 мкм в микроструктурированном волокне из халькогенидного стекла As_2S_3 обеспечивает уширение спектра импульсов с пиковой мощностью 1 кВт на длине волны 2 мкм в области $3 - 5 \text{ мкм}$ [33].

Существенно, что показатель преломления халькогенидных стекол значительно больше, чем у плавленого кварца ($n_{(\text{SiO}_2)} \sim 1.46$), а длина волны λ_0 , соответствующая нулю дисперсии групповой скорости ($D=0$), смещена в средний ИК диапазон (у плавленого кварца $\lambda_0 \sim 1.3 \text{ мкм}$). Большие значения λ_0 , линейного и нелинейного показателей преломления соответствуют, как правило, составам стекла с меньшей шириной оптической запрещенной зоны E_g .

В спектральной области 1-2 *мкм* дисперсия групповой скорости в халькогенидных стеклах значительно больше, чем в плавленом кварце, и, являясь нормальной ($D < 0$), составляет величины порядка нескольких сотен *пс/(нм км)*. Поэтому до последнего времени халькогенидные световоды не рассматривались как среда для передачи информации в стандартных волоконных телекоммуникационных сетях.

Нелинейные коэффициенты преломления и многофотонного поглощения были измерены для некоторых составов халькогенидных стекол на длинах волн в области 1-2 *мкм* [81]. Согласно этим результатам, вдали от коротковолнового края полосы пропускания величина β_2 уменьшается с ростом длины волны, но при этом меняется незначительно, в соответствии с оценками, проведенными в работах [13, 81]. Таким образом, для халькогенидных стекол в ИК диапазоне свыше 2 *мкм* можно считать величину β_2 постоянной. Коэффициенты двух- и трех- фотонного поглощения могут быть большими в области 1-2 *мкм*, что существенно для работы нелинейных устройств. Однако, в среднем ИК диапазоне кратность многофотонного поглощения выше, и величина соответствующих коэффициентов меньше. Поэтому в дальнейшем рассмотрении мы будем считать среду оптически прозрачной при распространении импульсов любой интенсивности в области длин волн свыше 3 *мкм*.

Для управления дисперсией групповой скорости может быть использовано структурирование стекла – а именно, создание волноводных структур с однородной или периодической оболочкой. Профиль показателя преломления волноводной структуры определяет знак и величину волноводной дисперсии [20]. Для управления полной дисперсией структуры необходимо, чтобы в рассматриваемой спектральной области волноводная дисперсия была сравнима по величине с материальной. Поэтому в задачах компенсации большой материальной дисперсии халькогенидного стекла в области 1–2 $\mu\text{м}$ необходимо использовать структуры с большим контрастом профиля показателя преломления. Таковыми являются, например, фотонно-кристаллические волокна с воздушным заполнением [25, 64, 65]. Для структуры с сердцевиной из As_2S_3 ($D = -364$ пс/нм/км) и оболочкой из теллуритного стекла с воздушными отверстиями был получен нуль дисперсии на длине волны 1.55 $\mu\text{м}$ [65].

В диссертационной работе исследуются возможности управления дисперсией групповой скорости оптических импульсов в ИК диапазоне длин волн путем создания структур с большим или малым контрастом показателя преломления из халькогенидных стекол различного состава. В модельной задаче полагаем, что показатель преломления среды меняется вдоль одной пространственной координаты. Такой режим реализуется в планарных интегрально-оптических устройствах [15, 16].

2.3 Методы расчета пропускания планарных волноводов с фотонной запрещенной зоной

Метод матриц передачи

Одним из точных методов расчета подобных структур является метод матриц передачи [21]. Вкратце, суть метода состоит в следующем. В наших расчетах мы исследуем слоистую структуру. Характеристики пропускания и поглощения каждого слоя можно принять неизменными по всему объему структуры (изотропная структура) и представить в виде матрицы следующего вида:

$$M_j = \begin{pmatrix} \cos \Phi_j & \frac{-i}{\gamma_j} \sin \Phi_j \\ -i \gamma_j \sin \Phi_j & \cos \Phi_j \end{pmatrix}$$

$$\Phi_j = k \alpha_j (x_j - x_{j-1}),$$

$$\alpha_j = n \cos \theta. \quad (13)$$

где $\gamma = \theta$ - угол между направлением распространения волны и границей раздела диэлектриков n – показатель преломления слоя k – волновое число $x_j - x_{j-1}$ - толщина слоя

Представим теперь в подобном виде все слои нашей структуры, в том числе и дефект. На границе совмещения этих слоев применим тангенциальные граничные условия, связывающие их вместе. В результате получается результирующая матрица, для которой записывается уравнение следующего вида.

$$\begin{pmatrix} 1 + r_{cs} \\ \gamma_c (1 - r_{cs}) \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} 1 \\ \gamma_s \end{pmatrix} t_{cs} \quad (14)$$

где r_{cs} – коэффициент пропускания, t_{cs} - коэффициент отражения γ_c -

В этом уравнение коэффициенты отражения и преломления имеют следующий вид

$$r_{cs} = \frac{\gamma_c m_{11} + \gamma_c \gamma_s m_{12} - m_{21} - \gamma_s m_{22}}{\gamma_c m_{11} + \gamma_c \gamma_s m_{12} + m_{21} + \gamma_s m_{22}},$$

$$t_{cs} = \frac{2\gamma_c}{\gamma_c m_{11} + \gamma_c \gamma_s m_{12} + m_{21} + \gamma_s m_{22}} \quad (15)$$

где m_{ij} – соответствующие элементы матрицы. По определенным условиям можно найти направляемую волноводом моду. Условия для нахождения дефектной моды будут иметь следующий вид

$$\chi_M(\beta) = \gamma_c m_{11} + \gamma_c \gamma_s m_{12} + m_{21} + \gamma_s m_{22} = 0 \quad (16)$$

где β – постоянная распространения.

В результате решения этого уравнения, получается такая картина распространения излучения в структуре. На рис.6. показан коэффициент отражения в зависимости от эффективного показателя преломления ($n_{eff} = \beta/k$) и длины волны. В пределах первой запрещенной зоны формируется мода, направляемая центральным дефектом

На рис. 7 показана волна, распространяющаяся в оболочке фотонного кристалла.

На рис. 8 показана мода, локализованная в сердцевине. Для передачи информации, создания лазерных устройств могут использоваться моды дефекта (рис.9).

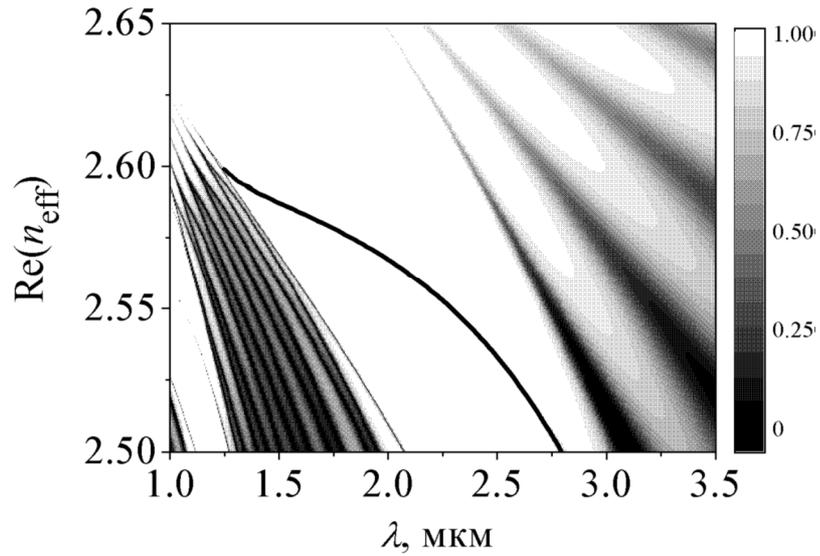


Рис.6. Зависимость эффективного показателя преломления от длины волны для структуры с дефектом. Длина волны – 1,55 мкм, период структуры – 1,2 мкм, толщина центрального слоя (дефекта) – 0,8 мкм. Черный цвет соответствует нулю отражения, белый – единице. Центральная линия – эффективный показатель преломления направляемой дефектом моды в зависимости от длины волны.

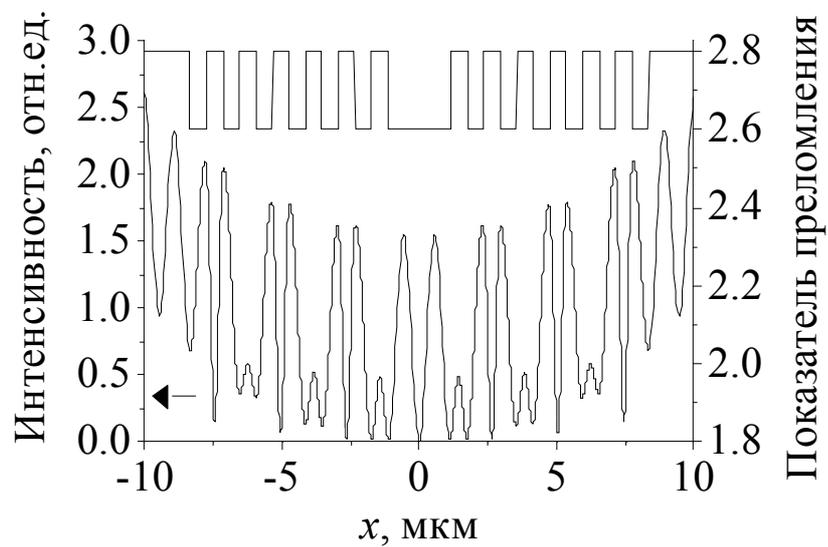


Рис. 7. Поперечное распределение интенсивности излучения, распространяющегося в оболочке.

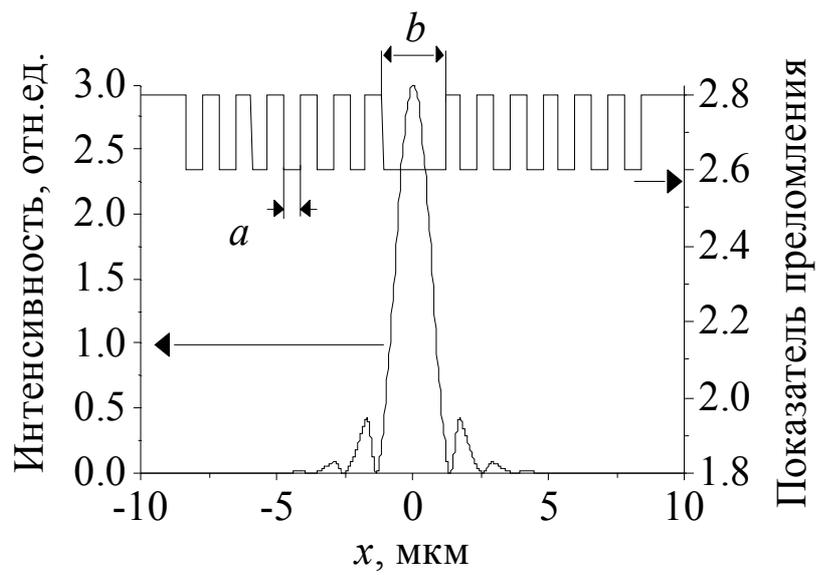


Рис. 8. Поперечное распределение интенсивности излучения, распространяющегося в области центрального дефекта (мода). a - 0,8 мкм , b - 2,4 мкм

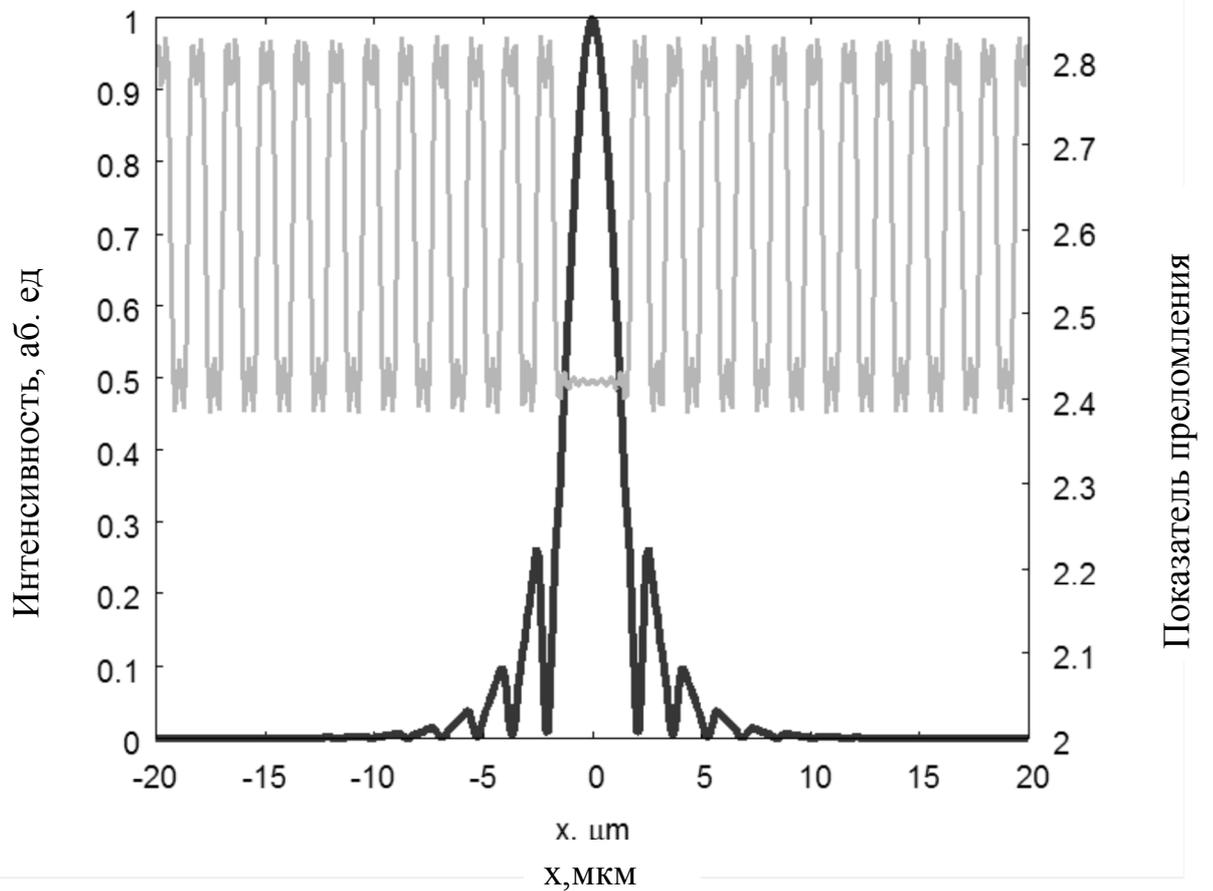


Рис. 9 Поперечное распределение интенсивности ТЕ-моды фотонно-кристаллического волокна, полученное методом плоских волн. Размеры структуры аналогичны предыдущему рисунку. Серым цветом показаны распределения показателя преломления, восстановленного из ряда Фурье.

Метод матриц передачи является точным, но, к сожалению, не позволяет рассчитывать системы с большим количеством слоев. В работе он использовался в качестве проверочного метода. Основным же методом расчета был метод плоских волн.

Метод плоских волн

В планарном волноводе световую волну можно представить как суперпозицию ТЕ- и ТМ- поляризованного излучения. Ниже представлены основные уравнения метода плоских волн для ТЕ и ТМ моды волновода.

$$\begin{aligned}
 -\frac{d}{dx} \left(\frac{1}{n^2} \frac{dH_y}{dx} \right) + \frac{\beta^2}{n^2} H_y &= k^2 H_y \\
 \frac{d^2 E_y}{dx^2} + k^2 \varepsilon(x) E_y &= \beta^2 E_y
 \end{aligned}
 \tag{17), (18)}$$

где E_y – y -компонента электрического поля, H_y – y -компонента магнитного поля, k – волновое число, β – постоянная распространения, n – показатель преломления

Они представляют собой в общем виде уравнения Гельмгольца. Суть метода плоских волн состоит в следующем. Для нахождения и расчета центральной (дефектной) моды, падающее излучение раскладывают в ряд Фурье. Как для ТЕ, так и для ТМ волн данное разложение представляет собой суперпозицию плоских волн, распространяющихся под углом к плоскости (y - z):

$$\begin{aligned}
 H_y &= \sum_m h_m e^{i(s_x m)x} \\
 \frac{1}{n^2} &= \sum_n \kappa_n e^{i(s_x n)x}
 \end{aligned}
 \tag{19)}$$

$$\begin{aligned}
 E_y &= \sum_j a_j e^{i(s_x j)x} \\
 n^2 &= \sum_l \eta_l e^{i(s_x l)x}
 \end{aligned}
 \tag{20}$$

где s, n, m, a, k, h – соответствующие коэффициенты разложения в ряд в Фурье.

Затем получается матричное уравнение. Его решением является динамика распространения ТЕ или ТМ моды внутри щелевого дефекта ФКВ. После всех расчетов получается график определенной моды, распространяющейся в структуре. На рис. 9 представлено поперечное распределение интенсивности ТЕ-волны, распространяющейся в области центрального дефекта фотонно-кристаллического волокна, полученное методом плоских волн. В результате расчетов получено, что эффективный показатель преломления, рассчитанный методом плоских волн и методом матриц передачи, имеет одну и ту же величину. Метод плоских волн не позволяет учесть вытекания поля в оболочку, поскольку из-за применения преобразования Фурье структура является бесконечной. Однако для мод, локализованных в сердцевине, потери, связанные с вытеканием, малы. В связи с этим, метод плоских волн и метод матриц передачи дают одинаковые результаты для мод, локализованных в сердцевине.

Мы рассматривали слоистый волновод со ступенчатым профилем показателя преломления. Преобразование Фурье не позволяет точно восстановить профиль ступенчатой функции. Возникают осцилляции Гиббса. На рис. 9 профиль показателя преломления является осциллирующей функцией, однако наличие таких осцилляций не сказывается на точности вычислений. Эффективный показатель преломления и профиль моды вычисляются с достаточной точностью, что подтверждается сравнением с методом матриц передачи.

Результатом решения уравнения (19) или (20) является постоянная распространения β . Зная зависимость постоянной распространения от частоты, можно рассчитать дисперсию групповой скорости. Разложим функцию $\beta(\omega)$ в ряд Тейлора вблизи некоторой частоты ω_0 . Частота ω_0 является центральной частотой лазерной волны.

$$\beta(\omega) = \beta(\omega_0) + \frac{d\beta}{d\omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2\beta}{d\omega^2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \frac{d^3\beta}{d\omega^3}(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (21)$$

где $d\omega/d\beta$ – групповая скорость, $d^2\beta/d\omega^2$ – коэффициент дисперсии 2-го порядка $d^3\beta/d\omega^3$ – коэффициент дисперсии 3-го порядка

Наиболее важной величиной в данных расчетах является коэффициент дисперсии 2-го порядка. Знак данного коэффициента определяет возможность солитонного распространения импульсов. При $d^2\beta/d\omega^2 < 0$ дисперсия аномальная и при наличии Керровской нелинейности возможно формирование солитонов. При $d^2\beta/d\omega^2 > 0$ дисперсия нормальная. В отсутствие нелинейности коэффициент дисперсии 2-го порядка показывает, насколько быстро импульс испытывает уширение. В качестве количественной характеристики дисперсионного уширения импульса, как правило, используют величину $D = -\omega^2(2\pi c)^{-1} d^2\beta/d\omega^2$. D измеряется в пс/нм/км. (на сколько пс становится шире импульс, если его спектральная ширина 1 нм, и он прошел по волокну 1 км.)

2.4 Влияние включения нанометрового слоя на дисперсионные свойства планарных фотонно-кристаллических волноводов

Основной задачей было, используя метод плоских волн, рассчитать дисперсионные характеристики направляемых мод щелевого волновода с фотонно-кристаллической оболочкой.

На рис. 10 показано поперечное распределение электрического поля основной ТЕ-моды волновода (моды с наибольшим эффективным показателем преломления). На рис.11 показано поперечное распределение интенсивности основной ТМ-моды щелевого фотонно-кристаллического волновода.

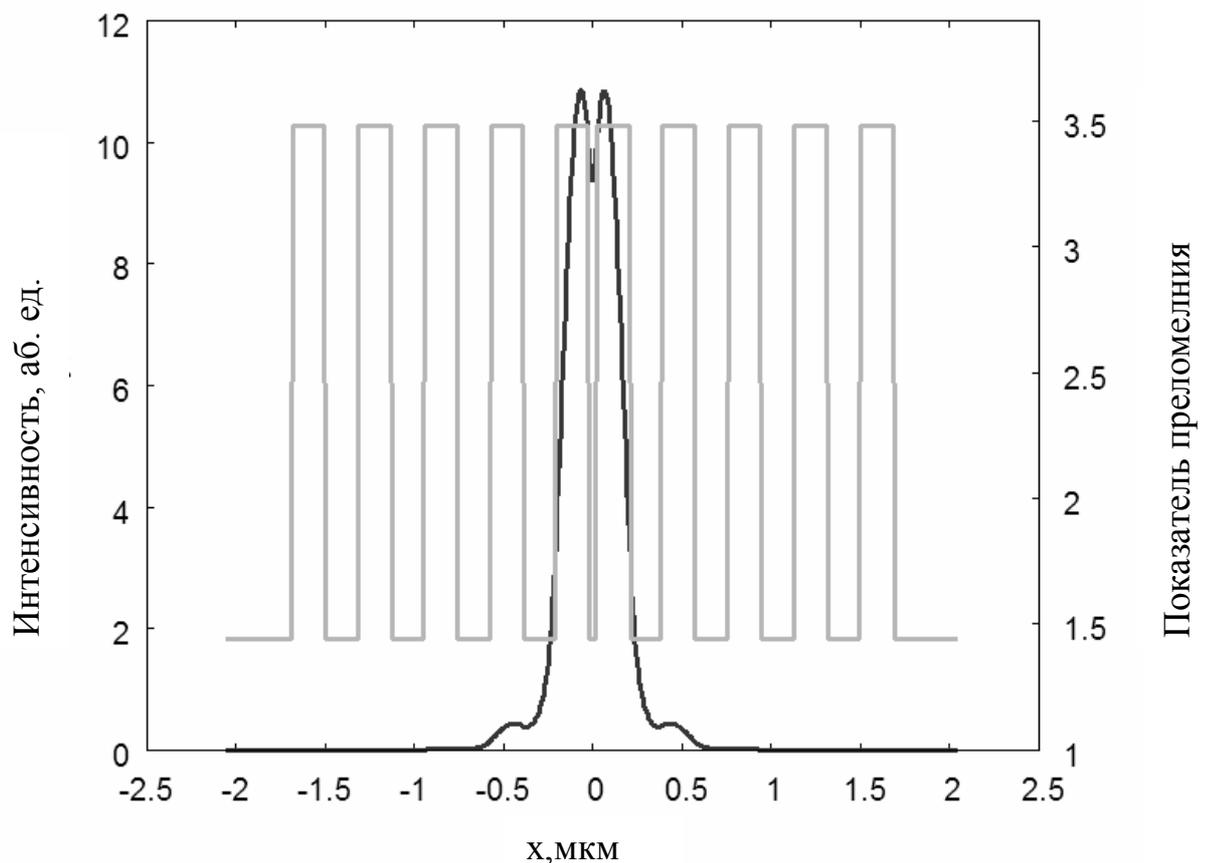


Рис.10. Поперечное распределение напряженности электрического поля моды щелевого ФКВ и показателя преломления. Эффективный показатель преломления - 3,02. Длина волны 1.55 мкм

Основной особенностью ТМ-моды является наличие скачка интенсивности на границе разделов диэлектриков. За счет данной особенности формируется центральный пик с высоким значением интенсивности. Размер скачка зависит от разности показателей преломления соседних слоев. Для демонстрации данного эффекта была выбрана структура с большим контрастом показателя преломления. (показатель преломления сердцевины 1,5 (кварц), показатель преломления соседних слоев – 3,5 (кремний)).

Центральный пик интенсивности формируется в нанометровом зазоре. Локальное увеличение интенсивности способствует усилению нелинейных эффектов (Керровская нелинейность, многофотонное поглощение, комбинационное рассеяние, параметрическое преобразование частоты).

Мода, показанная на рис. 11, формируется в основном за счет полного внутреннего отражения. Поэтому её дисперсия определяется в большей степени дисперсией материала. Фотонно-кристаллическая оболочка позволяет управлять локализацией моды, однако для компенсации дисперсии необходимо использовать моды, формирующиеся за счет брэгговского отражения.

На рис.12а представлены поперечное распределение интенсивности основной моды щелевого фотонно-кристаллического волновода, составленного из слоев халькогенидных стекол. Такая структура обладает небольшим контрастом. По сравнению со структурой, показанной на рис. 11, разница показателей преломления соседних слоев составляет всего 0,3. Однако, такой величины хватает для формирования центрального пика с высоким значением интенсивности. Основной особенностью данной моды является то, что она формируется за счет брэгговского отражения. В теории фотонно-кристаллических

структур необходимым условием существования такой моды является наличие фотонной запрещенной зоны [1].

На рис. 12б показана зависимость эффективного показателя преломления от длины волны. Область параметров, внутри которых отсутствует решение, соответствует запрещенной зоне. В пределах первой запрещенной зоны существуют решения, соответствующие моде, показанной на рис. 12а.

На рис. 13 показана дисперсия данной моды и халькогенидных стекол, из которых изготовлен волновод.

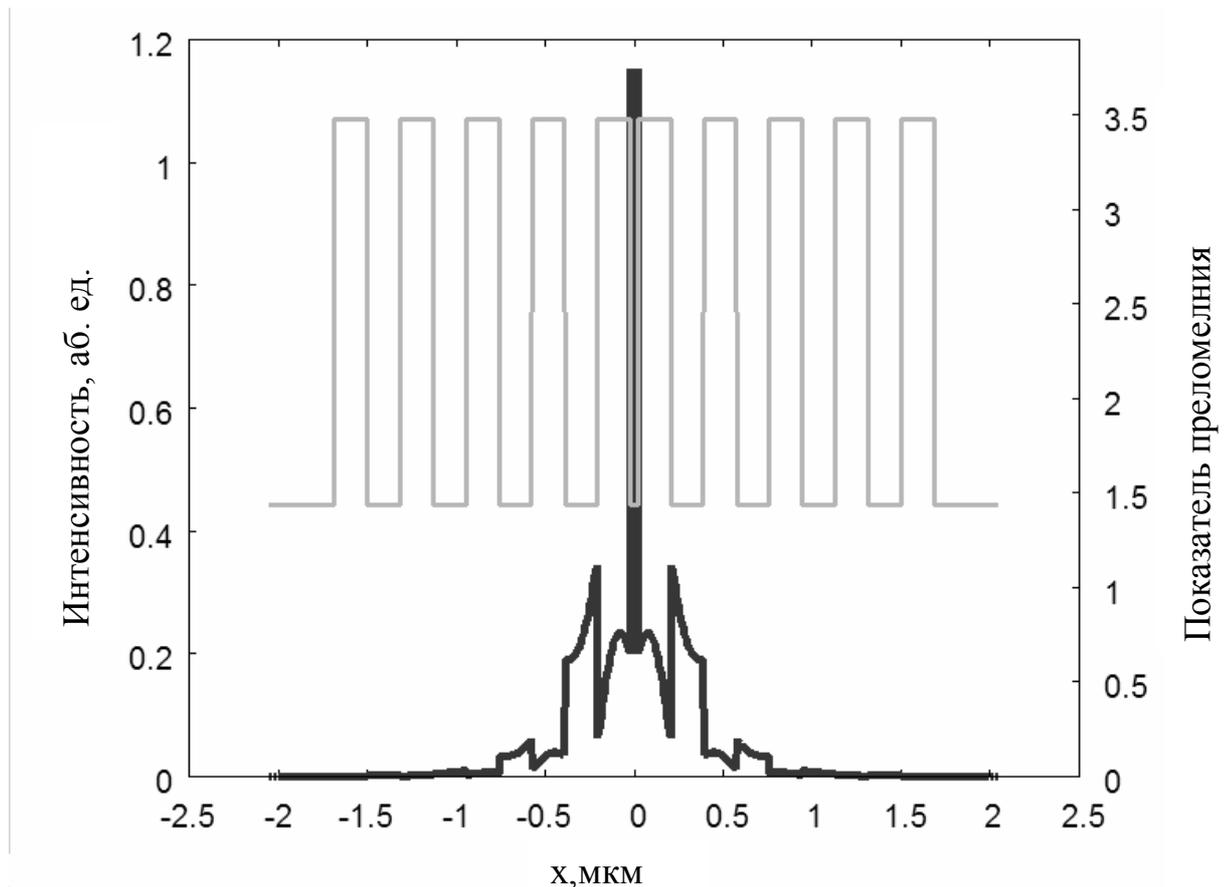


Рис.11. Поперечное распределение напряженности электрического поля моды шелевого ФКВ и показателя преломления. Длина волны 1.55 мкм. Эффективный показатель преломления 2.36

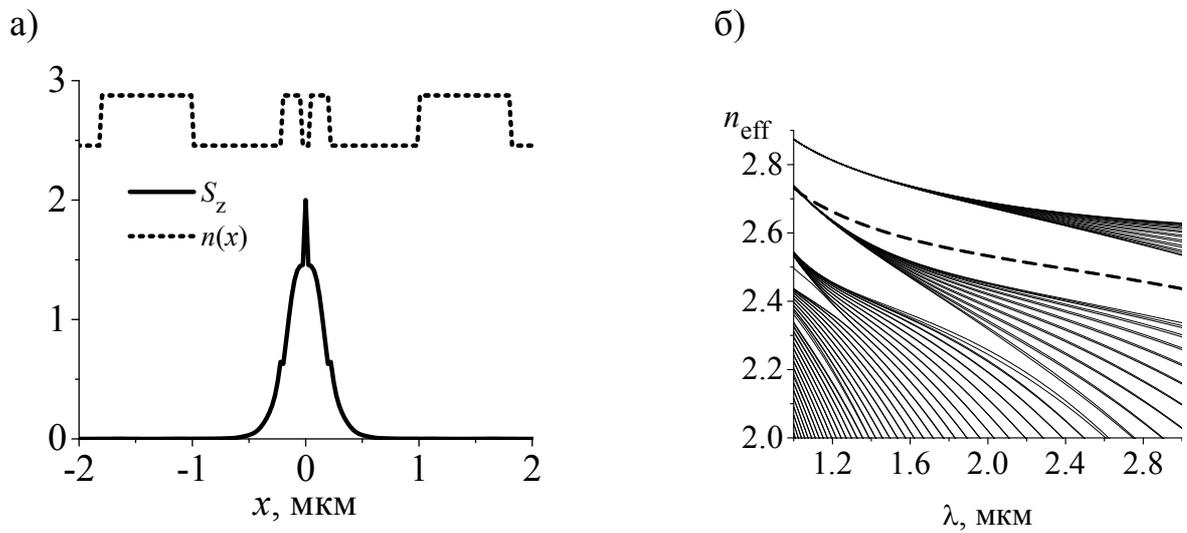


Рис.12. Распространение ТМ моды в дефекте. а) Интенсивность в отн. ед. и показатель преломления структуры (пунктир). б) пунктиром выделена мода, распространяющаяся в дефекте

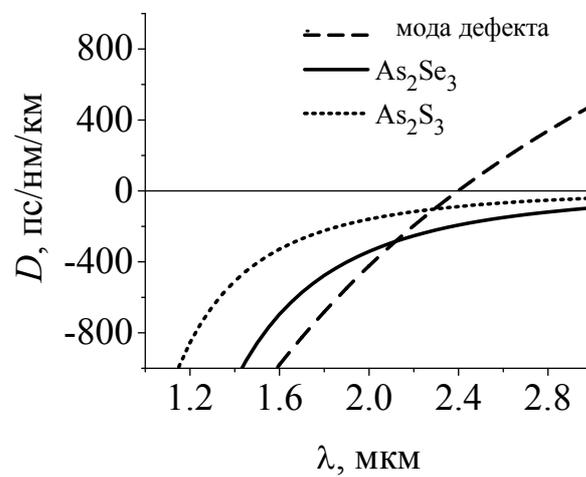


Рис.13. Дисперсии различных материалов и дефектная мода целевого ФКВ

Ноль дисперсии основной моды находится на длине волны 2,4 мкм. Для длины волны больше 2,4 мкм дисперсия является аномальной. Халькогенидные стекла обладают большой нелинейностью, поэтому возможно формирование солитонных импульсов со сравнительно малой энергией. Ключевым моментом для формирования солитонов является наличие аномальной дисперсии. Данные расчеты показали, что щелевой фотонно-кристаллический волновод позволяет компенсировать дисперсию халькогенидного стекла с одновременным увеличением локальной интенсивности.

2.5. Выводы

В заключении главы подведены некоторые краткие итоги.

Проведено моделирование с использованием методов матриц передачи и плоских волн. Показано, что оба метода дают достаточно точные результаты.

Рассчитаны характеристики мод направляемых дефектом фотонно-кристаллической структуры.

Показано, что щелевые фотонно-кристаллические волноводы могут направлять ТМ-волны локализованные в нанометровом зазоре.

Предложено использовать фотонно-кристаллическую оболочку для управления полем в щелевых волноводах. Показано, что щелевые волноводы с фотонно-кристаллической оболочкой можно использовать для локального повышения интенсивности и управления дисперсией.

ГЛАВА 3. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ВОЛОКНА С СУБМИКРОННЫМИ ДЕФЕКТАМИ ПОПЕРЕЧНОЙ СТРУКТУРЫ

3.1. Фотонно кристаллические волокна с субмикронными дефектами

Фотонная запрещённая зона формируется периодическими диэлектрическими структурами [1]. Известны оптические волокна с волноведущей областью, заполненной воздухом [35], жидкостями [36] или стеклом. Волноведущая сердцевина формируется центром, окруженным оболочкой с фотонной запрещённой зоной [37, 38]. Спектральная избирательность фотонно-кристаллических волокон (ФКВ) открывает большие перспективы их использования в спектроскопии [73]. ФКВ имеют низкие потери на изгиб, хорошую пропускную способность, позволяют управлять дисперсией [35,36].

Также ФКВ может быть использовано в качестве оптического фильтра в NDIR-спектроскопии. Фотонно-кристаллический волновод (ФКВ) обеспечивает большую эффективную длину распространения излучения, что улучшает чувствительность датчиков. Однако, интегральный коэффициент пропускания ФКВ может существенно отличаться от величины, предсказываемой законом Бугера. Это связано с модовыми свойствами волновода. Для направленных мод коэффициент поглощения определяется мнимой частью эффективного показателя преломления, который отличается от показателя преломления материала волокна [20].

Пропускание фотонно-кристаллического волокна рассчитывалась при помощи разложения поля по биортогональным модам. Уравнения для мод ФКВ имеют вид [1].

$$\begin{aligned} \nabla_{\perp}^2 H_x + k_0^2 n^2(x, y) H_x + \frac{\partial \ln n^2}{\partial y} \left(\frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) &= \beta^2 H_x(x, y), \\ \nabla_{\perp}^2 H_y + k_0^2 n^2(x, y) H_y + \frac{\partial \ln n^2}{\partial x} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) &= \beta^2 H_y(x, y) \end{aligned} \quad (22)$$

где H_x, H_y – поперечные компоненты вектора напряженности магнитного поля, n – показатель преломления, β – постоянная распространения моды (тангенциальная составляющая волнового вектора), $n(x, y)$ – комплексный показатель преломления. Для нахождения собственных мод ФКВ применялся метод плоских волн. Величины H_x, H_y раскладываются в ряд Фурье.

$$\begin{aligned} H_x(x, y) &= \sum_{m, n=-N}^N h^{(m, n)}_x e^{iS_x(m-n)x + iS_y(m+n)y} \\ H_y(x, y) &= \sum_{m, n=-N}^N h^{(m, n)}_y e^{iS_x(m-n)x + iS_y(m+n)y} \end{aligned} \quad (23)$$

где $S_x = 2\pi/S$, $S_y = S_x/\sqrt{3}$, S – сторона элементарной ячейки (рис.4а), $h_{m, n}$ – коэффициенты разложения в ряд Фурье поперечных компонент вектора напряженности магнитного поля.

После подстановки уравнений (22) в (23) получаем

$$M \cdot R = \beta^2 R \quad (24)$$

где $R = (R_1, R_2, R_3, \dots, R_{2N-1})$, $aR_i = (h_x^{-N, N}, h_x^{-N+1, N}, \dots, h_y^{-N, N}, h_y^{-N+1, N}, \dots)^T$ правый собственный вектор для матрицы M .

Введем левый собственный вектор L

$$L \cdot M = L \beta^2 \quad (25)$$

Правый и левый собственные вектора являются биортогональными

$$L_i \cdot R_j = \begin{cases} 1, i = j \\ 0, i \neq j \end{cases}$$

Используя ортогональные свойства векторов L и R можно применить метод разложения поля внутри ФКВ по модам.

Рассмотрим Гауссов пучок на входе в ФКВ

$$(H_x, H_y) = (Ae^{-\frac{r^2}{w^2}}, Be^{-\frac{r^2}{w^2}}) \quad (26)$$

Рассчитаем Фурье-коэффициенты $\mathbf{g} = (g_x^{(m,n)}, \dots, g_y^{(m,n)})$ для Гауссова пучка (27)

$$\begin{aligned} g_x^{(m,n)} &= A \exp\left(\frac{iS_x(m-n)x + iS_y(m+n)y}{w^2}\right) \\ g_y^{(m,n)} &= B \exp\left(\frac{iS_x(m-n)x + iS_y(m+n)y}{w^2}\right) \end{aligned} \quad (27)$$

Разложения по модам для вводимого поля (28) может быть записано в следующем виде

$$\bar{g} = \sum_i C_i \bar{R}_i \quad (28)$$

где C_i - амплитуда мод. Амплитуды мод рассчитываются следующим образом

$$C_j(z=0) = \bar{L}_j \bar{g}, \quad j = -N, \dots, 0, \dots, N \quad (29)$$

Пропускание ФКВ можно выразить через амплитуды мод

$$C_j(z) = C_j(z=0) \exp(i \beta z) \quad (30)$$

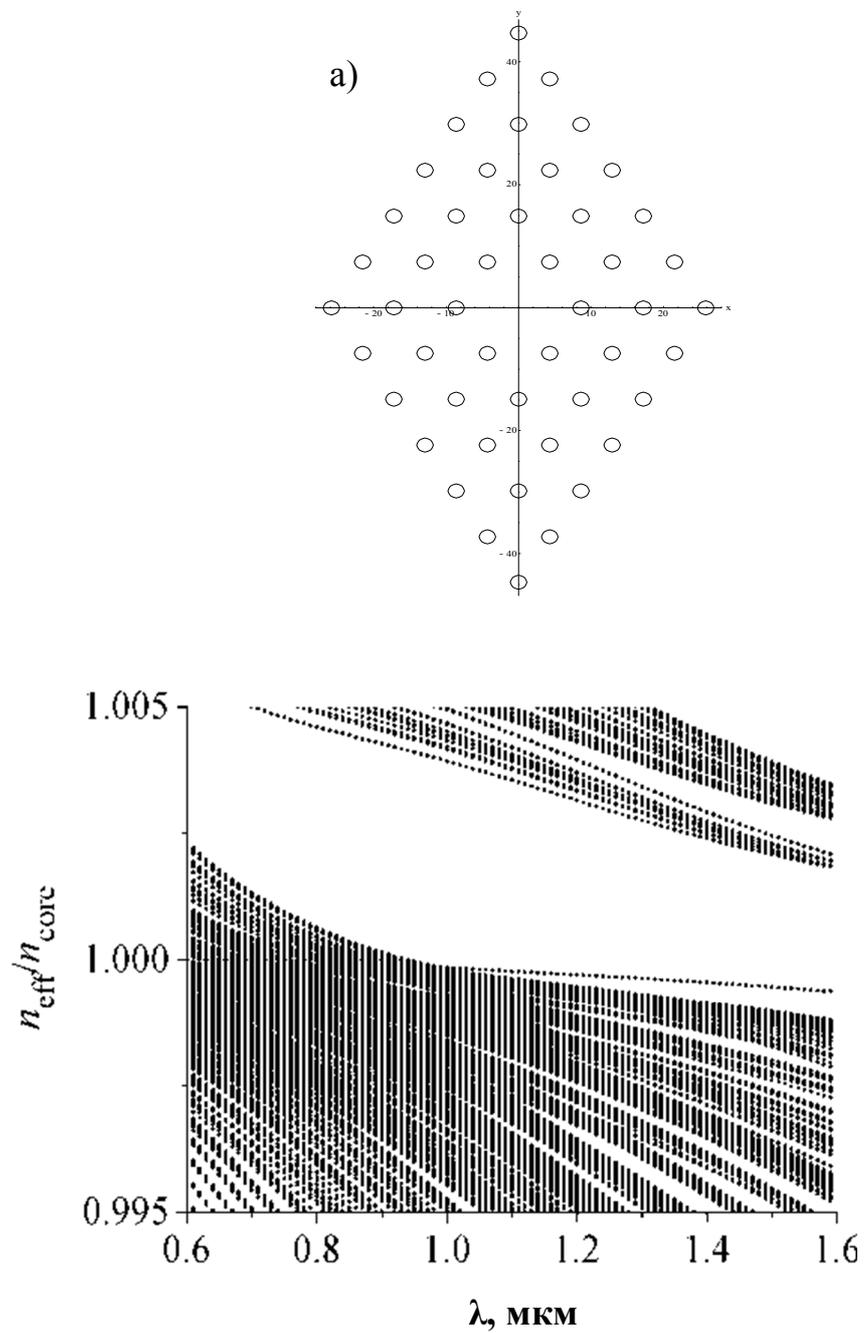


Рис.14. а) Схематическое изображение поперечного сечения волновода. б) Эффективный показатель преломления $n_{eff} = \beta/k$ в зависимости от длины волны излучения λ , n_{core} – показатель преломления сердцевины

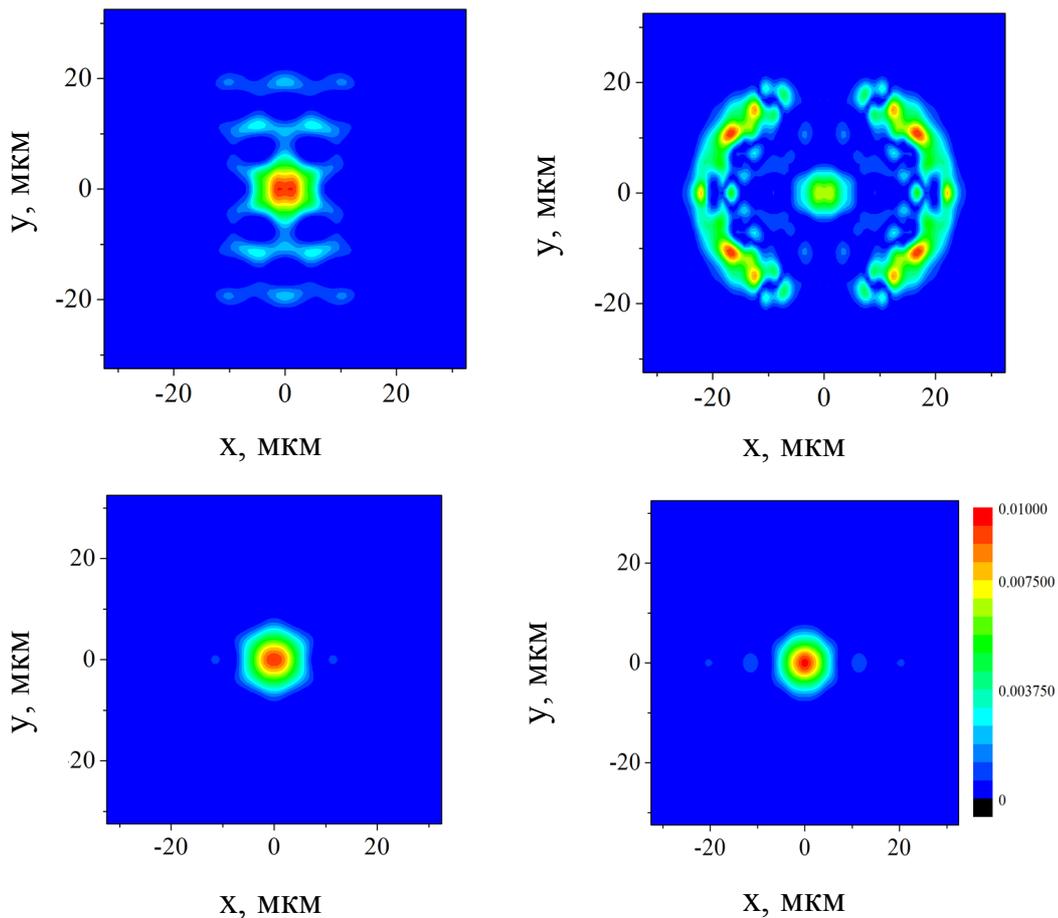


Рис.15. Профили интенсивности на различных длинах волн. Слева направо – длина волны равна 0.67 мкм, 0.82 мкм, 1.3 мкм, 1.55 мкм. На входе в волновод – гауссов пучок с плоским волновым фронтом и радиусом перетяжки $w=8$ мкм

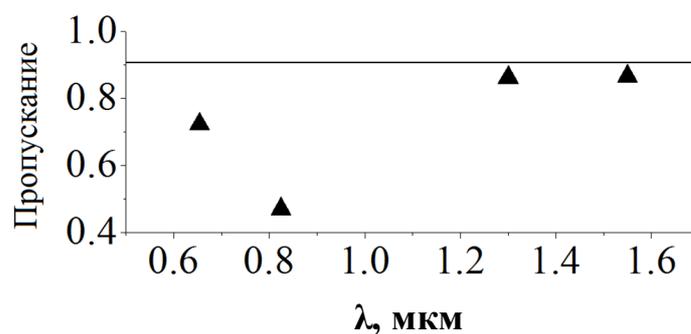


Рис.16. Коэффициент пропускания. Сплошная линия рассчитана по закону Бугера для стекла, имеющего протяженность 1м. Треугольниками отмечен коэффициент пропускания ФКВ (рис.14).

Постоянная пропускания $\beta = \beta_r + i \beta_i$ является комплексной. Мнимая часть β_i описывает потери в ФКВ

Коэффициенты Фурье для выходного поля могут быть посчитаны по следующей формуле

$$\bar{g}_{out}(z) = \sum_{j=-N}^N C_j(z) \bar{R}_j \quad (31)$$

В декартовой системе координат выходящее поле может быть рассчитано, используя обратное фурье-преобразование (24) и коэффициенты, заданные вектором \bar{g}_{out}

На рис. 14 показаны характеристики исследуемого волновода и форма суперячейки, применявшейся для расчетов.

Для расчета пропускания волокна использовалось разложение гауссового пучка по собственным векторам \mathbf{R} (22) (модам ФКВ). На рис. 15 показано поперечное распределение модуля вектора пойнтинга после распространения гауссового пучка в ФКВ длиной 1 метр.

Изложенным выше методом было рассчитано пропускание волокна (рис. 16). В области запрещенной зоны $\lambda > 1,1$ мкм. коэффициент пропускания ФКВ приближается к коэффициенту пропускания сердцевинны, что связано с возбуждением основной моды сердцевинны. На других длинах волн поле частично распространяется в периодической оболочке, что приводит к увеличению поглощения.

Одной из особенностей ФКВ является достаточно высокий уровень потерь. Среди основных источников потерь можно выделить, потери связанные с поглощением в материале, потери при рассеивании, отражении, потери, возникающие за счет связи мод высшего порядка с основными модами ФКВ [38]. Кроме того, потери возникают из-за появления дефектов и деформации фотонно-кристаллической структуры. Такие дефекты возникают в результате изготовления волокна.

Они вносят определенный вклад в картину поля выходного излучения и влияют на пропускание волокна в целом [39].

Специальная конструкция ФКВ позволяет добиться снижения потерь до 2 дБ/км [68]. Цельностеклянные ФКВ из плавленного кварца, имеют как правило, более низкие потери в сравнении с волноводами, изготовленными из других типов стекол. В ФКВ, имеющем включения из теллуритного стекла, были достигнуты минимальные потери 1,6 дБ/см [73]. Для халькогенидных ФКВ достигнуты потери 3 дБ/м для длины волны 1,55 мкм [40]. Как отмечено в [40] увеличение потерь может быть связано с наличием микропузырьков в стекле. ФКВ, изготовленные полностью из теллуритного стекла имеет потери около 50 дБ/м [41]. Для халькогенидных ФКВ [42], измеренные потери имеют величину 20-50 дБ/м на длине волны 3,39 мкм. Многие авторы [40-42, 73] отмечают, что потери, измеренные экспериментально, намного превосходит величину, связанную с собственным поглощением стекла. Повышенные потери могут быть связаны с рассеянием на границах, кристаллизацией стекла [73], образованием воздушных пузырьков [40]. Другой источник повышенных потерь связан с деформацией структуры ФКВ. В сравнении с воздушно-стеклянными ФКВ цельностеклянные ФКВ являются более устойчивыми к деформации структуры в процессе вытяжки. Однако нежелательные изменения структуры цельностеклянных ФКВ также могут присутствовать [40, 42]. Величина отклонений периода структуры и размеров основных элементов волокна может достигать нескольких процентов [41]. Поперечные дефекты, связанные с процессом изготовления, приводят к туннелированию поля из сердцевины ФКВ в наружную оболочку. Численные результаты [43] показывают, что в сравнении с идеальной структурой полоса пропускания реального волокна может уменьшиться в два раза. Деформация диаметра сердцевины, изменение показателя прелом-

ления на пятипроцентную величину может привести к удвоению величины потерь [44].

Для расчёта пропускания ФКВ традиционно используются методы, нацеленные на нахождение характеристик основной моды или некоторых отдельных мод [39,41]. Используя поглощающие граничные условия, либо комплексный показатель преломления [45] можно рассчитать коэффициент потерь, либо линейный коэффициент усиления для каждой моды в отдельности. При таком подходе не учитывается влияние высших мод. Хотя известно, что возникновение локальных пиков поглощения в спектре пропускания микроструктурного волокна ассоциируется именно с возбуждением высших мод [39]. Наличие связи между основной модой и другими модами, которые локализованы между структурными элементами волокна, может значительно увеличить поглощение света [46].

Для моделирования многомодовой структуры поля можно использовать метод распространяющихся пучков [115]. Данный метод описывает распространение света вдоль выбранного направления. Его численная реализация может отличаться подходом, используемым для дискретизации в поперечном направлении. Среди таких подходов можно выделить метод конечных разностей, метод конечных элементов, методы, основанные на преобразовании Фурье [115]. В данной работе был использован метод, основанный на преобразовании Фурье для поперечного распределения полей и показателя преломления. При расчёте изменения поля вдоль направления распространения использовалась "широкоугольная" схема (см. ссылки в [115]), которая корректно учитывает фазовую задержку поля. Представленный в работе метод позволяет рассчитать пропускание волокна при его возбуждении лазерным пучком заданной формы. Поскольку ограничения на форму поля отсутствуют, возможно моделирование совместно-

го возбуждении как основной, так и высших мод волокна. В перспективе изложенный подход позволяет изучить влияние нелинейной самофокусировки, влияние продольных деформаций волокна на спектр пропускания фотонно-кристаллического волокна.

3.2 Дисперсионные свойства ФКВ с деформациями и без структурных деформаций

В этой части описаны свойства фотонной запрещённой зоны ФКВ с деформациями и волокна без структурных деформаций.

Поперечное распределение показателя преломления рассматриваемого ФКВ показано на рис. 17. На данном рисунке черный цвет соответствует стеклу с низким показателем преломления $n_{low}=1,96421+0,02339/\lambda^2$, где λ —длина волны входного излучения. Белый цвет соответствуют стеклянным стержням с высоким показателем преломления $n_{high}=n_{low}+0,02978$.

Мы рассмотрели два типа структуры фотонно-кристаллического волокна. Первый тип (рис.17) характеризуется тем, что диаметр стержней изменяется случайным образом. Диаметр стержней с высоким показателем преломления составляет $2,25 \text{ мкм} \pm 0,1 \text{ мкм}$. Среднее расстояние между ними равно $8,6 \text{ мкм} \pm 0,3 \text{ мкм}$. Такая структура соответствует фотонно-кристаллическому волокну, изготовленному из теллуритного стекла [41]. Второй тип фотонно-кристаллической структуры характеризуется гексагональной решеткой. Расстояние между стержнями (период структуры) является фиксированным и равно $8,6 \text{ мкм}$, диаметр стержней равен $2,25 \text{ мкм}$. Положение стержней аналогично распределению, показанному на рис.17

Показатель преломления стержней n_{high} и оболочки n_{low} один и тот же для структур первого и второго типа.

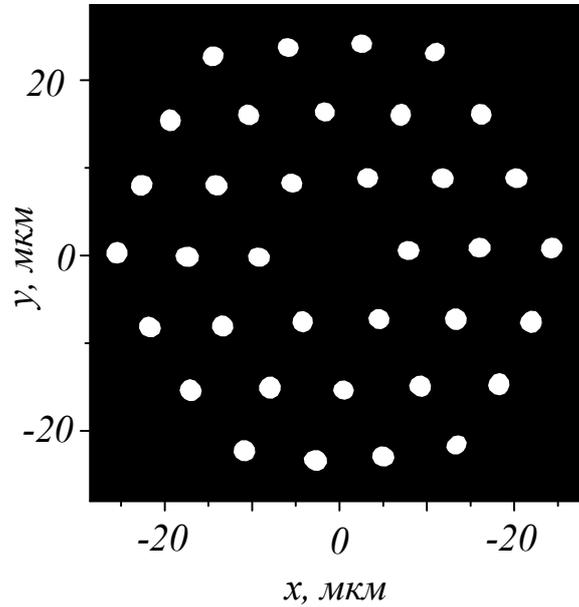


Рис. 17 Поперечная структура стеклянного ФКВ.

На рис. 18 показана дисперсионная диаграмма ФКВ, рассчитанная методом плоских волн [1,116]. При расчёте был использован подход, который позволяет построить ортогональную систему мод волновода, и при этом учесть зависимость показателя преломления материала от длины волны $n_{high}=n_{high}(\lambda)$, $n_{low}=n_{low}(\lambda)$. Для построения дисперсионной диаграммы уравнение (33) для спектральной компоненты магнитного поля $\mathbf{H}(\mathbf{r},\omega)$ на заданной частоте ω было решено, используя метод плоских волн. Эффективные показатели преломления мод были получены из волнового уравнения для вектора магнитного поля.

$$\nabla \times \left(\frac{1}{n^2(x, y, \omega)} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega), \quad (32)$$

где c – скорость света в вакууме, $\mathbf{r}=(x,y,z)$. Уравнение (33) является задачей на собственные значения собственных векторов $\mathbf{H}(\mathbf{r},\omega)$ для волнового числа (ω/c) . Оно не может быть решено, если диэлектрическая

постоянна $E=n^2$ зависит от частоты ω . Однако, материальная дисперсия $n^2=n^2(\omega)$ должна быть принята во внимание при равенстве дисперсий центральной зоны ФКВ и стержней с высоким показателем преломления (рис. 17 – белые точки) $n_{low}/n_{high} = \text{const}$. Разделив переменные, можно записать

$$\frac{1}{n^2(x, y, \omega)} = \frac{1}{\varepsilon(x, y)} \frac{1}{\eta^2(\omega)} = \left[\left(\frac{1}{\varepsilon_1} - \frac{1}{\varepsilon_2} \right) T(x, y) + \frac{1}{\varepsilon_2} \right] \frac{1}{\eta^2(\omega)} \quad (33)$$

где $0 < T(x, y) < 1$ описывает поперечное распределения показателя преломления ε_1 и ε_2 – диэлектрическая проницаемость центральной зоны и стержней оболочки соответственно. Таким образом показатель преломления стекла оболочки $n_{low}(\omega)^2 = \varepsilon_2 \eta(\omega)$ (черный цвет на рис 17) и показатель преломления стержней оболочки $n_{high}(\omega)^2 = \varepsilon_1 \eta(\omega)$ (белый цвет на рис.17). Значения дисперсии для стекла оболочки и стержней одинаковы и функция $\eta(\omega)$ может быть выбрана таким образом, чтобы удовлетворить $n_{high} = n_{low}$. Используя это приближение, мы можем вынести $\eta(\omega)$ из левой части уравнения (33) в правую. Функция $\eta(\omega)$ может быть включена в собственное значение $k = \omega \eta(\omega)$ / где k – волновое число.

Взаимная диэлектрическая постоянная может быть записана в следующем виде:

$$\frac{1}{\varepsilon(x, y)} = \sum_{m, n=-N}^N \left(\frac{1}{\varepsilon} \right)_{m, n} \exp(i g_{m, n}^x x + i g_{m, n}^y y) \quad (34)$$

Фурье коэффициенты $(1/\varepsilon)_{m, n}$ были численно рассчитаны по микрофотографии торца ФКВ. Компоненты взаимного вектора решетки

$$g_{m,n}^x = \left(\frac{2\pi}{d}\right)m, \quad (35)$$

$$g_{m,n}^y = \left(\frac{2\pi}{d}\right)\left(\frac{n}{\sin(\gamma)} - \frac{m}{\tan(\gamma)}\right)$$

где $\gamma = 64$ угол ромба, $d=44,086$ длина его стороны (рис. 14а).

Вектор магнитного поля

$$\mathbf{H}(x, y, z) = \exp(i\beta_0 z) \times \sum_{m,n=-N}^N \mathbf{H}_{m,n} \exp(ig_{m,n}^x x + ig_{m,n}^y y), \quad (36)$$

Максимальный индекс Фурье-гармоник, используемый в уравнениях, составил $N=36$. Каждый вектор $\mathbf{H}_{m,n}$ перпендикулярен вектору $\mathbf{G}_{m,n} = (xg_{mn}^x + yg_{mn}^y + z\beta_0)$. Используя это приближение, матрица, используемая для получения собственных значений $(\omega/c)_{m,n}$ и собственных векторов $\mathbf{H}_{m,n}$ является Эрмитовой [44, 115]. Использование Эрмитовой матрицы существенно сокращает время расчетов. Уравнение на собственные значения было решено с фиксированным значением постоянной распространения β_0 . Можно получить собственные значения на частотах $(2N+1)^2$ таким образом, вычисляя дисперсионные характеристики волокна $2\pi c \lambda^{-1} = \omega = \omega_{m,n} \beta_0 \eta(\omega)^{-1}$. Выполнив эти вычисления, можно построить дисперсионную диаграмму в координатах λ и $n_{\text{eff}} = c\beta_0 \omega^{-1}$ (рис. 16).

На рис. 18 каждая точка соответствует моде структуры (рис. 17) с периодическими граничными условиями. Используя представление в виде дисперсионной диаграммы (рис. 18) мы можем определить спектральную зависимость эффективных показателей преломления n_{eff} мод ФКВ.

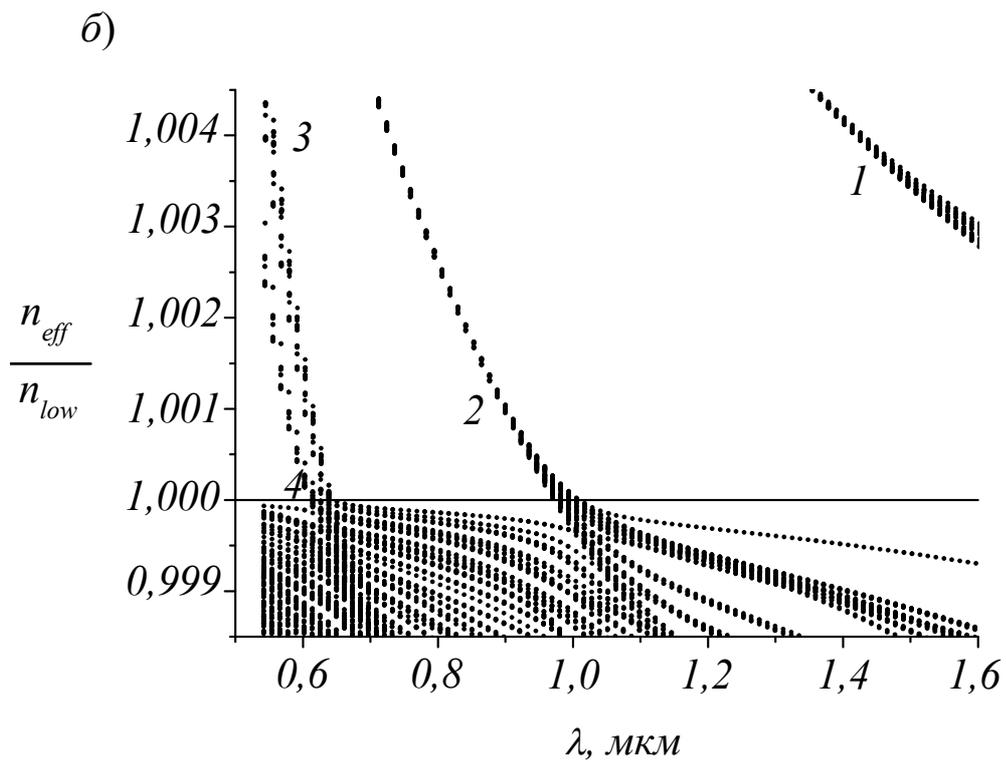
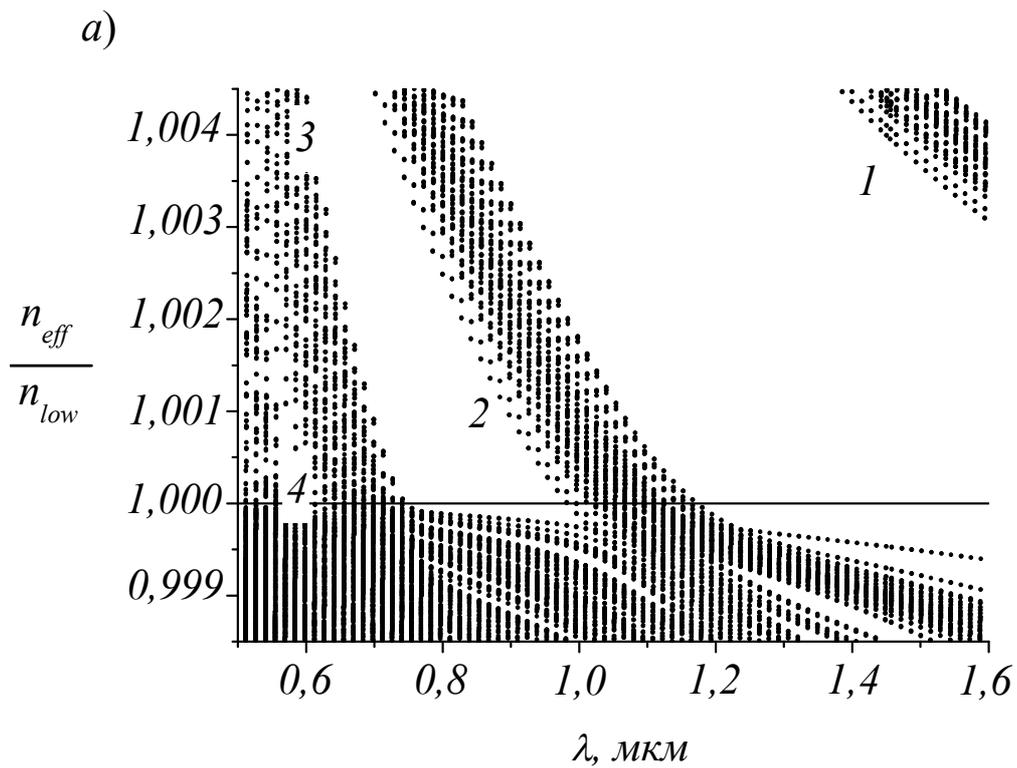


Рис.18. Дисперсионная диаграмма ФКВ: а) со структурными деформациями; б) с гексагональной решеткой. Цифры 1,2,3,4 показывают различные группы мод волокна.

Моды, направляемые за счет полного внутреннего отражения характеризуются $n_{eff}/n_{low} > 1$. В то время как моды фотонной запрещенной зоны имеют эффективный показатель преломления $n_{eff}/n_{low} < 1$ [1]. На рис.16 фотонные запрещенные зоны проявляются в виде областей для которых отсутствуют решения при $n_{eff}/n_{low} < 1$.

У ФКВ первого типа, которое характеризуется наличием структурных деформаций, в диапазоне длин волн $0.6 \text{ мкм} < \lambda < 1.6 \text{ мкм}$ можно различить три фотонные запрещенные зоны (рис. 18а). На рис. 18а. первая фотонная запрещенная зона находится на длинах волн от 1,2 мкм, вторая локализована между 0,75 мкм и 1 мкм, третья находится в районе 0,6 мкм. В пределах этих длин волн свет может распространяться в центральной области ФКВ, которая представляет собой дефект кристаллической решетки. Излучение, локализованное в центральном дефекте (рис.17), можно считать направляемой модой запрещенной зоны.

Для ФКВ второго типа, которое характеризуется идеальной гексагональной структурой, ширина фотонных запрещенных зон значительно больше (рис. 18б). Первая запрещенная зона находится на длинах волн от 1,05 мкм, вторая локализована между 0,65 мкм и 1 мкм, а третья также находится в районе 0,6 мкм, но имеет большую ширину в сравнении со случаем, показанным на рис. 18а.

Моды полного внутреннего отражения в основном направляются стеклянными стержнями с высоким показателем преломления. Данные стержни служат в качестве волокон со ступенчатым изменением показателя преломления. Моды с одинаковой симметрией в поперечном распределении поля группируются в диапазоне определенных длин волн (рис. 18). Свойства симметрии направляемых мод могут быть описаны в приближении мод круглого волокна со ступенчатым профилем показателя преломления. У ФКВ первого типа попе-

речное сечение стержней эллиптическое, поэтому, строго говоря, применение обозначений мод цилиндрического диэлектрического волновода не совсем корректно. Тем не менее, в условиях малой деформации поперечной структуры волновода, можно считать, что первая группа мод (номер 1, рис. 18) соответствует основным HE_{11} – модам. Вторая группа принадлежит к TE_{01} - , TM_{01} - и HE_{21} – модам. Третья группа соответствует EH_{11} и HE_{12} модам ступенчатого волокна. Четвертая группа состоит из EH_{21} -, HE_{31} – мод и других мод высокого порядка. Для длин волн $\lambda > 1,2$ мкм (ФКВ со структурными деформациями, рис. 16а) и $\lambda > 1,05$ мкм (ФКВ с гексагональной решеткой, рис. 18б) высшие направляемые моды (TE_{01} - , TM_{01} - и HE_{21}) не возбуждаются. Для данных диапазонов длин волн возможно возбуждение только основной моды (HE_{11}) стержней с высоким показателем преломления n_{high} .

Как видно из сравнения рис. 18а и рис. 18б, ширина запрещённой зоны и её границы, например, на уровне $n_{eff}/n_{low}=1$, сильно зависят от наличия деформации поперечной структуры волокна. Однако, расчёт дисперсионных диаграмм и фотонных запрещённых зон не даёт информации о влиянии структурной деформации на спектр пропускания волокна. Для расчёта спектров пропускания применим векторный метод распространяющихся пучков.

3.3. Векторный метод распространяющихся пучков с широкоугольной схемой

Из уравнений Максвелла [1] можно получить векторные уравнения распространения для поперечных компонент вектора магнитного поля $\mathbf{H}=(H_x, H_y, H_z)$:

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{i}{2\beta} \frac{\partial}{\partial z}\right) \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{i}{2\beta} (P_{xx} H_x + P_{xy} H_y) &= 0, \\ \left(1 - \frac{i}{2\beta} \frac{\partial}{\partial z}\right) \frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{i}{2\beta} (P_{yx} H_x + P_{yy} H_y) &= 0, \end{aligned} \quad (37)$$

где z – направление распространения (x, y) – поперечные координаты, β – постоянная распространения. В расчётах использовалась $\lambda = k n_{low}$, где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, Операторы $P_{xx}, P_{xy}, P_{yx}, P_{yy}$ записываются в виде:

$$\begin{aligned} P_{xx} H_x &= \nabla_{\perp}^2 H_x + (k^2 n^2 - \beta^2) H_x - \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial y} \frac{\partial H_x}{\partial y}, \\ P_{xy} H_x &= \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial y} \frac{\partial H_y}{\partial x}, \\ P_{yy} H_y &= \nabla_{\perp}^2 H_y + (k^2 n^2 - \beta^2) H_y - \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial x} \frac{\partial H_y}{\partial x}, \\ P_{yx} H_y &= \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial x} \frac{\partial H_x}{\partial y}, \end{aligned} \quad (38)$$

где $n(x, y)$ – поперечное распределение показателя преломления. Показатель преломления является комплексным. Действительная часть показателя преломления $n(x, y)$ отвечает за распределение, показанное на рис. 17.

Мнимая часть показателя преломления связана с коэффициентом поглощения стекла α следующим соотношением: $\text{Im}(n) = \alpha \lambda (4\pi)^{-1}$. Для подавления поля, выходящего за границы расчётной области, использовались поглощающие граничные условия.

Уравнения (37) решаются путем разложения вектора (H_x, H_y) и комплексного показателя преломления в двумерные ряды Фурье [22]. В расчётах применялось приближение Паде порядка (1,1) (см. литературу в [115]) и схема Кранка-Николсон [115, 117]. Использование

"широкоугольной" схемы с приближением Паде (4,5) не увеличивает сложность численного метода в сравнении с параксиальным приближением (метод конечных элементов, конечных разностей). В тоже время учет производных второго порядка $(\partial^2 H_x / \partial z^2)$, $(\partial^2 H_y / \partial z^2)$ в уравнении (35) позволяет получить правильное изменение фазового набега при распространении поля вдоль оси z . Действительно, если рассмотреть распространение моды волновода с постоянной распространения β_0 , то в уравнениях (2) $\text{P}_{xx} H_x = (\beta_0^2 - \beta^2) H_x$. Для моды уравнение (37) принимает вид

$$2i\beta \frac{\partial H_x}{\partial z} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + \left(\beta_0^2 - \beta^2 \right) H_x = 0, \quad (39)$$

Уравнение для H_y имеет такой же вид. Решение уравнения (39) для поля моды имеет вид $H_{x,y}(x,y,z) = H_{x,y}(x,y,0) \exp(i(\beta_0 - \beta)z)$. Данное выражение имеет правильный фазовый множитель. Если в (39) использовать параксиальное приближение и пренебречь производной $\partial^2 / \partial z^2$, то решение для моды примет вид $H_{x,y}(x,y,z) = H_{x,y}(x,y,0) \exp(i(\beta_0^2 - \beta^2)(2\beta)^{-1}z)$.

Фазовый множитель будет правильно описывать распространение моды, если величина β выбрана достаточно близко к постоянной распространения моды β_0 , то есть $(\beta_0^2 - \beta^2)(2\beta)^{-1}z \approx$. Как правило, β выбирается близкой к постоянной распространения основной моды. При возбуждении нескольких мод параксиальное приближение будет давать ошибку, связанную с приближенным описанием фазового набега высших мод.

С использованием приближения Паде, для уравнения (37) численную схему можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned}
H_x^{(2)} + \left(\frac{1}{(2\beta)^2} - i \frac{\Delta z}{4\beta} \right) P_{xx} H_x^{(2)} = \\
H_x^{(1)} \left(\frac{1}{(2\beta)^2} - i \frac{\Delta z}{4\beta} \right) P_{xx} H_x^{(1)} + i \frac{\Delta z}{2\beta} P_{xy} H_y^{(1)}, \quad (40)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
H_y^{(2)} + \left(\frac{1}{(2\beta)^2} - i \frac{\Delta z}{4\beta} \right) P_{yy} H_y^{(2)} = \\
H_y^{(1)} \left(\frac{1}{(2\beta)^2} - i \frac{\Delta z}{4\beta} \right) P_{yy} H_y^{(1)} + i \frac{\Delta z}{2\beta} P_{yx} H_x^{(1)}, \quad (41)
\end{aligned}$$

где Δz – шаг интегрирования вдоль оси волокна, $H_{x,y}^{(1)}$ – поле в плоскости z , $H_{x,y}^{(2)}$ – поле в плоскости $z+\Delta z$. Используем разложение в двумерный ряд Фурье

$$H_a(x, y, z) = \sum_{m=-M}^M \sum_{n=-M}^M h_a^{m,n}(z) \times \exp\left(im \frac{2\pi}{s} x + in \frac{2\pi}{s} y \right), \quad (42)$$

где $a=x,y$, величина a является стороной элементарной ячейки в виде квадрата (рис. 17), m,n – целые числа. Величины $n^2(x,y)$, $\ln(n^2(x,y))$ раскладываются аналогичным образом. С использованием разложения в ряд Фурье уравнения (40, 41) можно переписать в виде системы линейных уравнений. Данная система решалась на каждом шаге распространения. Предложенная математическая модель позволяет рассчитать распределение поля на заданной длине волны, и, таким образом, рассчитать поглощение волокна. Используемый подход позволяет учесть высшие моды фотонно-кристаллической структуры при расчёте пропускания волокна.

3.4. Влияние поперечной деформации структуры на спектр пропускания волокна с фотонной запрещенной зоной

В качестве начального поля использовался линейно поляризованный гауссов пучок. Радиус пучка составляет 8 мкм.

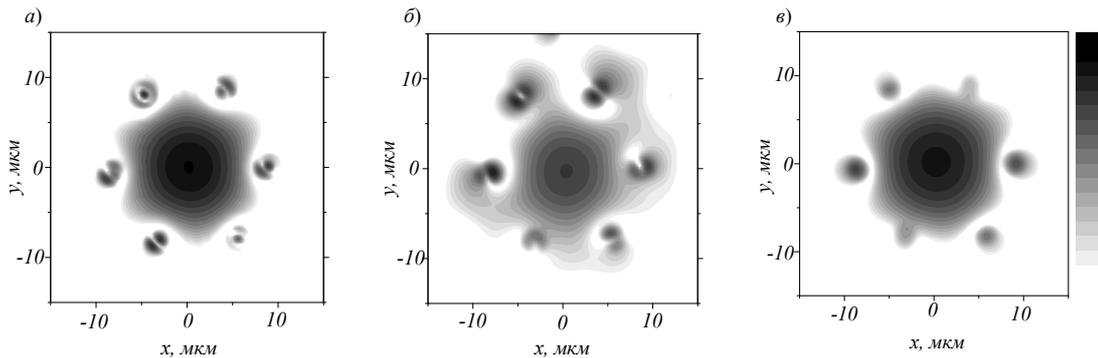


Рис. 19. Выходное поле для $z=60$ мм волокна со структурными деформациями (рис.17). Поперечное распределение z -компоненты вектора Пойтинга для трех разных длинах волн - 0,61 мкм (а), 1,0 мкм (б) и 1,4 мкм (в). Черный цвет соответствует максимальному значению интенсивности, белый - минимальному

Рассмотрим структуру поля на примере ФКВ первого типа, которое характеризуется структурными деформациями. На рис. 19 показано поперечное распределение среднего значения z -компоненты вектора Пойтинга (интенсивности). Рис. 19а и 19в показывают поле на длинах волн, лежащих внутри фотонных запрещённых зон. Рис. 19б построен для границы фотонной запрещённой зоны (рис. 18а). При используемых параметрах волокно поддерживает распространение только одной “дефектной” моды фотонной запрещённой моды. В данном смысле волокно является одномодовым в достаточно широком спектральном диапазоне. “Дефектная” мода имеет максимальный

эффективный показатель преломления среди мод фотонной запрещённой зоны ($n_{eff}/n_{low} < 1$) и направляется центральной областью структуры (дефектом решетки). Поперечное распределение интенсивности (рис. 9) формируется дефектной модой ФКВ и полем, направляемым стержнями с высоким показателем преломления. В данном случае стержни играют роль волокон со ступенчатым профилем показателем преломления. На длине волны 0,61 мкм (рис. 17а) “дефектная” мода ФКВ сосуществуют вместе с модами высших порядков, распространяющихся внутри стержней.

Для длин волн больше 1,23 мкм (рис. 17в) поле распространяется в сердцевине ФКВ и частично в шести стержнях, окружающих сердцевину. Длина волны 1,2 мкм соответствует отсечке мод высших порядков отдельных стержней (рис. 17). При $\lambda > 1,2$ мкм поле, распространяющееся в стержнях, соответствует основной моде (HE_{11}) круглого волокна со ступенчатым показателем преломления. Поляризация в центральной зоне ФКВ в основном линейная, в то время как поле внутри стержней эллиптически поляризовано. Из-за модального двулучепреломления эллиптичность поляризации периодически меняется во время распространения пучка.

Отношение мощности поля, распространяющегося в центральной области P_A , к полной мощности начального пучка P показана на рис. 20.

Величина P_A рассчитывалась как интеграл от интенсивности по области $r < 4$ мкм, где $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$. Для длин волн $\lambda = 1.4$ мкм и $\lambda = 1.0$ мкм после переходного процесса, поле начинает распространяться в центральной зоне ФКВ.

Зависимость мощности поля от пройденного расстояния имеет вид затухающих осцилляций (рис. 20). Для $\lambda=1.4$ мкм осцилляции быстро затухают, так как возбуждается только основная “дефектная” мода фотонной запрещённой зоны. На границе запрещённой зоны ($\lambda=1.0$ мкм) значительная часть излучения захватывается стержнями. Интерференция между модами ФКВ и модами стержней ведет к осцилляциям мощности поля (рис. 20, $\lambda = 1.0$ мкм). Вне запрещённой зоны (рис. 20, $\lambda=1.1$ мкм), мощность поля, распространяющегося внутри сердцевинки, быстро спадает. Соответственно, пропускание ФКВ на этой длине волны также низко.

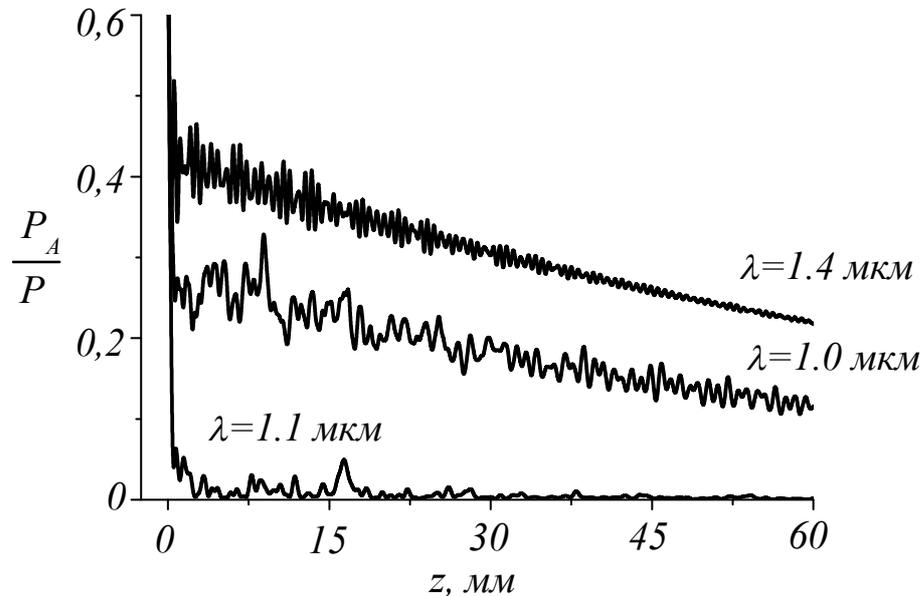


Рис.20. Относительная мощность поля $P_A(z)/P$, распространяющегося в центральной области, ограниченной радиусом 4 мкм для длин волн $\lambda= 1.0$ мкм, 1.1 мкм и 1.4 мкм.

Используя аппроксимацию $P_A=P_A(z)$ экспоненциальной функцией мы можем рассчитать потери волокна. Спектр пропускания ФКВ показан на рис. 21. Пропускание было рассчитано для волокна длиной 60 мм. Границы полос пропускания хорошо согласуется с расчётом методом плоских волн дисперсионной диаграммы ФКВ (рис. 19). За пределами фотонной запрещённой зоны пропускание волокна падает

до нуля. На данных длинах волн излучение распространяется как в волноводах, образованных стержнями с показателем преломления n_{high} , так и в пространстве между этими волноводами. В длинноволновой области спектра ($\lambda > 1,2$ мкм) возбуждается только основная “дефектная” мода фотонной запрещённой зоны. Данная мода локализована в центре и потери в основном определяются потерями в стекле.

На рис. 21 показан спектр пропускания ФКВ со структурными деформациями и ФКВ с гексагональной решеткой. Видно, что деформация решетки ФКВ приводит к сдвигу полос пропускания ФКВ в коротковолновую область спектра. Величина этого сдвига неравномерна. Для 3-ей запрещённой зоны ($\lambda \sim 0,6$ мкм) остаётся практически неизменным. Для второй запрещённой зоны максимум полосы пропускания смещается на 70 нм (с 0,93 мкм на 0,86 мкм). Край полосы пропускания, соответствующей первой запрещённой зоне, смещается на 150 нм (с 1,2 мкм на 1,05 мкм).

Кроме того, для ФКВ с гексагональной решеткой ширина областей соответствующих полосам непропускания заметно уже, чем у ФКВ со структурными деформациями. Несмотря на существенный сдвиг полос пропускания, деформация структуры ФКВ не приводит к изменению максимальных значений пропускания P_A/P для соответствующей запрещённой зоны. Так, например, для второй запрещённой зоны максимальные значения $P_A/P=0,19$ ($\lambda=0,93$ мкм, ФКВ со структурными деформациями) и $P_A/P=0,20$ ($\lambda=0,86$ мкм, ФКВ с гексагональной решеткой). Для первой запрещённой зоны ($\lambda=1,6$ мкм) $P_A/P=0,245$ (ФКВ со структурными деформациями) и $P_A/P=0,265$ (ФКВ с гексагональной решеткой). Из данных расчётов можно сделать вывод, что высокие потери в фотонно-кристаллических волноводах не связаны со структурными деформациями поперечной структуры волокна. Как отмечается в [76], аномально высокие потери могут

быть вызваны кристаллизацией стекла, а также локальными дефектами на границе двух сортов стекла.

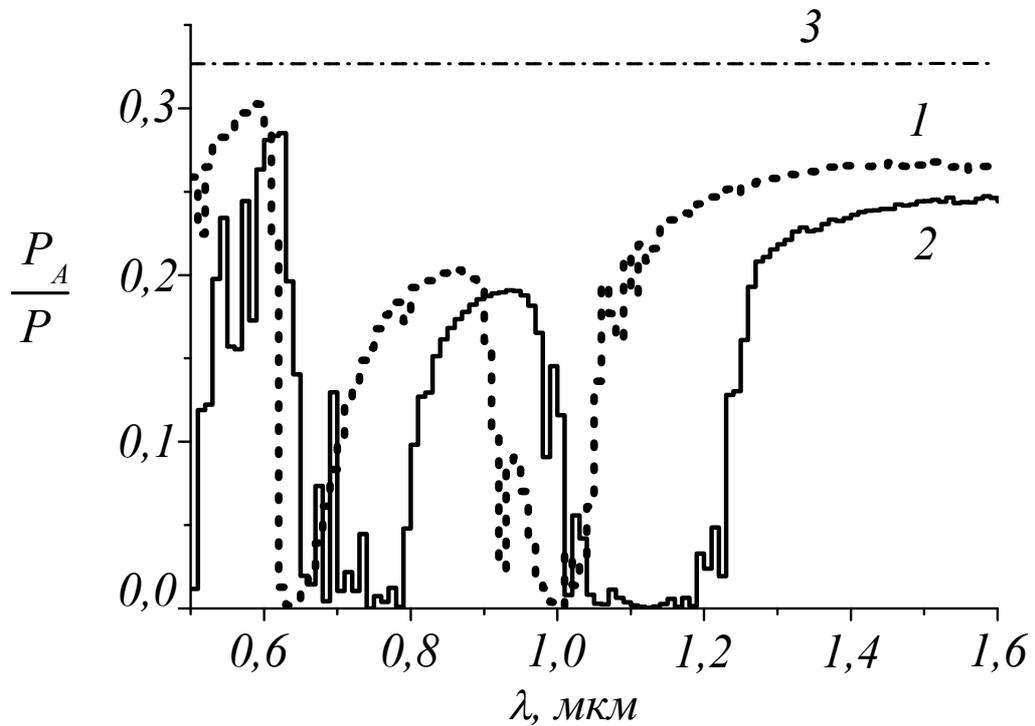


Рис.21 Спектр пропускания ФКВ с идеальной гексагональной решеткой (1) и ФКВ со структурными деформациями (2). Штрихпунктирная линия показывает уровень, соответствующий собственному поглощению стекла (3).

Рассмотрим механизм увеличения потерь, связанный с возбуждением высших мод стержней. Известно, что в воздушно-стеклянных волокнах возбуждение так называемых поверхностных мод совместно с основной “дефектной” модой фотонной запрещённой зоны может приводить к значительному увеличению потерь [38,46]. Для цельно-стеклянных волокон поверхностные моды отсутствуют. Однако, как отмечено выше, совместно с основной “дефектной” модой могут возбуждаться моды стержней. При наличии связи между основной модой и модами стержней часть излучения будет переходить из центра на

периферию, что вызовет увеличение потерь. Для того чтобы изучить влияние мод, направляемых стержнями, сначала рассчитаем потери исключительно для основной “дефектной” моды фотонной запрещённой зоны. Для этого воспользуемся методом плоских волн [116]. Зная поперечное распределение поля моды можно рассчитать коэффициент потерь [47]:

$$\gamma_j = 2k \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \frac{\iint n \cdot n_i |\mathbf{e}_j|^2 dx dy}{\operatorname{Re} \iint [\mathbf{e}_j \times \mathbf{h}_j^*] \hat{z} dx dy}, \quad (43)$$

где ϵ_0, μ_0 - электрическая постоянная и магнитная постоянная, соответственно, \mathbf{e}_j и \mathbf{h}_j векторы напряженности электрического и магнитного поля, соответственно, для j -той моды, n - действительная часть показателя преломления, n_i - мнимая часть показателя преломления. Величина потерь определяется как $10 \lg(\exp(-\epsilon_j L))$, где L - длина волокна.

На рис. 22 показаны потери, рассчитанные для ФКВ первого типа (рис. 17), характеризующегося деформацией структуры. На рис. 22 показаны только потери на излучение. Из величины потерь мы вычли уровень, соответствующий собственному поглощению стекла. Метод распространяющихся пучков моделирует физическую ситуацию возбуждения мод начальным полем. При этом возбуждается как основная “дефектная” мода фотонной запрещённой зоны, так и моды, распространяющиеся в стержнях, окружающих дефект. Модовый подход дает величину поглощения исключительно для основной моды. Остальные моды не учитываются. Для второй запрещённой зоны в диапазоне длин волн $0.8 \text{ мкм} < \lambda < 1.0 \text{ мкм}$ (рис. 18) метод распространяющихся пучков дает полосу пропускания, которая несколько уже, чем полоса пропускания, рассчитанная с использованием модового подхода. Для основной “дефектной” моды ширина полосы пропускания на уровне

5 дБ/м равна 177 нм. С учетом мод, направляемых стержнями, ширина полосы пропускания равна 123 нм.

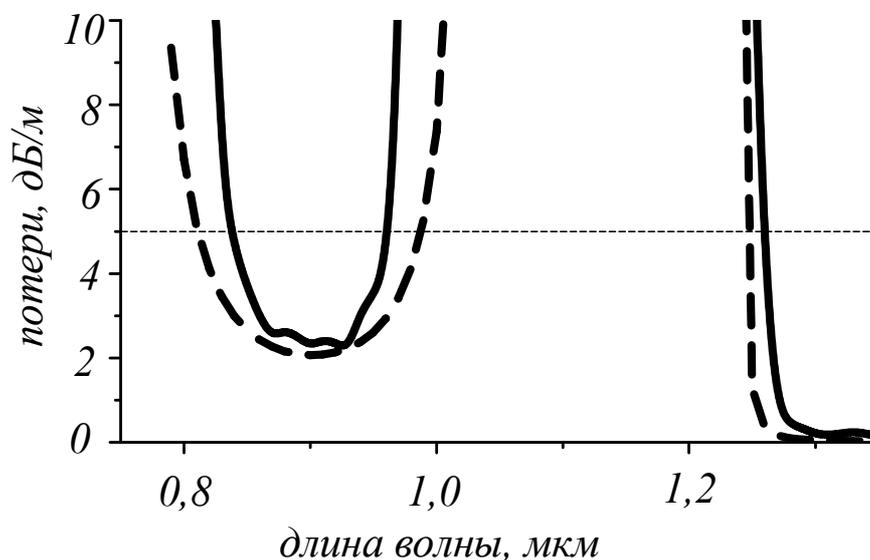


Рис.22. Потери ФКВ, рассчитанные для основной моды фотонной запрещенной зоны (пунктирный график) и полного поля (сплошной график). Пунктирная линия показывает уровень 5 дБ/м.

Для первой запрещенной зоны ($\lambda > 1.2$ мкм) такой эффект выражен слабее (рис. 22). С учетом мод стержней край полосы пропускания смещается в длинноволновую область на 12 нм. Величина сдвига рассчитана на уровне 5 дБ/м. Для первой запрещенной зоны, основная мода хорошо локализована в центре структуры. Кроме того, в данном диапазоне длин волн высшие моды стержней не могут возбуждаться (рис. 19а). За счет полного внутреннего отражения могут распространяться только HE_{11} моды, которые обладают более низкими потерями в сравнении с высшими модами. За счет уменьшения связи между основной “дефектной” модой и HE_{11} модами стержней потери, связанные с уходом излучения на периферию волокна снижаются.

3.5 Модификация спектра пропускания волокна с фотонной запрещенной зоной

Фотонно-кристаллические волноводы находят еще одно применение в спектроскопии и фотонике благодаря своей способности препятствовать прохождению излучения в необходимом диапазоне длин волн. Такого рода фильтры нашли широкое применение в волоконных лазерах [26, 49,] и сенсорах [7, 48, 60, 61, 67]. Например, путем добавления в центральную зону ФКВ, состоящего из стекла, материалов с более низким, чем окружающая оболочка и стержни, показателем преломления позволило получить весьма технологичный способ подавления паразитных фотонных запрещенных зон высшего порядка при рабочей длине волны подобного волокна в 1 мкм.

Также в волокнах и структурах с фотонной запрещенной зоной широко известно негативное влияния эффектов кроссинга и анти-кроссинга[38]. Основное влияние этих эффектов заключается в пониженном пропускании волноведущей структуры. При возникновении эффекта анти-кроссинга в фотонно-кристаллическом волокне, две ортогональные моды проявляют практически одинаковые поперечные профили. При этом их эффективные показатели преломления остаются разными из-за эффекта анти-кроссинга. Во время анти-кроссинга моды меняются своими ролями, а их эффективные показатели преломления начинают расходиться. Такой эффект наблюдается во многих типах фотонно-кристаллических волокон. В [51] показано, что подобный эффект необходимо принять во внимание во время изготовления ФКВ и рассматривать всю структуру целиком, а не только зоны ФКВ, содержащие воздушные каналы\стеклянные стержни – места с наибольшим контрастом показателей преломления. Например, эффект

анти-кроссинга влияет на активную зону ФКВ, допированную различными материалами. Допирование волокна редкоземельными элементами вызывает повышение показателя преломления волокна. В связи с этим необходимо вводить в состав волокна другие материалы, к примеру, флюорин, для восстановления значения градиента показателя преломления между материалом центра волокна и окружающей его стеклянной оболочкой, что необходимо для правильного функционирования фотонно-кристаллического волокна. Технологически этот процесс весьма сложен. Представляется весьма трудной задачей точное попадание в необходимое значение показателя преломления, именно это является причиной возникновения эффектов анти-кроссинга в допированной области [38]. Поэтому является актуальной проблема поиска создания фильтров, лишенных подобных негативных эффектов. В этой части диссертационной работы было рассмотрено, каким образом изменяя геометрию внутренней структуры фотонно-кристаллического волокна, возможно достичь эффекта фильтрации без создания условий для появления эффектов анти-кроссинга.

Нами было рассмотрено два типа волокна с фотонной запрещенной зоной. Первый тип представлял из себя волокно с периодической структурой, состоящей из стеклянных стержней одинакового диаметра с высоким показателем преломления по сравнению с окружающим его стеклом оболочки. (рис. 23 а). Вторым типом волокна отличался тем, что пара стеклянных стержней, расположенных в первом «кольце» ближайших к волноведущему центру волокна стержней, имели увеличенный радиус. (рис. 23б). Размеры стержней в обоих структурах составили 1,25 мкм. Пара стержней волокна второго типа имели увеличенный радиус – 1,6 мкм.

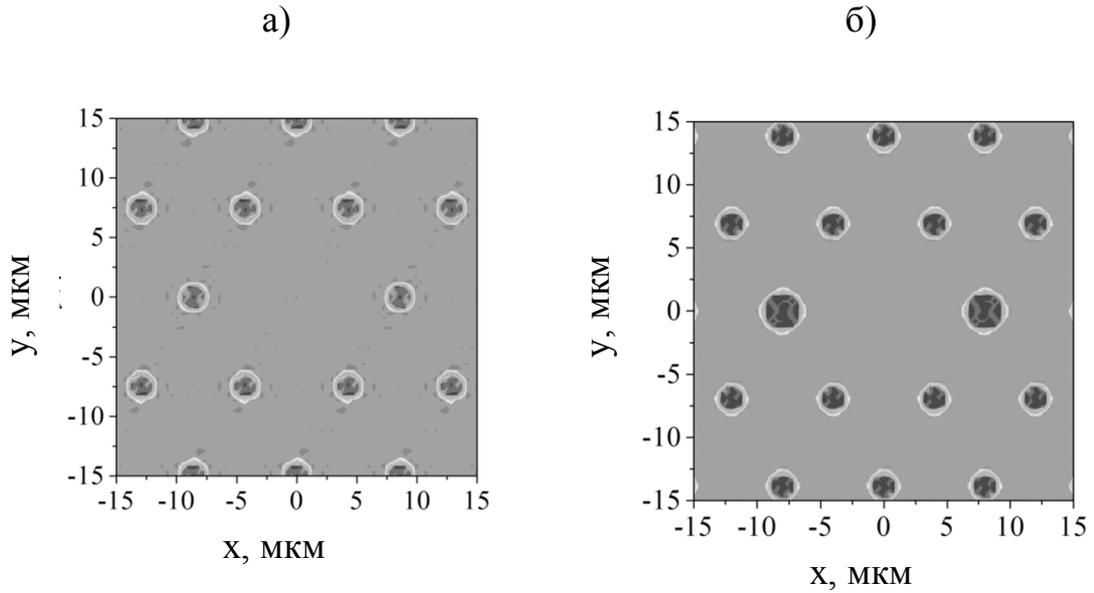


Рис.23. Поперечное распределение показателя преломления волокна с фотонной запрещенной зоной двух типов. Светло-серым выделена область с показателем преломления n_{low} . Темно-серый цвет показывает стержни с большим показателем преломления n_{high} а) ФКВ с периодической гексагональной структурой со стержнями одинакового радиуса. Радиус стержней составляет 1,25 мкм б) ФКВ второго типа, у которого два стержня ближайшей к центру оболочки имеют увеличенный размер. Радиус увеличенных стержней составил 1,6 мкм, остальные стержни оставались неизменным. Их радиус – 1,25 мкм

Для построения дисперсионных диаграмм волокна обоих типов использовался тот же метод плоских волн, что и для решения уравнения (37), которое в данном случае имеет вид:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{n^2(x, y, \omega)} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega), \quad (44)$$

Решив это уравнение, можно построить дисперсионную диаграмму в координатах k и $n_{eff} = c\beta_0\omega^{-1}$.

Были построены две дисперсионные диаграммы, каждая для своего типа волокна с фотонной запрещенной зоной. (рис.24). Как было показано ранее, фотонной запрещенной зоной на этих графиках являются участки, где решения уравнения (38) отсутствуют. У рассматриваемых волокон как с постоянной структурой из стержней с одинаковым радиусом, так и с изменениями радиусов двух стержней, можно увидеть на графике как минимум три фотонные запрещенные зоны на длинах волн от 0,5 мкм до 1,5 мкм. Такой спектральный диапазон выбран как наиболее используемый как в спектроскопии, так и в задачах волоконной оптики. Первая, самая широкая, фотонная запрещенная зона, называемая также основной находится на длинах волн от 1,1 мкм. Вторая, более узкая, лежит в диапазоне длин волн от 0,7 до 1,1 мкм. И, наконец, третья локализована в области 0,5 мкм – её ширина не превышает 100 нм, как это видно из рис.24. Излучение, которое попадает в эти диапазоны длин волн, распространяется только внутри центральной зоны, не захватывая стержни оболочек и саму оболочку в целом. Такое излучение называется направляемой модой волокна с фотонной запрещенной зоной. У такой моды $n_{eff}/n_{low} < 1$, в то время как у мод, образованных полным внутренним отражением $n_{eff}/n_{low} > 1$. Моды такого типа в основном распространяются внутри стержней с большим показателем преломления, из которых состоит волокно с фотонной запрещенной зоной. Как видно из рис. 24, предельной частоте направляемых мод соответствует длина волны 1,1 мкм как у обычного волокна, так и у волокна с увеличенным диаметром стержней. В диапазоне длин волн от 0,7 до 1,1 мкм можно обнаружить сосуществование направляемых мод высшего порядка и направляемых мод центральной зоны с малым показателем преломления. В то время как на длина волн более 1,1 мкм только основные моды могут распространяться внутри стержней с высоким показателем преломления.

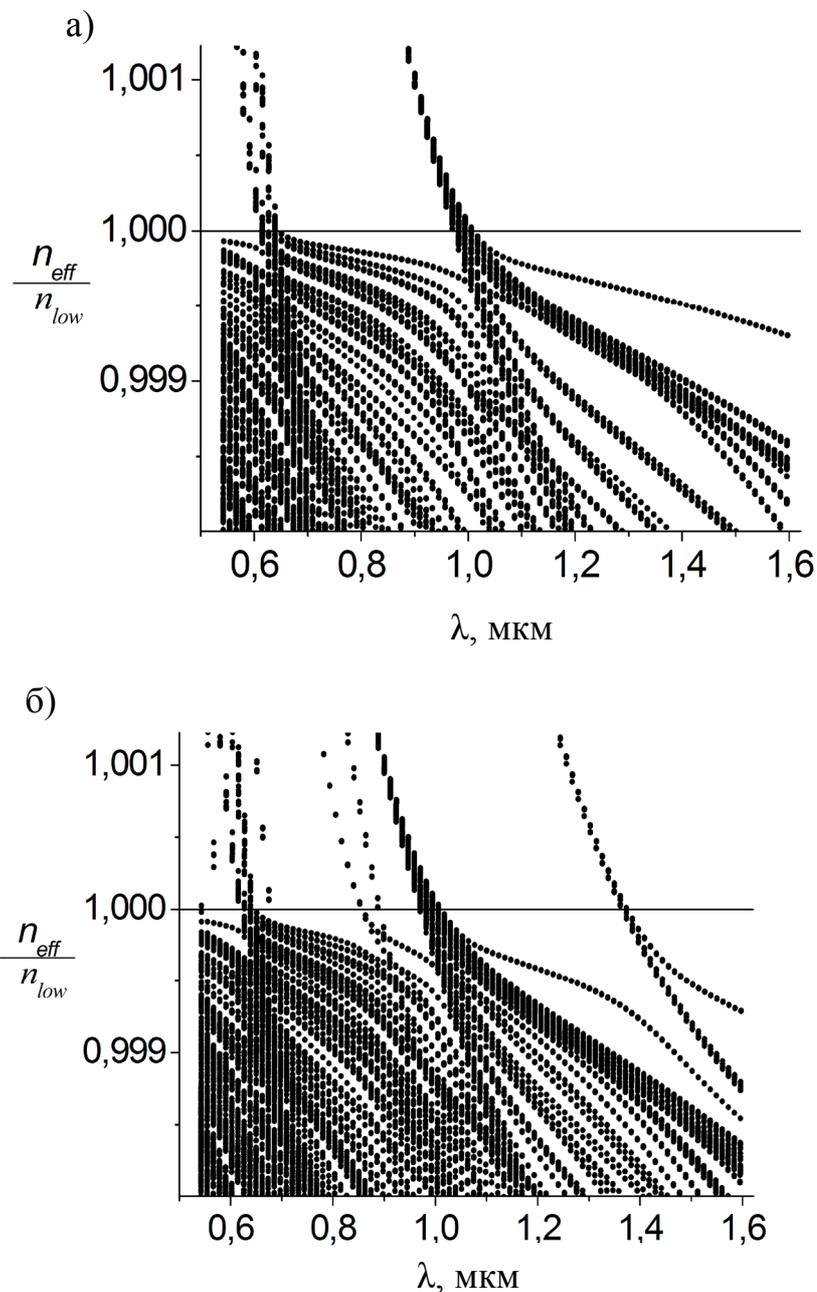


Рис 24. Дисперсионная диаграмма волокон с фотонной запрещенной зоной. Черными точками показаны решения уравнения (38). а) волокна с постоянной периодической структурой. б) Волокна, у которого радиус двух стержней волокна увеличен.

Дисперсионная диаграмма волокна, в состав которого введены два стержня с увеличенным диаметром показана на рис 24б. У волокна подобного типа заметно сужение первой фотонной запрещенной

зоны в диапазоне длин волн от 1,4 мкм до 1,6 мкм. Также вторая запрещенная зона также является более узкой, чем в волокне без изменений диаметров стержней

При численном эксперименте моделирования пропускания фотонно-кристаллических волокон обоих типов использовался в качестве начального поля линейно поляризованный Гауссов пучок, с радиусом пучка $w_0=8$ мкм

$$\begin{aligned} H_x(x, y)_{z=0} &= \exp(-(x^2 + y^2)w_0^{-2}), \\ H_y &= 0, \end{aligned} \quad (45)$$

При проведении экспериментов [41] выходной спектр собирают при помощи апертуры, которая изолирует пучок, проходящий в центральной зоне волокна с малым показателем преломления, от излучения, которое проходит в оболочке волокна. Чтобы показать этот эффект, была посчитана мощность пучка, проходящего через апертуру

$$P_A(z, \lambda) = \int_0^{2\pi} \int_0^a d\varphi r dr S_z(x, y, z, \lambda), \quad (46)$$

где $a = 4$ мкм составляет радиус апертуры, (r, φ) полярные координаты $x = r \cos(\varphi)$, $y = r \sin(\varphi)$,

$$\begin{aligned} S_z(x, y, z, \lambda) &= E_x(x, y, z, \lambda)H_y^*(x, y, z, \lambda) \\ &\quad - E_y(x, y, z, \lambda)H_x^*(x, y, z, \lambda) \end{aligned} \quad (47)$$

S_z – продольная компонента вектора Пойнтинга E_x и E_y поперечные компоненты вектора E . Мощность P_A показывает мощность поля, распространяющегося в центральной зоне волокна с фотонной запрещенной зоной

Поперечное распределение поля фотонно-кристаллического волокна с периодической структурой (рис.23а) и двум увеличенными стержнями оболочки (рис .23.б) показаны на рис. 25

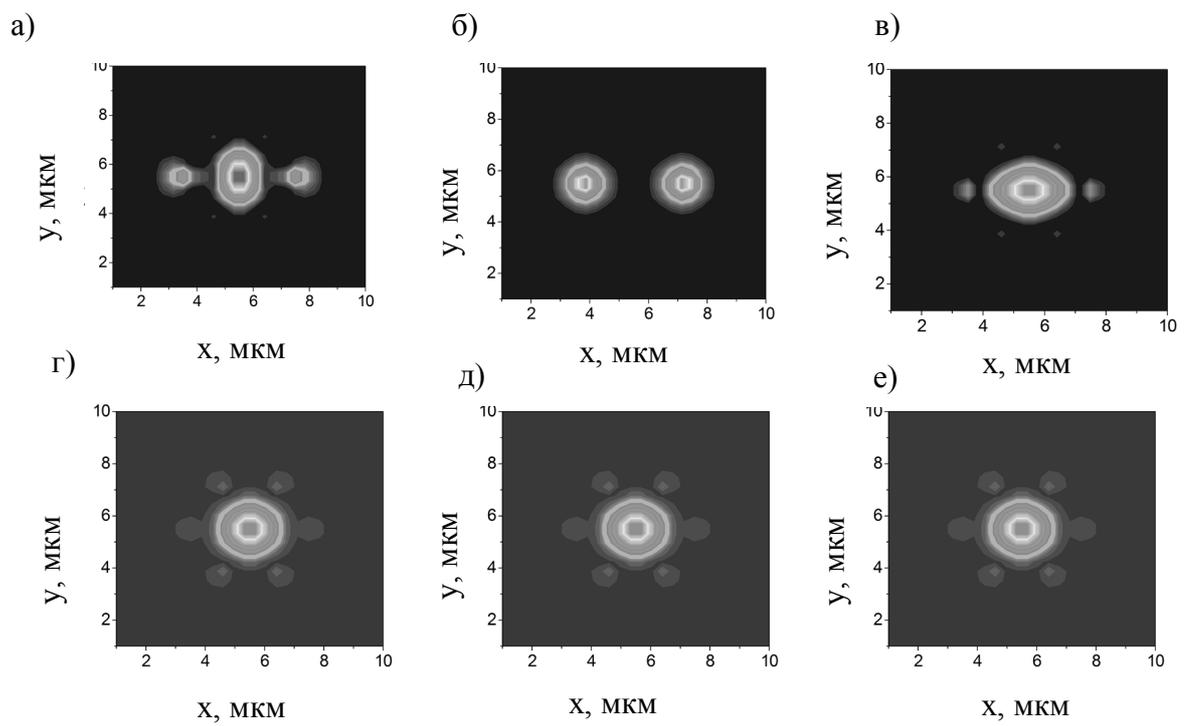
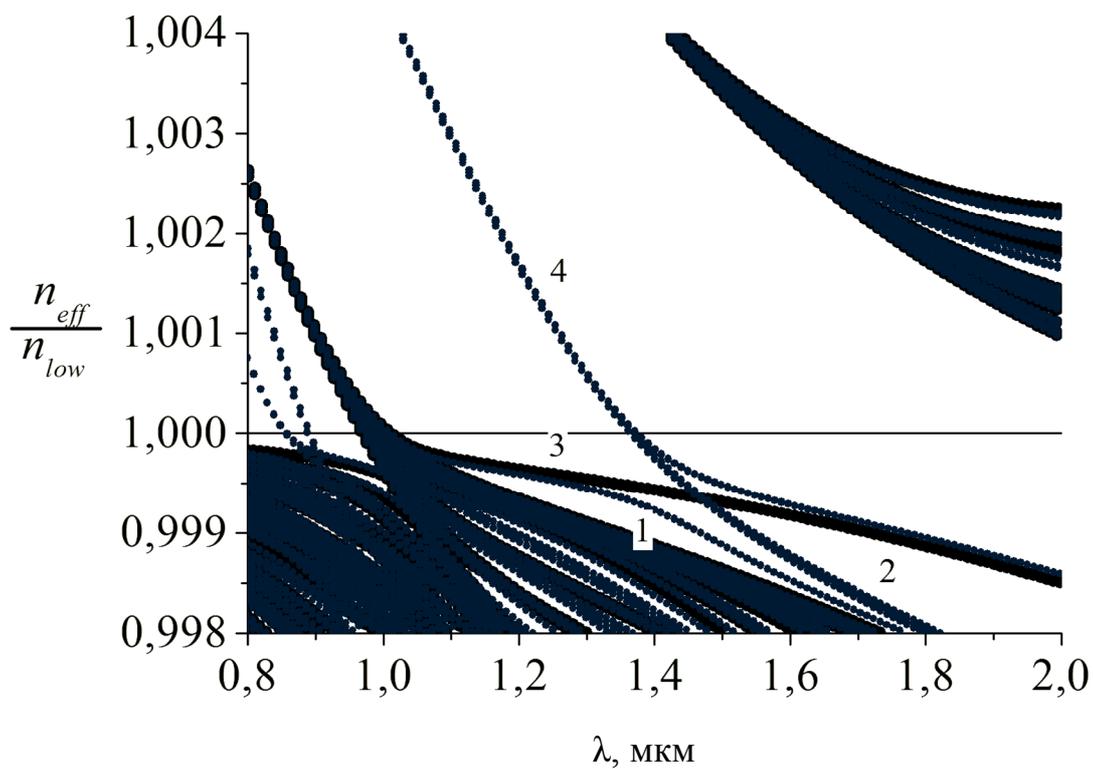


Рис.25 . Выходное поле. Поперечное распределение z-компоненты вектора Пойнтинга. Волокно 2 го типа а) $\lambda=1.4$ мкм б) $\lambda=1.47$ мкм в) $\lambda=1.6$ мкм. Волокно с постоянной гексагональной структурой г) $\lambda=1.3$ мкм д) $\lambda=1.47$ мкм е) $\lambda=1.6$ мкм.

Поперечная структура поля формируется как модой, проходящей в центральной области волокна, так и полями, распространяющимися в стрижнях с большим показателем преломления. Как можно видеть из рис.25 на длине волны 1,4 мкм в волокне 2го типа сосуществуют как направляемая мода сердцевины, так и моды высшего порядка, распространяющиеся исключительно внутри стержней. На длине волны равной 1,47 мкм видно, что поле распространяется целиком внутри стержней, диаметр которых был увеличен. В центральной области распространения поля нет. На длинах волн более 1,6 мкм поле распространяется в основном внутри центральной области и частично внутри двух стержней с увеличенным диаметром. В ФКВ с постоянной гексагональной структурой поле распространяется в центральной зоне и частично во всех шести стрижнях, окружающих центральную зону волокна. Одинаковый характер распределения поля виден для всех трёх длин волн. Анализируя полученные спектры пропускания, можно сделать вывод, что волокно 2го типа с двумя увеличенными стержнями оболочки центральной области может работать как фильтр на заданной длине волны, регулируемой разницей диаметров стержней.

Для того, чтобы рассмотреть спектр поглощения фотонно-кристаллического волокна с изменениями его периодической структуры (увеличенный диаметр двух стержней оболочки центральной зоны), построим дисперсионную диаграмму в диапазоне длин волн от 1 до 2 мкм. (рис 26)



*Рис.26 Дисперсионная диаграмма фотонно-кристаллического волокна. Цифрами показаны моды обеих типов структур. Мо-
да номер 3 является основной модой ФКВ с постоянной гекса-
гональной структурой. Моды под номерами 1, 2 и 4 – возника-
ют в волокне с изменением структурных элементов.*

На рис.26 представлены четыре направляемые моды. Мода под номером 3 показывает направляемую моду ФКВ с постоянной структурой, распространяющуюся в сердцевине. Также она представлена на рис 24а. Остальные моды под номерами 1, 2 и 4 существуют благодаря включению в структуру стержней с увеличенным диаметром. Сосуществование этих мод вносит большой вклад в картину спектра пропускания волокна в широком диапазоне длин волн – от 0,4 до 2,0 мкм. Это зоны, где находятся все три запрещенные зоны волноводов обоих типов.

Спектр поглощения ФКВ обоих типов представлен на рис. 27 для длин волн от 0,4 до 1,6 мкм. Пунктирная линия показывает уровень потерь структуры с увеличенными стержнями, сплошная – волновода с постоянной гексагональной структурой. В рассматриваемом диапазоне длин волн видно, что влияние изменения диаметра стержней с высоким показателем преломления вносит значительные коррективы в картину пропускания первой (1,1 до 1,6 мкм) и второй (0,7 – 1,0 мкм) фотонной запрещенной зоны. В качестве эффектов можно отметить сужение полосы пропускания в первой фотонной запрещенной зоне и наличие полос пропускания во второй фотонной запрещенной зоне.

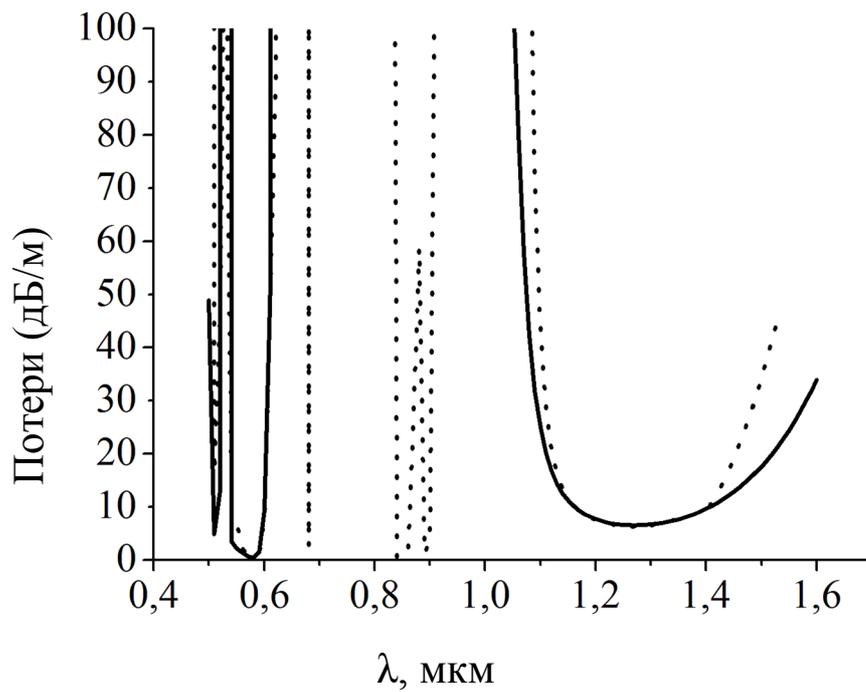


Рис. 27 Спектр поглощения ФКВ без изменений структуры – сплошная линия (мода №3 на рис. 26). Спектр поглощения ФКВ с увеличенными стрижнями – пунктирная линия (мода №2 на рис. 26)

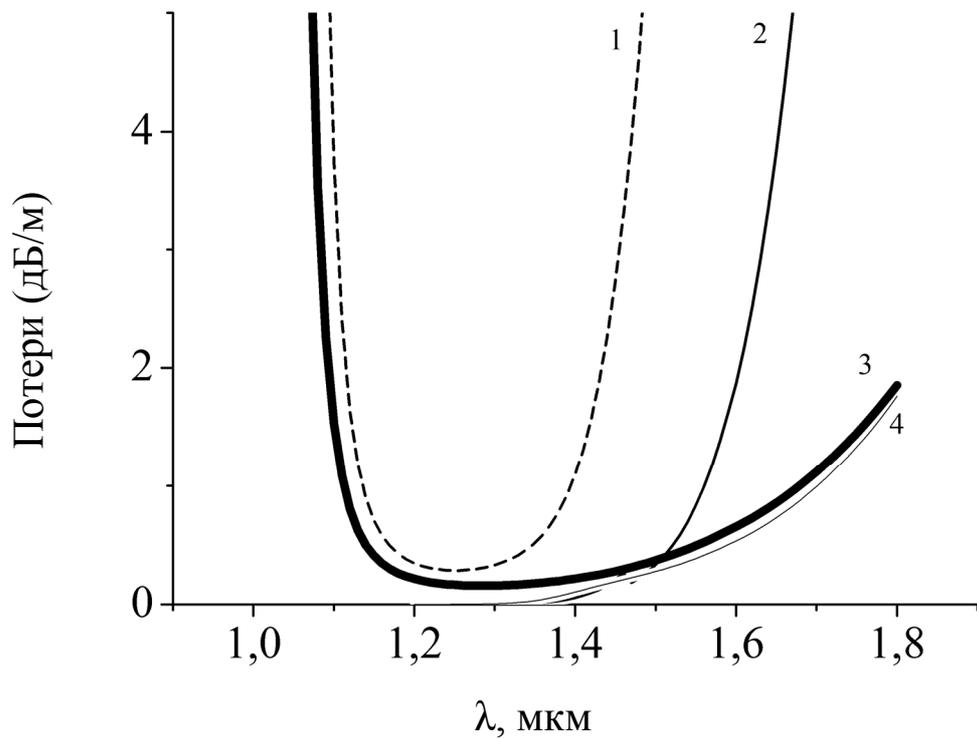


Рис.28 Спектр поглощения мод №1-4 (рис.26) фотонно-кристаллических волокон обоих типов. Линия №3 – ФКВ без структурных изменений (мода № 3 с рис. 26). Остальные линии соответствуют модам ФКВ со структурными изменениями с рис.26 (№ 1,2 и 4)

На рис.28. был построен спектр поглощения для первой фотонной запрещенной зоны (1,0 – 2,0 мкм) для ФКВ обоих типов. Из полученного графика следует, что изменение радиусов стеклянных стержней с высоким показателем преломления вызывает сужение полосы пропускания фотонно-кристаллического волокна на длинах волн от 1,2 мкм до 1,8 мкм и влияет на весь спектр поглощения. Эти эффекты позволяют управлять полосами пропускания основной фотонной запрещенной зоны. Такой подход может быть применен при изготовлении оптических фильтров. Эффект анти-кроссинга в подобной структуре не вносит вклад в пропускание структуры. Подобные фильтры могут быть использованы в волоконных лазерах и изготовлении сенсоров.

Было рассмотрено фотонно-кристаллическое волокно из двух типов стекла с двумя стержнями с высоким показателем преломления увеличенного диаметра, находящихся возле сердцевины волокна. Анализируя дисперсионную диаграммы подобной структуры можно сделать вывод о том, что эффект анти-кроссинга не влияет на пропускание рассматриваемого волокна с фотонной запрещенной зоной. Рассчитанный спектр пропускания исследуемого волокна показывает, что включение подобных искусственных изменений в структуре волокна позволяет управлять полосами пропускания. Также, подобное изменение структуры позволило ввести дополнительные полосы поглощения в основной фотонной запрещенной зоне на желаемой длине волны, что позволяет создать на основе такого волокна фильтры, которые могут быть использованы в задачах усиления импульса в лазерах и сенсорах.

3.6. Выводы

Для моделирования распространения лазерного излучения в фотонно-кристаллическом волокне модифицирован векторный метод распространяющихся пучков. Реализована «широкоугольная» численная схема, основанная на пространственном преобразовании Фурье поперечного распределения полей и показателя преломления. Математическая модель позволяет рассчитать распределение поля на заданной длине волны, и, таким образом, рассчитать поглощение волокна. Используемый подход позволяет учесть высшие моды фотонно-кристаллической структуры при расчёте пропускания волокна.

Показано, что субмикронная деформация поперечной структуры элементов фотонно-кристаллического волокна приводит к сдвигу полос пропускания, изменению их ширины. Однако общий уровень потерь меняется незначительно.

Решение задачи о возбуждении фотонно-кристаллического волокна световым пучком позволяет исследовать режимы совместного возбуждения «дефектной» моды фотонной запрещённой зоны и мод, направляемых за счет полного внутреннего отражения. Показано, что учет совместного возбуждения «дефектной» моды, и мод направляемых стержнями, приводит к сужению полос пропускания фотонно-кристаллического волновода.

Разработаны программные комплексы для численного моделирования распространения лазерного излучения в фотонно-кристаллическом волокне (ФКВ), предназначенные для расчёта спектров пропускания и дисперсионных характеристик двумерных ФКВ различных типов. Данные комплексы, основанные на векторном методе распространяющихся пучков с реализацией «широкоугольной» численной схемы, строящейся на пространственном преобразовании

Фурье поперечного распределения полей, позволяют учесть влияние высших мод и деформаций структуры волокна на его пропускание, дисперсионные и спектральные характеристики

Предложен механизм формирования полос пропускания внутри запрещенных зон ФКВ за счет изменений диаметров элементов поперечного профиля структуры, прилегающих к сердцевине волокна. Такой механизм может применяться при изготовлении оптических фильтров на основе ФКВ

ГЛАВА 4. ОДНОМОДОВЫЕ ВОЛОКНА С ПЕРЕМЕННЫМ ДИАМЕТРОМ

4.1. Дисперсионные эффекты в волокнах с переменным диаметром. Постановка задачи.

Управление оптическими солитонами подразумевает собой возможность изменения числа солитонов, их амплитуд, групповых скоростей. При столкновениях солитоны сохраняют свои параметры, то есть взаимодействуют упруго. Изменение параметров оптических солитонов возможно при неупругих столкновениях. Неупругие столкновения описываются нелинейным уравнением Шредингера, в котором присутствуют некоторые слагаемые, описывающие возмущение. В качестве таких возмущений может использоваться спектральная фильтрация, нелинейные потери, нелинейное усиление, дисперсия высших порядков. В данном случае модифицированное нелинейное уравнение Шредингера [88] часто называют комплексным уравнением Гинзбурга-Ландау [88]. Данное уравнение описывает достаточно большой класс задач, связанный с неупругим взаимодействием солитонов (см. главу 13 в [88]). Солитонные пары, описываемые комплексным уравнением Гинзбурга-Ландау, могут существовать в различных формах. Возможно формирование связанных солитонных состояний [109], формирование структур, которые изменяются периодически, квазипериодически или хаотично [110].

Для управления динамикой солитонов возможно использование модуляции фазы поля во времени [111]. Фазовая модуляция может использоваться для управления временным интервалом между солитонами.

Другой подход для управления взаимодействием солитонов основан на использовании поляризованных оптических солитонов (глава 7, [88]). В данном случае роль возмущения играет фазовая кросс-модуляция в системе двух связанных нелинейных уравнений Шредингера. Анализ данной системы показывает возможность управление групповыми скоростями и амплитудами солитонных импульсов.

Каждый из методов [88, 109-111,] предложенных для управления оптическими солитонами при практической реализации имеет те или иные недостатки. Спектральная фильтрация увеличивает длительность импульсов, что может быть нежелательным эффектом. Модуляцию фазы, синхронную с последовательностью импульсов, технически сложно реализовать. Особенно, если речь идет о частотах порядком в несколько гигагерц и, тем более, для терагерцовых несущих частот битовой последовательности. Ряд эффектов, которые были описаны на основе комплексного уравнения Гинзбурга-Ландау, требуют специального типа нелинейности, дисперсии или потерь.

Резонансное воздействие периодического возмущения на динамику солитонных решений нелинейного уравнения Шредингера впервые описано в работе [82]. Было показано, что если период модуляции возмущения сравним с периодом осцилляций многосолитонного импульса, то он разделяется на несколько фундаментальных солитонов. Экспериментальная демонстрация данного эффекта стала возможной с развитием технологии изготовления оптических волокон с переменным по длине диаметром. Спустя более чем 15 лет после публикации работы [82] было получено экспериментальное подтверждение резонансного воздействия возмущений на динамику солитонов [112]. В работе [112] волокно с периодическим изменением диаметра было использовано для разделения двухсолитонного импульса на два фундаментальных солитона. Изменение периода модуляции позволяет

управлять групповой скоростью данных солитонов, их центральной частотой, пиковой мощностью.

Оптические солитоны, распространяющихся в волокнах с изменяемым по длине диаметром [112], подчиняются неавтономному нелинейному уравнению Шредингера с переменными коэффициентами дисперсии и нелинейности. При определенном соотношении между коэффициентами можно получить аналитические выражения для односолитонных и многосолитонных решений неавтономного нелинейного уравнения Шредингера. Обзор таких работ дан в [83]. В [83] отмечено, что столкновение солитонов не приводит к их разрушению. Однако такой тип взаимодействия наблюдается при частотах модуляции, находящихся вдали от резонанса. Как будет показано далее, если период модуляции коэффициента дисперсии и/или коэффициента нелинейности нелинейного уравнения Шредингера сравним с периодом осцилляций солитона, то характер взаимодействия солитонов становится существенно неупругим. Неупругий характер взаимодействия солитонов нелинейного уравнения Шредингера в среде с переменной дисперсией и нелинейностью отмечен в работе [84]. В рамках аналитического решения [84] показано, что взаимодействие солитонов сопровождается появлением периодических структур поля. За счет изменения параметров модуляции возможна смена характера взаимодействия солитонов с притягивающего на отталкивающего.

Обобщенное нелинейное уравнение Шредингера с переменными коэффициентами рассмотрено в работе [85]. Коэффициенты дисперсии, нелинейности, усиления, изменяющиеся определенным образом, могут приводить к формированию гигантской волны. Периодический потенциал может играть роль пускового механизма в формировании гигантских волн [86].

В модели нелинейного уравнения Шредингера с гармоническим потенциалом [87] периодическое изменение потенциала приводит к распаду связанных солитонных состояний. Возможен распад солитонной пары с её последующим восстановлением. Процесс разделения оптического двухсолитонного бризера при наличии периодического изменения дисперсии и нелинейности, вынужденного комбинационного рассеяния рассмотрен в [93].

Ряд подходов для получения аналитических решений нелинейного уравнения Шредингера с периодически изменяющимися коэффициентами (например [83, 84, 85]) не учитывают резонансный характер распространения солитонов в среде с осциллирующей дисперсией (и/или нелинейностью). В резонансном режиме, амплитуды солитонов, их скорости и даже число солитонов может изменяться. В диссертационной работе в качестве основного инструмента выбран численный расчет. Будут рассмотрены режимы распространения, соответствующие разделению солитонной пары, объединению двух солитонов в один интенсивный импульс, формирование связанного состояния двух солитонов. Данные эффекты описывались ранее в системах, подчиняющихся комплексному уравнению Гинзбурга-Ландау [88, глава 13]. Для управления солитонными парами было предложено использовать спектральную фильтрацию, специальный тип потерь, усиления, нелинейности или дисперсии. Зачастую специальные условия, накладываемые на среду или импульсы сложно реализовать на практике. В диссертационной работе обсуждается возможность управления солитонными импульсами при помощи пассивных одномодовых оптических волокон с переменной по длине дисперсией. Изменение дисперсии реализуется за счет изменения диаметра волокна. Технология изготовления таких волокон является хорошо разработанной [89],

что позволяет экспериментально реализовать эффекты, рассматриваемые в данной главе.

4.2. Модель нелинейного уравнения Шредингера с переменными коэффициентами дисперсии и нелинейности.

Динамика солитонов в волокне с периодической модуляцией диаметра подчиняется нелинейного уравнения Шредингера с переменными коэффициентами [83, 112]

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \eta^2} = i\gamma(z)|A|^2 A(z, \eta) \quad (48)$$

где $A(z, \eta) = (cn\varepsilon_0 S_{eff}/2)^{1/2} E(z, \eta)$, c – скорость света в вакууме, n – показатель преломления, ε_0 – диэлектрическая постоянная, S_{eff} – эффективная площадь основной моды волокна [52, 106], $E(z, \eta)$ – комплексная амплитуда напряженности электрического поля, z – длина распространения, η – время в бегущей системе координат ($z = z, \eta = t - z/u$) [106], где u – групповая скорость импульса. Параметр η определяет временной интервал между импульсом, распространяющимся с групповой скоростью u , и исследуемым импульсом. В уравнении (56) параметр $\gamma(z)$ определяет коэффициент керровской нелинейности, $\beta_2(z)$ – коэффициент дисперсии второго порядка. Оптическое волокно, использованное для разделения солитонов [93, 112] имело параметры:

$\gamma(z) = \langle \gamma \rangle (1 - 0.028 \sin(2\pi z/z_m))$, $\langle \gamma \rangle = 8.2 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$, z_m – период модуляции, $\beta_2(z) = \langle \beta_2 \rangle (1 + 0.2 \sin(2\pi z/z_m))$, $\langle \beta_2 \rangle = -12.76 \text{ пс}^2/\text{км}$. Именно эти значения использовались в наших расче-

тах. Амплитуда модуляции дисперсии $\langle\beta_2\rangle$ много больше амплитуды модуляции нелинейности $\langle\gamma\rangle$. Поэтому в дальнейшем будет идти речь о динамике солитонов при воздействии периодического изменения дисперсии.

В численной схеме применялся метод преобразования Фурье с контролем точности вычислений [75]. Относительная погрешность не превышала величину 10^{-9} . Для подавления волн, отраженных от границ расчетного окна, использовались поглощающие граничные условия. Расчеты [93, 112], проведенные по аналогичной схеме, показали хорошее согласие с экспериментальными данными.

Начальное поле задается в суперпозиции двух односолитонных импульсов:

$$E(0, \eta) = A_0 \operatorname{sech}(\eta/\eta_0 - T) + A_0 \operatorname{sech}(\eta/\eta_0 + T), \quad (49)$$

где $\eta_0 = 1.13\text{пс}$ – длительность начального импульса, $A_0 = \eta_0^{-1} \sqrt{|\langle\beta_2\rangle|/\langle\gamma\rangle}$ – начальная амплитуда односолитонного импульса [74, 88], $T=6$ – безразмерный параметр, определяющий расстояние между пиками исходных импульсов.

Применим метод обратной задачи рассеяния (параграф 5.8 в [74]) для анализа численного решения нелинейного уравнения Шредингера с переменными коэффициентами (56). Алгоритм расчета параметров солитонов состоит из трех шагов: 1) Находим решение уравнения (48) в плоскости z_s , $E(\eta) = E(z_s, \eta)$; 2). Для функции $E(\eta)$ рассчитываем матрицу рассеяния нелинейного уравнения Шредингера с фиксированными коэффициентами дисперсии $\beta_2 = \beta_2(z_s)$ и нелинейности $\gamma = \gamma(z_s)$; 3). Используя метод Ньютона, находим комплексные числа (спектральные параметры) λ_j , которые соответствуют нулю коэффициента матрицы рассеяния $a^*(\lambda_j) = 0$. Шаги 1-3 повто-

ряются при новом значении $z = z_s$. В результате получаем спектральные параметры солитонов в зависимости от пройденного пути $\lambda_j = \lambda_j(z)$. Чтобы сопоставить параметры λ_j физическим параметрам, отметим, что если скорости всех солитонов различны, то солитонная составляющая A_s функции $A(\eta)$ при $z \gg 1$ определяется суперпозицией [74]:

$$A_s(z, \eta) = \sum_{j=1}^N R_j \operatorname{sech}(\kappa_j \eta - \tau_j v_j z) \exp(i\varphi_j(z, \eta)), \quad (50)$$

где N – число солитонов, R_j – амплитуда солитона, κ_j – величина, обратная длительности солитона, τ_j , $\varphi_j(z, \eta)$ – координата максимума и фаза, v_j – определяет изменение групповой скорости солитона $v_g = (1/u + v_j)^{-1}$. Амплитуда солитона, длительность и его групповая скорость определяются через спектральные параметры λ_j :

$$R_j = \tau_0^{-1} \sqrt{|\beta_2|/\gamma} 2 \operatorname{Im}(\lambda_j), \quad \kappa_j = \tau_0^{-1} 2 \operatorname{Im}(\lambda_j), \quad v_j = \beta_2 \tau_0^{-1} 2 \operatorname{Re}(\lambda_j), \quad (51)$$

где в качестве $\tau_0 = \eta_0 (|\beta_2|/\gamma) (|\langle \beta_2 \rangle|/\langle \gamma \rangle)^{-1}$ выбрана длительность односолитонного импульса в волноводе с адиабатическим ($z_m \gg 1$) изменением параметров $\beta_2(z)$ и $\gamma(z)$. При данном выборе параметра τ_0 энергия отдельного солитона определяется выражением

$$J = \int_{-\infty}^{\infty} |R_j \operatorname{sech}(\kappa_j \eta - \tau_j - v_j z)|^2 d\eta = 2R_j^2 \kappa_j^{-1} = J_0 2 \operatorname{Im}(\lambda_j), \quad (52)$$

где $J_0 = 2A_0^2 \eta_0 = 2\eta_0^{-1} (|\langle \beta_2 \rangle|/\langle \gamma \rangle)$ – энергия начального односолитонного импульса в выражении (57). Если рассмотреть импульс со сдвигом несущей частоты $\Delta\Omega$, то можно заметить, что подстановка выражения $A(z, \eta) = \tilde{A}(z, \eta) \exp(-i \Delta\Omega \eta)$ в уравнение (48) позволяет опре-

делить соотношение между сдвигом несущей частоты импульса и изменением его групповой скорости в виде $v_j = \beta_2 \Delta\Omega$. В соответствии с (52) сдвиг несущей частоты солитона определяется как:

$$\Delta\Omega = \tau_0^{-1} 2 \operatorname{Re}(\lambda_j) \quad (53)$$

Строго говоря, (51, 52) не является солитонным решением нелинейного уравнения Шредингера (48) с переменными коэффициентами. Параметры (52) найдены в предположении, что после волокна с периодическим изменением дисперсии излучение распространяется в волокне с постоянными коэффициентами дисперсии и нелинейности. Фактически это означает, что на каждом шаге по z численное решение $A(z, \eta)$ анализируется исходя из данных обратной задачи рассеяния, которая ставится для нелинейного уравнения Шредингера с фиксированными коэффициентами дисперсии β_2 и нелинейности γ . Данный подход применялся для анализа динамики солитонов при разделении двухсолитонного бризера [93].

Амплитуду импульса, его групповую скорость и длительностью можно вычислить напрямую для заданного поля $A(\eta)$. Однако эти параметры можно рассчитать только для импульсов, поля которых не перекрываются во времени. Основное преимущество метода, изложенного выше, заключается в возможности исследования динамики солитонов в процессе их взаимодействия. Использование данных обратной задачи рассеяния позволяет наглядно отобразить изменение параметров бризеров и отдельных солитонов при воздействии возмущающих факторов [93]. Для солитонов, которые достаточно хорошо разделены во времени, оценка амплитуды, групповой скорости и дли-

тельности как непосредственно из распределения $A(\eta)$, так и по данным обратной задачи рассеяния (59,60) даёт одинаковые результаты.

4.3. Неупругие взаимодействия оптических солитонов в волокнах с переменной дисперсией.

Для моделирования расстояние между исходными импульсами было выбрано достаточно большим ($T = 6$). При таком условии для солитонной пары (50), распространяющейся в волокне с постоянным диаметром ($z_m = \infty$), существует аналитическое решение в виде полуограниченных импульсов [113]. При $T \rightarrow \infty$ параметры $\lambda_1 = \lambda_2 = i \cdot 0.5$, что соответствует солитонам, которые не взаимодействуют. При $T = 6$ параметры $\lambda_1 = i \cdot 0,49753$, $\lambda_2 = i \cdot 0,50249$.

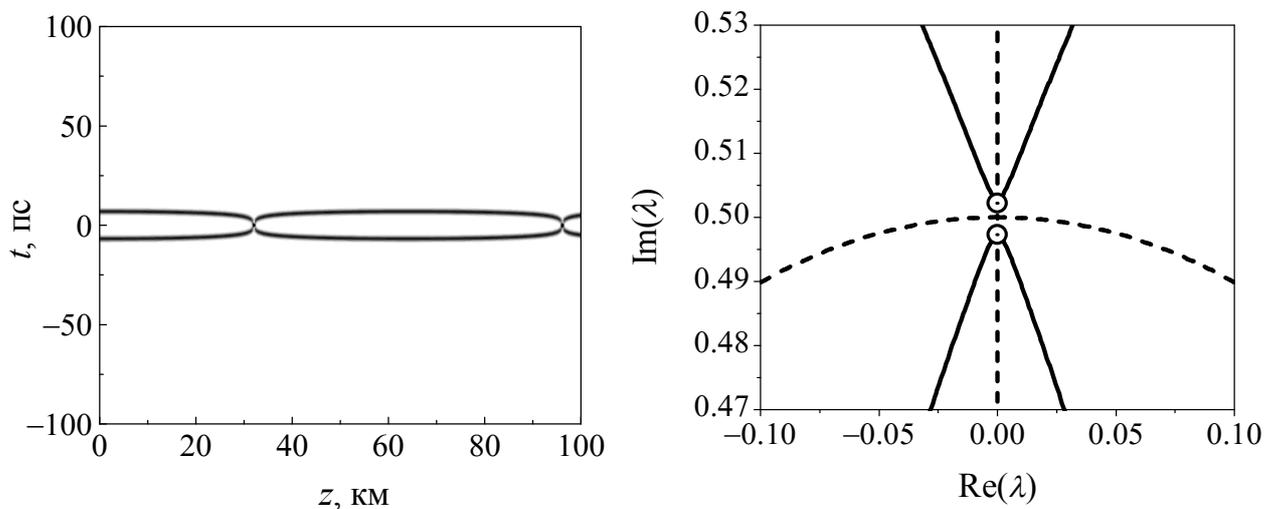


Рис.29 Распространение двух синфазных солитонов в волокне с постоянной дисперсией ($z_m = \infty$). $t_0 = 1,13$ пс, $T = 6$. а) интенсивность $|E(z,t)|^2$. Максимум интенсивности соответствует черному цвету. б) Линии уровня $\text{Re}[a^*(\lambda)] = 0$ (сплошная линия) и $\text{Im}[a^*(\lambda)] = 0$ (пунктир) при $z = 100$ км. Положение спектральных параметров $\lambda_{1,2}$ отмечено кружками.

Синфазные солитоны (50) притягиваются и после столкновения расходятся (рис.29а). Расстояние, после прохождения которого начальные импульсы сталкиваются, определяется соотношением [113]:

$$z_c = z_0(\lambda_1^2 - \lambda_2^2)^{-1} \quad (54)$$

где $z_0 = (\pi/2)\eta_0^2|\langle\beta_2\rangle|^{-1}$ – период солитона [74, 88], определенный для волокна с постоянным диаметром ($z_m = \infty$). Период осцилляций солитонной пары будет равен $2z_c$. В нашем случае $z_c = 31.7$ км (рис.27). Для нелинейного уравнения Шредингера с постоянными коэффициентами ($z_m = \infty$) солитоны взаимодействуют упруго. Спектральные параметры λ_1 и λ_2 остаются неизменными при распространении импульсов. Их положение ($\lambda_1 = i \cdot 0.49753, \lambda_2 = i \cdot 0.502495$) определяется пересечением линий $\text{Re}[a^*(\lambda)] = 0$ и $\text{Im}[a^*(\lambda)] = 0$ (рис.29 б). При наличии модуляции дисперсии взаимодействие солитонов может принимать неупругий характер. В таких режимах параметры λ_j изменяются.

Разделение солитонной пары

При помощи периодического изменения дисперсии солитонную пару (рис.29) можно разделить на два отдельных импульса, распространяющихся с разными групповыми скоростями (рис.30).

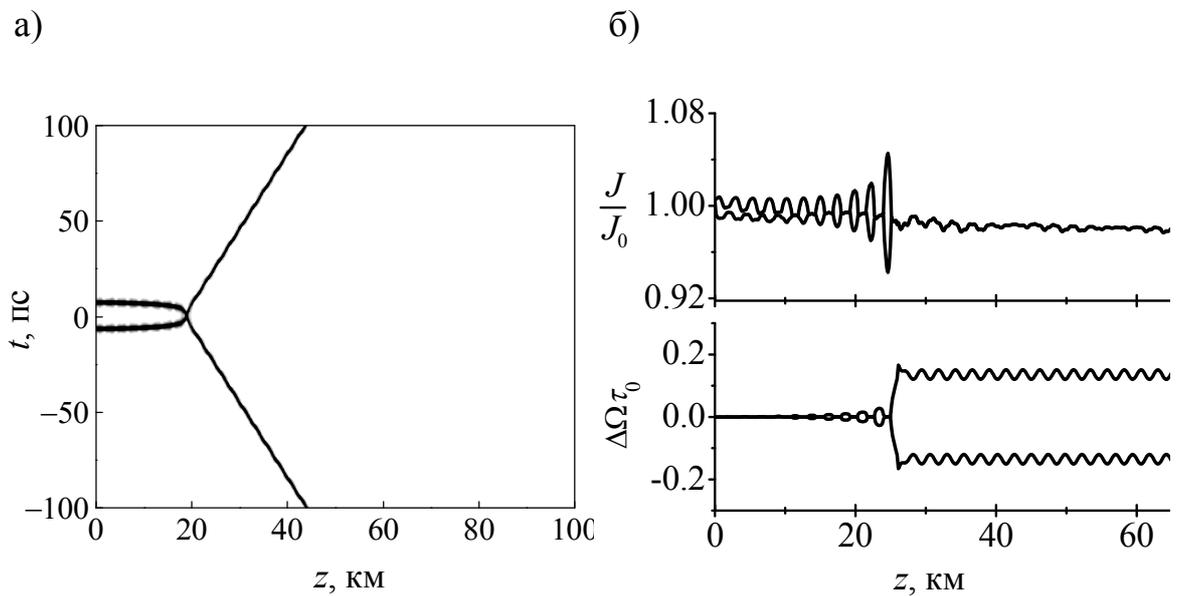


Рис.30 Разделение солитонной пары в волокне с периодическим изменением дисперсии ($z_m = 2.4$ км); (а) Траектории максимумов интенсивности; б) Нормированное значение энергии солитона J/J_0 и нормированная величина спектрального сдвига несущей частоты солитона $\Delta\Omega\tau_0$ определенные для каждого из двух солитонов по формулам (53) и (54) соответственно. Остальные величины, такие же, как и для режима, показанного на рис.29.

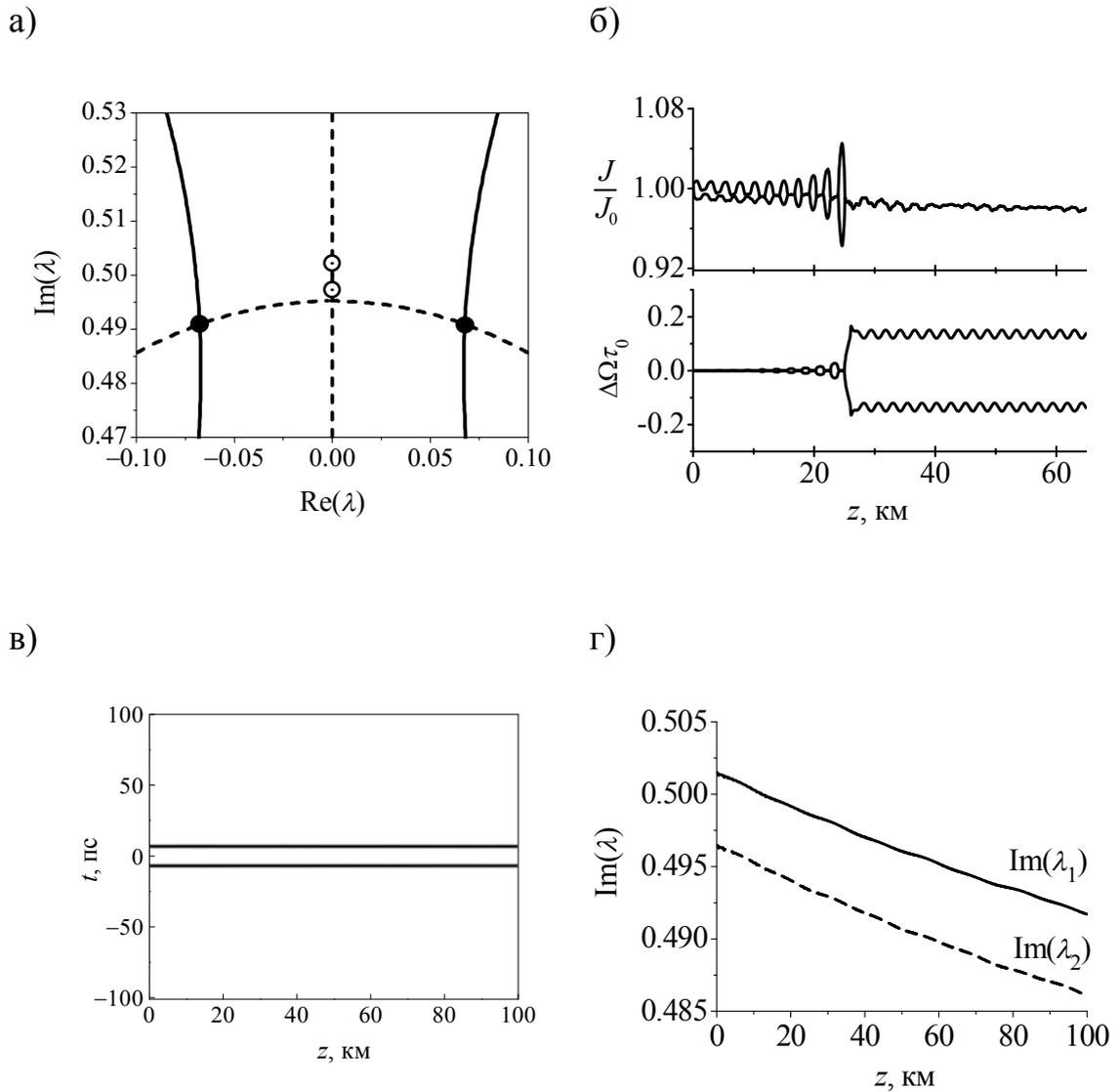


Рис.31 Распространение двух синфазных солитонов в волокне с периодическим изменением дисперсии. (а) $z_m = 2.4$ км; (б) Нормированное значение энергии солитона J/J_0 . (а) интенсивность $I=|E(z,t)|^2$; линии уровня $\text{Re}[a^*(\lambda)] = 0$ (сплошная линия) и $\text{Im}[a^*(\lambda)] = 0$ (пунктир) при $z = 100$ км. Остальные параметры, такие же, как и на рис.29 в) $z_m = 0.1$ км. г) мнимая часть спектрального параметра для первого и второго солитонов, показанных на рис. 28а

На начальном этапе исходные импульсы плавно притягиваются, затем следует момент резкого сближения (рис.30 а). После объединения ($z = 18.76$ км) солитоны отталкиваются и расходятся с разными групповыми скоростями. Изменение групповой скорости импульса связано со сдвигом его несущей частоты (54). Поведение отдельных солитонов удобно проследить на плоскости $\text{Re}[a^*(\lambda)], \text{Im}[a^*(\lambda)]$. При $z=0$ положение спектральных параметров $\lambda_{1,2}$ отмечено кружками. В момент слияния импульсов λ_1 и λ_2 также объединяются. Затем они расходятся вдоль линии $\text{Im}[a^*(\lambda)] = 0$ (рис.31 а). Конечное положение ($z=100$ км) показано крупными черными точками (рис.29а). Как следует из (50) такое расположение $\lambda_{1,2}$ соответствует двум солитонам с разными групповыми скоростями и одинаковыми амплитудами. Изменение групповой скорости импульса связано со сдвигом его несущей частоты $\nu_j = 1/(|\beta_2|\Delta\omega_j)$, где $\Delta\omega_j$ – величина сдвига частоты импульса. После изменения групповой скорости импульсов ($z > 20$ км) амплитуда солитонов постепенно уменьшается. Такая особенность связана с излучением дисперсионной волны за счет периодического изменения дисперсии и нелинейности.

Во время переходного процесса (рис. 31 б, $0 < z < 18.76$ км) энергия солитонов и сдвиг частоты испытывают осцилляции с небольшой амплитудой. После переходного процесса ($z > 18.76$ км) оба солитона приобретают одинаковое значение энергии J/J_0 . На участке (27.6 км $< z < 63.6$ км) для первого солитона среднее значение сдвига частоты $\Delta\Omega\tau_0 = 0.137$, для второго $\Delta\Omega\tau_0 = -0.137$. Такая симметрия диктуется законом сохранения импульса [88]. Суммарный сдвиг частоты, связанный с полным импульсом солитонов, должен оставаться равным нулю. После изменения групповой скорости импульсов

($z > 18.76\text{км}$) энергия солитонов постепенно уменьшается. Уменьшение энергии солитонов, а также нерегулярный характер функции $J = J(z)$, связаны с излучением дисперсионных волн при периодическом изменении дисперсии и нелинейности [82].

Разделение солитонной пары на два солитона, имеющих разные скорости, наблюдается в широком диапазоне параметра z_m . Изменение периода модуляции z_m приводит к изменению расстояния, на котором происходит столкновение солитонов, изменяются их групповые скорости. При определенных значениях z_m можно добиться такого режима, при котором солитоны распространяются практически без взаимного притяжения (рис.31 в). За счет излучения дисперсионной волны амплитуда солитонов постепенно уменьшается (рис.31 г), а длительность возрастает. При этом групповые скорости солитонов остаются неизменными ($\text{Re}(\lambda) = 0$).

Однако характер изменения спектральных параметров $\lambda_{1,2}$ остается неизменным: после некоторого переходного процесса параметры $\text{Im}(\lambda_1)$ и $\text{Im}(\lambda_2)$ становятся равными. При этом λ_1 и λ_2 приобретают ненулевую действительную часть так, что $\text{Re}(\lambda_1) = -\text{Re}(\lambda_2)$. Отметим, что разделение солитона второго порядка на два фундаментальных солитона осуществляется по аналогичному сценарию [93].

Объединение двух солитонов.

На рис.32 показана динамика солитонов при периоде модуляции волокна $z_m = 0.2$ км.

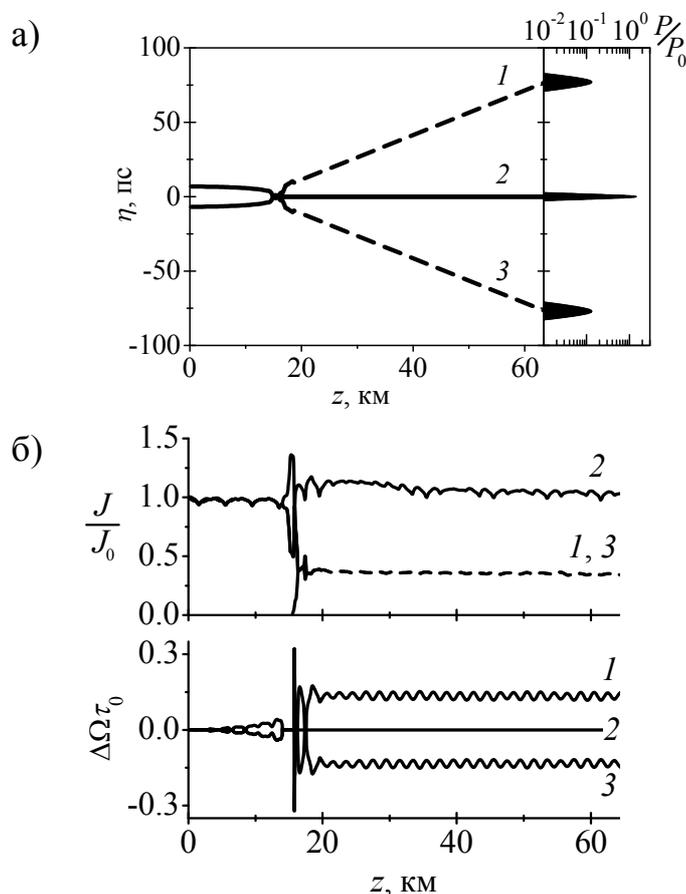


Рис.32 Объединение двух солитонов ($z_m = 2$ км); (а) Траектории максимумов интенсивности. Вставка показывает временное распределение мгновенной мощности поля $P = P(\eta)$ при $z = 63.4$ км. Величина P нормирована на пиковое значение мощности P_0 начального импульса (2). График на вставке построен в логарифмическом масштабе; б) нормированное значение энергии J/J_0 (5) нормированная величина спектрального сдвига несущей частоты $\Delta\Omega\tau_0$ (6), определенные для каждого из солитонов в отдельности. Солитоны, полученные после взаимодействия исходных импульсов, обозначены цифрами 1,2,3. Остальные параметры, такие же, как и для рис.30 и рис.31.

При данном значении z_m солитоны объединяются на расстоянии $z = 15.1$ км от входа в волокно. Затем происходит разделение импульса на центральный интенсивный солитон и два сопутствующих солитона (рис. 32 а). При $z = 63.4$ км пиковая мощность центрального импульса в девять раз больше пиковой мощности боковых импульсов. Энергия центрального импульса в 2.7 раза превышает энергию бокового импульса. Энергии боковых импульсов равны между собой (рис.32 б).

В процессе неупругого столкновения число солитонов может изменяться. После объединения исходных солитонов при $z = 15.46$ км появляется дополнительное третье решение λ_3 . Это решение возникает в окрестности $\text{Re}(\lambda) = 0$, $\text{Im}(\lambda) = 0$. Величина $\text{Im}(\lambda_3)$ быстро возрастает, что соответствует росту энергии дополнительного солитона на участке $(15.46 \text{ км} < z < 16.63 \text{ км})$ (рис.32 б). После переходного процесса формируется два низкоинтенсивных импульса со сдвинутой несущей частотой и один интенсивный импульс. При дальнейшем распространении возможно лишь некоторое уменьшение энергии импульсов за счет излучения дисперсионной волны. Для односолитонных импульсов дисперсионная волна имеет максимальную интенсивность, когда период изменения дисперсии совпадает с периодом солитона [82]. Таким, образом, был определён период солитона $\tilde{z}_0 = (\pi/2)\langle\eta_j\rangle^2|\langle\beta_2\rangle|^{-1}$, используя среднее значение его длительности $\langle\eta_j\rangle = \eta_0(2\text{Im}(\lambda_j))^{-1}$. Текущее значение длительности солитона определяется (59). При $z = 100$ км определены $\tilde{z}_0 = 0.134$ км для центрального солитона, и $\tilde{z}_0 = 1.38$ км для боковых солитонов. Период изменения дисперсии $z_m = 0.2$ км не совпадает с периодом данных солитонов. Поэтому потеря энергии за счет излучения дисперсионной волны происходит достаточно медленно.

Соотношение между пиковой мощностью центрального солитона и пиковой мощностью боковых солитонов зависит от временного расстояния между исходными импульсами, периода модуляции. При моделировании был получен ряд режимов, в которых боковые солитоны практически отсутствуют. Рассмотренный в данном разделе эффект можно охарактеризовать как объединение двух солитонов в импульс с высокой пиковой мощностью.

Образование связанного состояния двух солитонов.

В волокне с постоянной дисперсией два солитона циклически притягиваются и отталкиваются (рис.29). В волокне с периодическим изменением дисперсии можно получить режим, при котором солитоны распространяются практически без взаимного притяжения. Для периода модуляции дисперсии $z_m = 0.1$ км расстояние между солитонами остается неизменным (рис.33а).

Формируется связанное состояние двух солитонов – солитонная молекула. За счет излучения дисперсионной волны амплитуда солитонов постепенно уменьшается, а длительность возрастает. Такой эффект приводит к уменьшению первоначального значения мнимой части спектральных параметров $\text{Im}(\lambda_1)$ и $\text{Im}(\lambda_2)$, при этом действительные части $\text{Re}(\lambda_1)$ и $\text{Re}(\lambda_2)$ остаются нулевыми.

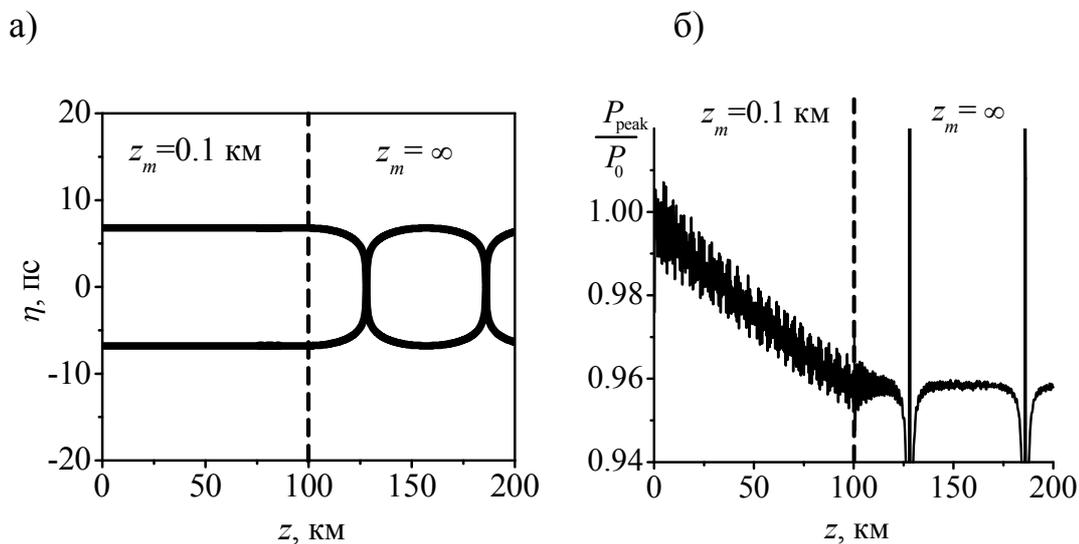


Рис.33 Связанное состояние двух солитонов при наличии модуляции ($z_m = 0.1$ км для участка $0 \leq z \leq 100$ км) и переход к периодическому решению при отмене модуляции ($z_m = \infty$ для $z > 100$ км). (а) траектории максимумов интенсивности; (б) отношение пиковой мощности импульса P_{peak} к пиковой мощности P_0 начального импульса (2). Вертикальная пунктирная линия отделяет область с модуляцией дисперсии ($z_m = 0.1$ км) от области с постоянной дисперсией ($z_m = \infty$). Остальные параметры, такие же, как и для режима, показанного на рис.29.

По-видимому, немаловажную роль в формировании связанного состояния солитонов является их взаимодействие через поле дисперсионных волн [90]. Уменьшение пиковой мощности импульсов за счет излучения дисперсионной волны показано на рис.33 б. В присутствии модуляции ($0 < z < 100$ км) пиковая мощность импульсов в среднем линейно падает с пройденным расстоянием z . Если в определенный момент ($z = 100$ км) убрать периодическую модуляцию дисперсии, то два импульса начинают распространяться как солитонная пара, испытывающая периодические изменения своей формы (рис.33 аб). Дисперсионная волна исчезает. Период солитонной пары определяется соотношением (62).

Величина периода модуляции z_m , необходимая для реализации определенного режима не является единственной. Существует несколько резонансных частот $2\pi/z_m$ для каждого из рассмотренных эффектов.

Преобразование солитонных импульсов в составном волокне

Рассмотрим распространение солитонной пары в составном волокне. Первая часть волокна характеризуется периодическим изменением дисперсии, вторая часть имеет постоянную дисперсию ($z_m = \infty$). На рис.34 расстояние между пиками исходных импульсов равно четырем длительностям импульса (4.52 нс). Для первоначальных импульсов спектральные параметры $\lambda_1 = i \cdot 0.445$ и $\lambda_2 = i \cdot 0.707$. Полупериод такого бризера будет равен $z_c = 0.52$ км.

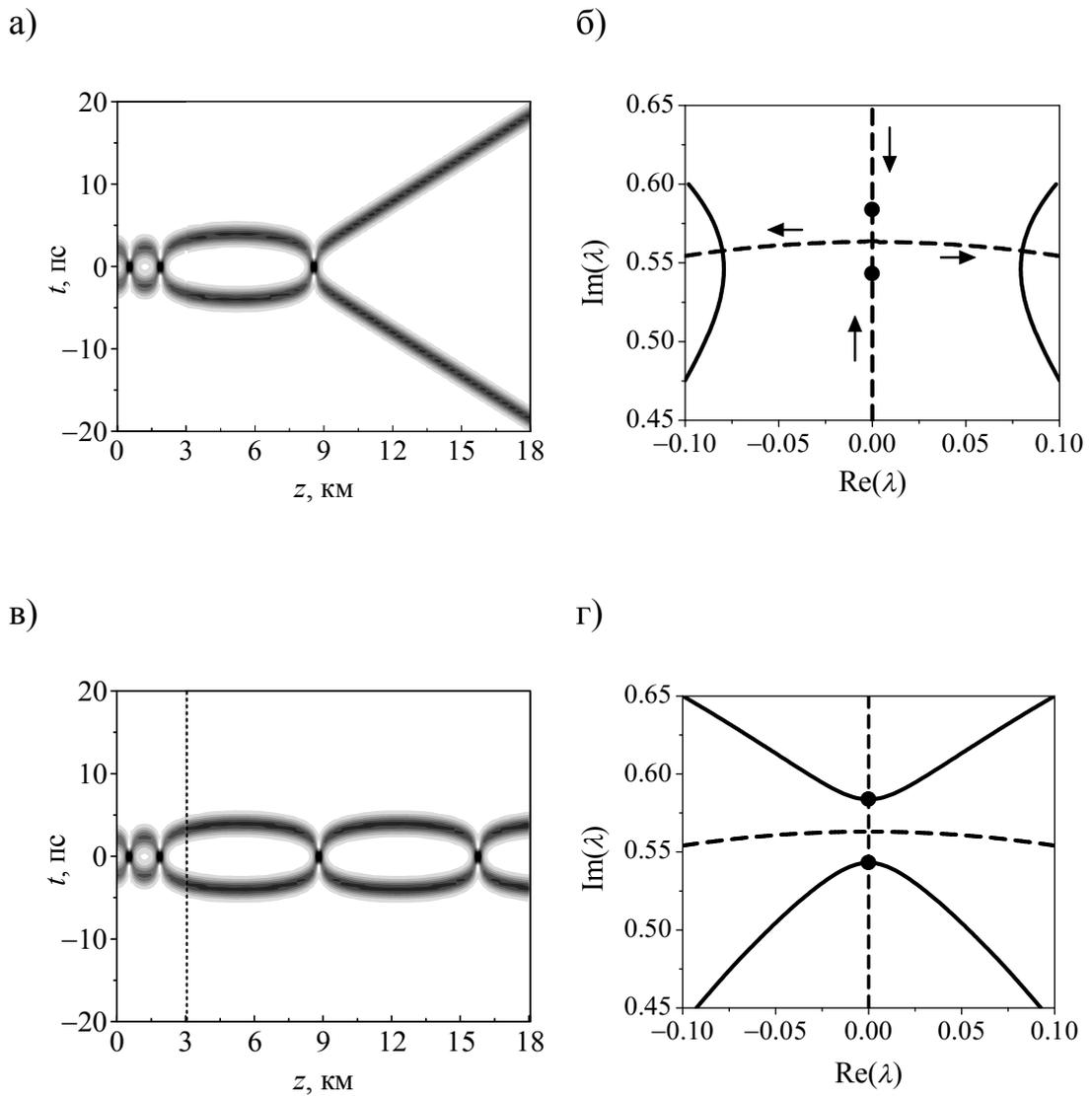


Рис.34 Распространение двух близкорасположенных солитонов ($T=2$). (а,б) в волокне с периодическим изменением дисперсии ($z_m = 64$ м); (в,г) в составном волокне: при $z < 3$ период $z_m = 0.064$ км, при $z \geq 3$ (после вертикального пунктира на рис (в)) $z_m = \infty$; Для начальных импульсов $T = 2$. Линии уровня $Re[a^*(\lambda)] = 0$ (сплошная) и $Im[a^*(\lambda)] = 0$ (пунктир) показаны для $z = 18$ км (б) и $z = 3$ км (г). Остальные параметры и обозначения такие же как на рис.29.

По мере распространения импульсов в волокне с периодической модуляцией (рис.34 а) параметры λ_1 и λ_2 перемещаются навстречу друг другу вдоль оси $\text{Re}(\lambda) = 0$ (рис.34 б). Положение $\lambda_{1,2}$ при $z = 3 \text{ км}$ отмечено крупными точками (рис.34 б). До столкновения солитонов их групповые скорости не меняются. Изменяются только амплитуды. В момент столкновения решения λ_1 и λ_2 сливаются, а затем быстро расходятся вдоль линии $\text{Im}[a^*(\lambda)] = 0$. На рис.32 б направление движения корней λ_1 и λ_2 показано стрелками. При $z = 3 \text{ км}$ параметры $\lambda_1 = i \cdot 0.543$, $\lambda_2 = i \cdot 0.584$. Данное состояние соответствует полупериоду бризера $z_c = 6.8 \text{ км}$. Это состояние можно “зафиксировать”, используя составное волокно. При $z < 3 \text{ км}$ (рис.34 в) поле распространяется в волокне с периодическим изменением дисперсии. Для $z \geq 3 \text{ км}$ импульсы распространяются в волокне с постоянным значением дисперсии и нелинейности ($z_m = \infty$). Используя такую конструкцию, получаем бризер с увеличенным периодом $z_c = 6.8 \text{ км}$. Положение спектральных параметров $\lambda_{1,2}$ показано для $z = 3 \text{ км}$ (рис.34 г). При дальнейшем распространении импульса в оптическом волокне с постоянными параметрами величины λ_1 и λ_2 не изменяются.

4.4 Выводы

Для управления солитонным взаимодействием предложено использовать периодическую модуляцию диаметра волокна. Реализация определенного режима осуществляется за счет выбора периода модуляции. Рассмотрено три типа режимов, которые могут найти практическое применение в области управления лазерными импульсами, оптической обработке информации.

Разделение солитонной пары в волокне с периодическим изменением дисперсии позволяет создать последовательность пикосекундных импульсов с двумя несущими частотами. Такие импульсы можно использовать для создания терабитовых линий связи с частотным разделением каналов, в терагерцовой спектроскопии. Объединение двух солитонов позволяет получить импульс со сравнительно высокой пиковой мощностью. Этот эффект можно использовать для преобразования последовательности близко расположенных импульсов (цуга импульсов) в новые импульсы с повышенной пиковой мощностью.

В оптических линиях связи при передаче данных наличие притяжения между синфазными солитонами может приводить к потере информации. Для солитонов, распространяющихся на небольшом расстоянии друг от друга, волокно с периодическим изменением дисперсии можно применить для увеличения дистанции, на которой происходит столкновение солитонов. Реализация связанных состояний двух солитонов позволит предотвращать столкновения солитонов.

Отметим, что все эффекты реализуются в пассивном одномодовом оптическом волокне без применения дополнительных управляющих импульсов, специального вида нелинейности, дисперсии или потерь.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты проведенного исследования можно сформулировать следующим образом:

1. Разработаны программные комплексы для численного моделирования распространения лазерного излучения в фотонно-кристаллическом волокне (ФКВ), предназначенные для расчёта спектров пропускания и дисперсионных характеристик двумерных ФКВ различных типов. Данные комплексы, основанные на векторном методе распространяющихся пучков с реализацией «широкоугольной» численной схемы, строящейся на пространственном преобразовании Фурье поперечного распределения полей, позволяют учесть влияние высших мод и деформаций структуры волокна на его пропускание, дисперсионные и спектральные характеристики.
2. Моделирование параметрического усиления в ФКВ на основе оптического стекла позволило подобрать оптимальные характеристики ФКВ, при которых минимизируется влияние дисперсии и расширяется спектральный диапазон параметрического усиления. Для этого предложено использовать структуру, имеющую центральный ряд воздушных отверстий с уменьшенным диаметром. ФКВ с оптимизированными параметрами позволяет усиливать оптические сигналы на длинах волн 1.2–2.1 *мкм*.
3. Показано, что субмикронная деформация поперечной структуры элементов фотонно-кристаллического волокна приводит к сдвигу полос пропускания и изменению их ширины.
4. Решение задачи о возбуждении фотонно-кристаллического волокна световым пучком позволяет исследовать режимы совместного возбуждения моды, направляемой фотонной запрещённой зоной, и мод, направляемых за счет полного внутреннего отражения. Показано,

что учет совместного возбуждения моды, распространяющейся в сердцевине, и мод, направляемых стержнями, приводит к сужению полос пропускания фотонно-кристаллического волновода.

5. Предложено использовать фотонно-кристаллическую оболочку для управления полем в щелевых волноводах. Показано, что щелевые волноводы с фотонно-кристаллической оболочкой могут направлять ТМ-волны, локализованные в нанометровом зазоре, и их можно использовать для локального повышения интенсивности и управления дисперсией.

6. Для управления солитонным взаимодействием предложено использовать периодическую модуляцию диаметра волокна. Рассмотрены три типа режимов, которые могут найти практическое применение в области управления лазерными импульсами и оптической обработке сигналов: образование связанного состояния двух солитонов, разделение и объединение солитонной пары. Реализация определенного режима осуществляется за счет выбора периода модуляции.

7. В ходе численного моделирования показано, что разделение солитонной пары в волокне с периодическим изменением дисперсии позволяет создать последовательность пикосекундных импульсов с двумя несущими частотами, а объединение двух солитонов позволяет получить импульс со сравнительно высокой пиковой мощностью. Этот эффект можно использовать для преобразования последовательности близко расположенных импульсов (цуга импульсов) в новые импульсы с повышенной пиковой мощностью.

8. Для предотвращения потери информации при передаче данных за счет притяжения между синфазными солитонами в диссертационной работе предложено использовать волокно с периодическим изменением дисперсии в случае солитонов, распространяющихся на не большом расстоянии друг от друга. Это волокно может быть приме-

нено для увеличения дистанции, на которой происходит столкновение солитонов, что приводит к реализации связанных состояний двух солитонов и позволяет предотвращать их столкновения.

Автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю А.И. Конюхову, под руководством которого выполнялись первые шаги в науке, который привил научный стиль и способствовал формированию научных интересов.

Автор выражает искреннюю признательность заведующему кафедрой компьютерной физики и метаматериалов, декану физического факультета В.М.Аникину, благодаря активному участию и организационной поддержке которого эта работа вышла на защиту.

Автор искренне благодарит Л.М.Бабкова, вдохновлявшего и стимулировавшего работу над диссертацией.

За творческую атмосферу и поддержку автор благодарит коллективы и руководство кафедры компьютерной физики и метаматериалов СГУ и кафедры оптики и биофотоники СГУ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Joannopoulos, J.D. Photonic Crystals. Molding the Flow of Light / J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade. – Princeton: Princeton Univ. Press, 2008. – 305 p.
2. Yablonovitch, E. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics / E. Yablonovitch // Physical Review Letters. – 1987. – Vol. 58. – № 20. – P. 2059–2062
3. John, S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices / S. John // Physical Review Letters. – 1987. – Vol. 58. – № 23. – P. 2486-2487.
4. Marcuse, D. Light Transmission Optics / D. Marcuse. – New York: Van Nostrand Reinhold Company, 1982. – 475 p.
5. Vilson R. Almeida, Qianfan Xu, Carlos A. Barrios, and Michal Lipson, Guiding and confining light in void nanostructure, June 1, 2004 / Vol. 29, No. 11 / OPTICS LETTERS
6. Di Falco, A. Photonic crystal slotted slab waveguides / A. Di Falco , L. O’Faolain, T.F. Krauss // Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications. – 2008. – № 6. – P. 38–41.
7. Di Falco, A. Chemical sensing in slotted photonic crystal heterostructure cavities / A. Di Falco, L. O’Faolain, and T. F. Krauss // APPLIED PHYSICS LETTERS. – 2009. – Vol. 94. 063503.
8. Pollnau, M. Optical waveguides in laser crystals / Markus Pollnau, Yaroslav E. Romanyuk // Comptes Rendus Physique. – 2007. – Vol. 8. – № 2. – P. 123-137.
9. Qianfan, X. Experimental demonstration of guiding and confining light in nanometer-size low-refractive-index material / Qianfan Xu, Vilson R. Almeida, Roberto R. Panepucci, Michal Lipson // Optics Letters. – 2004 – Vol. 29. – No. 14. – P. 1626–1628.

10. Che-Yun Lin Electro-optic polymer infiltrated silicon photonic crystal slot waveguide modulator with 23 dB slow light enhancement / Che-Yun Lin, Xiaolong Wang, Swapnajit Chakravarty, Beom Suk Lee, Weicheng Lai, Jingdong Luo, Alex K.-Y. Jen, and Ray T. Chen // Applied Physics Letters. – 2010. – Vol. 97, 093304.
11. Nielsen, N. C. Linear and nonlinear pulse propagation in a multiple-quantum-well photonic crystal. / N. C. Nielsen, J. Kuhl, M. Schaarschmidt, J. Förstner, A. Knorr, S. W. Koch, G. Khitrova, H. M. Gibbs, and H. Giessen // Physical Review. – 2004. – Vol. 70, 075306.
12. Ergin, T. Ultrafast time-resolved spectroscopy of 1D metal-dielectric photonic crystals / T. Ergin, T. Höner zu Siederdisen, H. Giessen, and M. Lippitz. // Physical Review. – 2009. – Vol. 79. – № 24.
13. Lines, M.E. Oxide glasses for fast photonic switching: A comparative study / M.E. Lines // Journal of Applied Physics. – 1991. Vol. 69. – №10. – P. 68-76.
14. Wei-Cheng Lai Photonic crystal slot waveguide absorption spectrometer for on-chip nearinfrared spectroscopy of xylene in water / Wei-Cheng Lai, Swapnajit Chakravarty, Xiaolong Wang, Cheyun Lin and Ray T. Chen // Applied Physical Letters. – 2011. – Vol. 98, 023304.
15. Oya, K. Fabrication of One-Dimensional Photonic Crystal with Large Dispersion in SiO₂ Glass Substrate Using Deep Dry Etching Technique / K. Oya, T. Nakazawa, S. Kittaka, K. Tsunetomo, K. Kintaka, J. Nishii, K. Hirao // Optical Letters. – 2005. – Vol. 30. – P.192.

16. Kittaka, S. Waveguide of One-Dimensional Photonic Crystal / S. Kittaka, M. Nara, T. Nakazawa, T. Asai, Koyama T. Channel // *Diffraction Optics and Micro-Optics. OSA Trends in Optics and Photonics Series* – 2002. – Vol. 75. A paper DTuD1.
17. Argyros, A. Photonic bandgap with an index step of one percent / A. Argyros, T. A. Birks, S. G. Leon-Saval, C. M. B. Cordeiro, F. Luan, P. St. J. Russell // *Optical Express*. – 2005. – Vol. 13. – No. 1. – P. 309-314.
18. Jacobs I.S. Fine particles, thin films and exchange anisotropy in Magnetism / I.S. Jacobs and C.P. Bean. – New York: Academic, 1963. – Vol. III.
19. Adams, M. J. An Introduction to Optical Waveguides / M. J. Adams. – New York: John Wiley and Sons, 1981. – 556 p.
20. Снайдер, А. Теория оптических волноводов. / Снайдер А., Лав Д. – М.: Радиоисвязь, 1987. – 326 с.
21. Stegeman, G. I. Waveguides and fibers for nonlinear optics / G. I. Stegeman, R. H. Stolen, // *Journal of the Optical Society of America* . – 1989. – Vol. 6. – No. 4. – P. 17-`19.
22. Melnikov, L.A Softglass hollow-core photonic crystal fibers / L.A Melnikov, Khromova I, Scherbakov A, Nikishin N. // *Proceedings SPIE, Photonic Crystals and Fibers*. – 2005. – 5950(1): 243-251. DOI: 10.1117/12.623163.
23. Broeng, J. Photonic crystal fibers: A new class of optical waveguides / J. Broeng, D. Mogilevstev, S. E. Barkou, A. Bjarklev // *Optical Fibre Technology*. – 1999. – № 5. – P. 305–330.
24. Sakoda, K. Optical Properties of Photonic Crystals / K. Sakoda. – Berlin: Springer, 2001.

25. Желтиков, А.М. Считывание информации с помощью однофотонной и двухфотонной люминесценции в устройствах трехмерной оптической памяти на основе фотохромных материалов / А.М. Желтиков Н.И., Коротеев, С.А. Магницкий, А.В. Тарасишин // Квантовая Электроника. – 1998. – Т.25. – №10. – С. 885.
26. Sohler W. Erbium-Doped Lithium Niobate Waveguide Lasers / W. Sohler, Bijoy K. Das, Dibyendu Dey, Selim Reza, Hubertus Suche, Raimund Ricken // IEICE Trans. Electron. – 2005. – Vol. E88–C. – № .5.
27. Ning-Ning Feng Optical Field Concentration in Low-Index Waveguides / Ning-Ning Feng, Jurgen Michel, and Lionel C. Kimerling // Optics Letters. – 2007. – Vol. 32. – Issue 10. – P. 1250-1252.
28. Agrawal, G.P. Nonlinear pulse distortion in single-mode optical fibers at the zero-dispersion wavelength / G.P. Agrawal, M.J. Potasek, // Physical Review. – 1986. – A33, 17651.
29. Hasegawa, A. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers/ A. Hasegawa, F. Tappert.// Applied Physical Letters. – 1973. –Vol. 23–P. 142-149.
30. Mollenauer, L.F. Experimental Observation of Picosecond Pulse Narrowing and Solitons in Optical Fibers / L.F Mollenauer, R.H. Stolen // Physical Review Letters. – 1980. – № 45. – P. 1095.
31. Alfano, R.R. Induced spectral broadening of a weak picosecond pulse in glass produced by an intense picosecond pulse / R. R. Alfano, Q. X. Li, T. Jimbo, J. T. Manassah, and P. P. Ho // Optical Letters. – 1986. – № 14, P. 626.

32. Schadt, D. Suppression of the Raman self-frequency shift by cross-phase modulation / D. Schadt, B.J. Jaskorzynska, // *Opt. Soc. Am.* – 1987. – № 4. – P. 856.
33. J. Hu, C. R. Menyuk, L. B. Shaw, J. S. Sanghera, and I. D. Aggarwal, "Generating Mid-IR Source Using As₂S₃-Based Chalcogenide Photonic Crystal Fibers," / J. Hu, C. R. Menyuk, L. B. Shaw, J. S. Sanghera, and I. D. Aggarwal // *Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), San Jose, CA, 2009.* – paper CThN6.
34. Skibina Yu. S. Photonic crystal fibers in biomedical investigations, / Yu.S. Skibina, V.V. Tuchin, V.I. Beloglazov, G. Steinmeyer, J. Bethge, R. Wedell, N. Langhoff// *Quantum Electronics.* – 2011. – Vol. 41. – № 4. – P. 284-301.
35. Cregan, R.F. Single-mode photonic band gap guidance of light in air / RF. Cregan, B.J. Managan, J.C. Knight, T.A. Birks, P. St. J. Russell, P.J. Roberts, D.C. Allen // *Science.* – 1999. – № 285. – P. 1537-1539.
36. Bise, R.T. Tunable photonic band gap fiber. / R.T. Bise, R.S. Windeler, K.S. Kranz, C. Kerbage, B.J. Eggleton, D.J. Trevor // *Optical Fiber Communication, Optical Society of America.* – 2002. – № 70. – P. 466-468.
37. Luan, F. All-solid photonic band gap fiber. / F. Luan, A.K. George, T.D. Hedley, G.J. Pearce, D.M. Bird, J.C. Knight, P.S.J. Russell // *Optics Letters.* – 2004. – № 29. – P. 2369-2371. – DOI: 10.1364/OE.14.010844.
38. Jansen, F. Avoided crossings in photonic crystal fibers. / F. Jansen, F. Stutzki, C. Jauregui, J. Limpert, A. Tünnermann // *Optics Express.* – 2011. – Vol. 19. – №14. – P. 13578-13589. – DOI: 10.1364/OE.19.013578.

39. Nielsen, M. Investigation of microdeformation-induced attenuation spectra in a photonic crystal fiber / M. Nielsen, G. Vienne, J. Folkenberg, A. Bjarklev // *Optics Letters*. – 2003. – Vol. 28. – № 4. – P. 236-246. – DOI: 10.1364/OL.28.000236.
40. Brilland, L. Interfaces impact on the transmission of chalcogenides photonic crystal fibres / L. Brilland, J. Troles, P. Houizot, F. Désévéday, Q. Coulombier, G. Renversez, T. Chartier, T. N. Nguyen, J. Adam, N. Traynor // *Journal of the Ceramic Society of Japan*. – 2008. – Vol. 116. – № 1358. – P. 1024-1027.
41. Lousteau, J. Photonic bandgap confinement in an all-solid tellurite-glass photonic crystal fiber / J. Lousteau, G. Scarpignato, G. S. Athanasiou, E. Mura, N. Boetti, M. Olivero, T. Benson, P. Sewell, S. Abrate, D. Milanese // *Optics Letters*. – 2012. – № 37. – P. 4922-4924. DOI: 10.1364/OL.37.004922.
42. Caillaud C. Photonic bandgap propagation in all-solid chalcogenide microstructured optical fibers / C. Caillaud, G. Renversez, L. Brilland, D. Mechin, L. Calvez, J. Adam, J. Troles // *Materials*. – 2014. – Vol. 7. – № 9. – P. 6120-6129. DOI:10.3390/ma7096120.
43. Li M-J Modeling effects of structural distortions on air-core photonic bandgap fibers / M.-J. Li, J.A. West, K.W. Koch. // *Journal of Lightwave Technology*. – 2007. – Vol. 25– № 9. – P. 2463-2467. DOI: 10.1109/JLT.2013.2238608.
44. Pureur, V. Impact of transversal defects on confinement loss of an all-solid 2-D photonic-bandgap fiber / V. Pureur, G. Bouwmans, M. Perrin, Y. Quiquempois, M. Douay // *Journal of Lightwave Technology*. – 2007. – Vol. 25. – № 1. – P. 3589-3596. DOI: 10.1109/JLT.2007.907741.
45. Konyukhov, A.I. Gain of the guided modes in microstructured optical fibers / A.I. Konyukhov, A.S. Soloviev, L.A. Melnikov, S.A.

- Akishin // *Izvestiya Saratovskogo univervisteta, Seriya Fizika.* – 2007. – Vol. 7. – № 2. – P. 30-36.
46. Saitoh, K. Air-core photonic band-gap fibers: the impact of surface modes / Saitoh K, Mortensen NA, Koshiha M. // *Optics Express.* – 2004. – Vol. 12. – № 3. – P. 394-400. DOI: 10.1364/OPEX.12.000394.
47. Guobin, R. Full-vectorial analysis of complex refractive-index photonic crystal fibers. / R. Guobin, W. Zhi, L. Shuqin, L. Yan, J. Shuisheng // *Optics Express.* – 2004 – Vol. 12. – № 6. – P.1126-1132. DOI: 10.1364 /OPEX.12.001126
48. Peng, Y. Temperature sensing using the bandgap-like effect in a selectively liquid-filled photonic crystal fiber / Y. Peng, J. Hou, Y. Zhang, Z. Huang, R. Xiao, Q. Lu // *Optics Letters.* – 2013. – № 38. – P. 263-265.
49. Shirakawa, A. High power ytterbium fiber lasers at extremely long wavelengths by photonic bandgap fiber technology / A. Shirakawa, C. B. Olausson, H. Maruyama, K.-I. Ueda, J. K. Lyngsø, J. Broeng // *Optical Fiber Technology.* – 2010 – № 16. – P. 449-457.
50. Kakaie, Z. Design of near infrared bandpass filter using all-solid photonic crystal fiber with parasitic bandgaps suppression / Z. Kakaie // *Proceedings IEEE Photonics (ICP).* – 2014. – P. 236-238.
51. Noordegraaf, D. Avoided-crossing-based liquid-crystal photonic-bandgap notch filter / D. Noordegraaf, L. Scolari, J. Laegsgaard, T. Tanggaard Alkeskjold, G. Tartarini, E. Borelli, P. Bassi, J. Li Wu // *Optical Letters.* – 2008. – Vol. 33 – № 9. – P. 986-988.
52. Аргавал, Г. Нелинейная волоконная оптика / Г. Аргавал. – М.: Мир, 1996. – 323 с.

53. Желтиков, А. Да будет белый свет: генерация суперконтинуума сверхкороткими лазерными импульсами / А. Желтиков // Успехи физических наук. – 2006 – Т. 176. – С. 623-649.
54. Nagel, J. High Power, Narrow Linewidth Continuous Wave Raman Amplifier at 1.27 μm . / J. A. Nagel, V. Temyanko, J. Dobler, E. M. Dianov, A. S. Biriukov, A. A. Sysoliatin, R. A. Norwood, N. Peyghambarian // IEEE Photonics Technology Letters. – 2011. – Vol. 23. – No. 9. – P. 585-587.
55. Wadsworth, W. J. Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres / W. J. Wadsworth, N. Joly, J. C. Knight, T. A. Birks, F. Biancalana, P. St. J. Russell // Optics Express. – 2004. – Vol. 12. – P. 299-309.
56. Ho, M.C. 200-nm-bandwidth fiber optical amplifier combining parametric and Raman gain / M. C. Ho, K. Uesaka, M. Marhic, Y. Akasaka, L. G. Kazovsky // Journal of Lightwave Technology. – 2001. – Vol. 19. – P. 977-981.
57. Marhic, M.E. Large cross-phase modulation and four wave mixing in tellurite EDFAs / M.E. Marhic, F.S. Yang, M.C. Ho, G. Kazovsky // Journal of Lightwave Technology. – 1999. – Vol. 17. – P. 210-215.
58. Ebendorff-Heidepriem H., Bismuth glass holey fibers with high nonlinearity / H. Ebendorff-Heidepriem, P. Petropoulos, S. Asimakis, V. Finazzi, R. Moore, K. Frampton, F. Koizumi, D. Richardson, and T. Monro // Optics Express. – 2004. – Vol. 12. – P. 5082-5087.
59. Ravi Kanth Kumar V. V. Tellurite photonic crystal fiber / V. V. Ravi Kanth Kumar, A. K. George, J. C. Knight, and P. St. J. Russell // Optics Express. – 2002. – № 10. – P. 1520-1525.

60. Bernini, R. ARROW optical waveguides based sensors / R. Bernini, S. Campopiano, L. Zeni, P.M. Sarro // *Sensors and Actuators*. – 2004 – Vol. 100, – 2004. – P.143-146.
61. Hu, J. Fabrication and testing of planar chalcogenide waveguide integrated microfluidic sensor / J. J.Hu , V. Tarasov, A. Agarwal, // *Optics Express*. – 2007. – Vol. 15. – No. 5. – P. 2307.
62. Sikorski, Y. Optical waveguide amplifier in Nd-doped glass written with near-IR femtosecond laser pulses / Y. Sikorski, A. A. Said, P. Bado, R. Maynard, C. Florea, K. A. Winick, // *Electronics Letters*. – 2000. – Vol. 36. – № 3. – P. 226.
63. Chilwell, J. Thin-films field-transfer matrix theory of planar multi-layer waveguides and reflection from prism-loaded waveguides / J. Chilwell, I. Hodgkinson // *Journal of the Optical Society of America*. – 1984. – Vol. 1. – No. 7. – P. 742.
64. Troles, J. Linear and Nonlinear Characterizations of Chalcogenide Photonic Crystal Fibers / J.Troles, L. Brilland, F. Smektala, P. Houizot, F. Desevedavy, Q. Coulombier, N. Traynor, T. Chartier, T. N. Nguyen J. L., Adam, G.Renversez // *Fiber and Integrated Optics*. – 2009. – T.28. – №1. – P. 11.
65. Liao, M. Supercontinuum generation in a chalcogenide-tellurite composite microstructure fiber/ M. Liao Ch., Chaudhari, G. Qin X., Yan, Ch. Kito, T. Suzuki, Y. Ohishi, M. Matsumoto, T. Misumi // *Optics Express*. – 2009. – Vol. 17. – P. 21608.
66. Fuerbach, A. Nonlinear pulse propagation at zero dispersion wavelength in anti-resonant photonic crystal fibers / A. Fuerbach, P. Steinvurzel, J. A. Bolger, B. J. Eggleton // *Optics Express*. – 2005. – Vol. 13. – No. 8. – P. 2977.

67. Jin, W. Sensing with hollow-core photonic bandgap fibers / W. Jin, H.F. Xuan, H.L. Ho // Measurement Science and Technology. – 2010. – Vol. 21, – P.1-12.
68. Ren, G. Low-loss all-solid photonic bandgap fiber / G. Ren, P. Shum, L. Zhang, X. Yu, W. Tong J. Luo // Optics Letters. – 2007. – Vol. 32. – No. 9. – P. 1023-1025.
69. Várallyay, Z. Photonic bandgap fibers with resonant structures for tailoring the dispersion / Z. Várallyay, K. Saitoh, A. Szabo, R. Szipöcs, // Optics Express. – 2009. – Vol. 17. – No. 14. – P. 869-883.
70. White, T. P. Multipole method for microstructured optical fibers. I. Formulation / T. P. White, B. T. Kuhlmeier, R. C. McPhedran, D. Maystre, G. Renversez, C. M. de Sterke, L. C. Botten // Journal of the Optical Society of America.– 2002. – Vol. 19. – P. 2322-2330.
71. Guo, S. Loss and dispersion analysis of microstructured fibers by finite-difference method / S. Guo, F. Wu, S. Albin, H. Tai, R. S. Rogowski // Optics Express. – 2004. – Vol. 12. – P. 3341-3352.
72. Saitoh, K. Full-Vectorial Imaginary-Distance Beam Propagation Method Based on a Finite Element Scheme: Application to Photonic Crystal Fibers / K. Saitoh, M. Koshiba // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2002. – Vol. 38. – No. 7. – P. 927-933.
- 73.. Schmidt, M. A. All-solid bandgap guiding in tellurite-filled silica photonic crystal fibers / M. A. Schmidt, N. Granzow, N. Da, M. Peng, L. Wondraczek, P. St. J. Russell // Optics Letters. – 2009. – Vol. 34. – P. 1946-1948.
74. Ахманов, С.А. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов / С.А. Ахманов, В.А. Выслоух, А.С. Чиркин – М.: Наука, 1988. – 312 с.

75. Sinkin, O.V. Optimization of the split-step Fourier method in modeling optical-fiber communications systems / O.V. Sinkin, R. Holzlohner, J. Zweck, C.R. Menyuk // *Journal of Lightwave Technology*. – 2003. – № 21, – P. 61.
76. Каталог бесцветного оптического стекла. [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://lzos.ru/content/view/77/29>
77. Cohen, L.G. Heavy metal halide glass fiber lightwave systems / L.G. Cohen // *Journal of Lightwave Technology*. – 1986 – Vol. 4. – P. 1144.
78. Malitson, I.H. Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica / I.H. Malitson // *Journal of the Optical Society of America*. – 1965 – Vol. 55. – P 1205.
79. Fu, L. Efficient optical pulse compression using chalcogenide single-mode fibers/ L. Fu, A. Fuerbach, I. C. M. Littler, B. J. Eggleton // *Applied Physics Letters*. – 2006. – Vol. 88. – №8. – P. 081116-081116-3.
80. Snopatin, G.E. High-Purity Chalcogenide Glasses for Fiber Optics / G.E. Snopatin, V.S. Shiryaev, G.E. Plotnichenko, E.M. Dianov, M.F. Churbanov // *Inorganic Materials*. – 2009. – Vol.45. – №13. – P. 1439-1446.
81. Sanghera, J.S. Progress of Chalcogenide Glass Fibers / J.S. Sanghera, C.M Florea., L.B. Shaw // *Journal of Non-Crystalline Solids*. – 2008. – Vol. 354. – P. 462-465.
82. Hasegawa, A. Guiding-center soliton / A. Hasegawa, Y. Kodama // *Physical Review Letters*. – 1991. – Vol. 66. – P. 161.
83. Маймистов А.И. Солитоны в нелинейной оптике / А.И. Маймистов // *Квантовая электроника*. – 2010. – № 40. – С. 756.
84. Liu, W. Dynamic solitons for the perturbed derivative nonlinear Schrödinger equation in nonlinear optics / W. Liu, H. Han, L. Zhang,

- M. Lei, Z. Wei // *Laser Physics Letters*. – 2015. – Vol. 25. – P. 065401.
85. Yan, Z. Optical rogue waves in the generalized inhomogeneous higher-order nonlinear Schrödinger equation with modulating coefficients / Z. Yan, C. J. Dai // *Optics*. – Vol. 15. – P. 064012.
86. Onorato, M. Triggering rogue waves in opposing currents / M. Onorato, D. Proment, A. Toffoli // *Physical Review Letters*. – 2011. – Vol. 107. – P. 184502.
87. Эрнандес Тенорио, С. Динамика солитонов в модели нелинейного уравнения Шредингера с внешним гармоническим потенциалом. I. Светлые солитоны / С. Эрнандес Тенорио, Э. Виллагран Варгас, В.Н. Серкин, М. Агуеро Гранадос, Т.Л. Беляева, Р. Пеня Морено, Л. Моралес Лара // *Квантовая электроника*. – 2005. – Т. 35. – С. 778.
88. Ахмедиев, Н.Н. Солитоны. Нелинейные импульсы и пучки. / Ахмедиев Н.Н., Анкевич А. – М.: Физматлит, 2003. – 304 с.
89. Ахметшин, У.Г. Новые одномодовые волоконные световоды с изменяющейся по длине плоской спектральной зависимостью хроматической дисперсии / У.Г. Ахметшин, В.А. Богатырев, А.К. Сенаторов, А.А. Сысолятин, М.Г. Шалыгин // *Квантовая электроника*. – 2003. – № 33. – С. 265.
90. Золотовский, И.О. Генерация связанных состояний импульсов в солитонном лазере с комплексной релаксацией насыщающегося поглотителя / И.О. Золотовский, Д.А. Коробко, Р.В. Гуменюк, О.Г. Охотников // *Квантовая электроника*. – 2015. – № 45. – С. 26.
91. Mak, W. C. Formation of a standing-light pulse through collision of gap solitons / W. C. Mak, B. A. Malomed, P. L. Chu // *Phys Rev E*. – 2003. – Vol. 31. – № 68. – P. 1-9.

92. Ablowitz, M. J. Asymptotic analysis of pulse dynamics in mode-locked lasers / M.J. Ablowitz, T.P. Horikis, S.D. Nixon, Y. Zhu // *Studies in Applied Mathematics*. – 2009. – Vol. 122. – iss. 4. – P. 411-425.
93. Sysoliatin, A. A. Dynamics of optical pulses propagating in fibers with variable dispersion / A. A. Sysoliatin, A. I. Konyukhov, L. A. Melnikov // *Numerical Simulations of Physical and Engineering Processes*. – 2011. – P. 277-300.
94. Bauer, R. G. Multi-soliton fission and quasiperiodicity in a fiber with a periodically modulated core diameter / R. G. Bauer, L. A. Melnikov // *Optics Communications*. – 1995. – Vol. 115. – P. 190-195.
95. Grelu, P. Dissipative Solitons: from Optics to Biology and Medicine / Grelu, P. and Soto-Crespo J M., N Akhmediev and A Ankiewicz // *Lecture Notes in Physics*. – Vol. 751. – 2008. – P. 137-173.
96. Driben, R. Effective Soliton Fusion Process at the Advanced Stage of Supercontinuum Generation in Photonic Crystal Fibers / R. Driben, N. Zhavoronkov // *Optics Photonic Journal*. – 2012. – Vol. 2. – P. 221-225
97. Fedotov I. V. All-fiber ultralow-energy soliton management at 1.55 μm / I. V. Fedotov, A. A. Voronin, N. Altangerel, S. Blakley, H. Perez, G. O. Ariunbold, A. M. Zheltikov // *Laser Physics Letters*. – 2014. – Vol. 11. – P. 125801-1-125801-5 DOI
98. Li, X. H. Experimental observation of soliton molecule evolution in Yb-doped passively mode-locked fiber lasers / X. H. Li, Y. S. Wang, W. Zhang, W. Zhao // *Laser Physics Letters*. – 2014 – Vol. 11. – № 7. – P. 075103
99. Malomed, B. A. Longitudinal evolution of the fiber diameter / B. A. Malomed, S. Wabnitz // *Optics Letters*. – 1991 – Vol. 16. – P. 1388.

100. Dai, C. Controllable Akhmediev breather and Kuznetsov-Ma soliton trains in PT-symmetric coupled waveguides / C. Dai, Y. Wang, X. Zhang // Optics Express. – 2014. – Vol. 22. – №. 24. – P. 29862-29867.
101. Liu, W. J. Elastic and inelastic interactions between optical spatial solitons in nonlinear optics / W. J. Liu, B. Tian, M. Lei // Laser Physics. – 2013. – Vol. 23. – P. 095401.
102. Dai, C. Controllable Akhmediev breather and Kuznetsov-Ma soliton trains in \mathcal{PT} -symmetric coupled waveguides / C. Dai, Z. Qin and C. Zheng // Optics Express. – 2012. – Vol. 22. – No. 24. – Scr. 85 045007.
103. Qi, C. Rogue Wave Solutions for Nonlinear Schrödinger Equation with Variable Coefficients in Nonlinear Optical Systems / C. Qi, Z. Wei-Guo, Z. Hai-Qiang and Y. Bo // Communications in Theoretical Physics. – 2014. – Vol. 62. – No. 3. – P. 373–82
104. Huan, W. Solitons for a generalized variable-coefficient nonlinear Schrödinger equation / W. Huan and L. Biao // Chinese Physical Society. – 2011. – Vol. 20. – No. 4. – B 20 040203
105. Liu, W. Dynamic solitons for the perturbed derivative nonlinear Schrödinger equation in nonlinear optic / Liu W, Han H, Zhang L, Lei M and Wei Z // Laser Physics Letters. – 2014. – Vol. 11. – P. 085107.
106. Akhmanov, S. A. Optics of Femtosecond Laser Pulses / S. A. Akhmanov, V. A. Vysloukh, A. S. Chirkin. – New York: American Institute of Physics, 1992. – 401.
107. Gordon, J.P. Interaction Forces Among Solitons in Optical Fibers / J.P. Gordon // Optics Letters. – 1983 – Vol. 8. – № 11. – P. 596.

108. Ахмедиев, Н.Н. Солитоны. Нелинейные импульсы и пучки / Н.Н. Ахмедиев, А. Анкевич. – М.: Физматлит, 2003. 304 с.
109. Binh L. N. Optical multi-bound solitons / L. N. Binh– CRC Press. – 2015. – 567 p.
110. Soto-Crespo, J. M. Soliton complexes in dissipative systems: Vibrating, shaking, and mixed soliton pairs / J. M. Soto-Crespo, Ph. Grelu, N. Akhmediev, N. Devine // Physical Review E. – 2007. – Vol 75. – P. 016613.
111. Chang, W. Effect of an external periodic potential on pairs of dissipative solitons / W. Chang, N. Akhmediev, S. Wabnitz // Physical Review A. – 2009. – Vol. 80. – P. 013815.
112. Sysoliatin, A.A. Soliton splitting in a dispersion-oscillating fiber / A.A. Sysoliatin, E.M. Dianov, A.I. Konyukhov, L.A. Melnikov, V.A. Stasyuk // Laser Physics. – 2007. – P. 1306-1310.
113. Выслоух, В.А. Многосолитонные составляющие решений нелинейного уравнения Шредингера с возмущающим членом / В.А. Выслоух, И.В. Чередни // Теоретическая и математическая физика. – 1987. – Т. 71. – С. 13–20.
114. Konyukhov, A.I. Inelastic collision and fusion of optical solitons in dispersion oscillating fiber. / A.I. Konyukhov, M.A. Dorokhova, L.A. Melnikov, A.S. Plastun // Laser Physics Letters. – 2015. – Vol. 12. – P. 1–5.
115. Benson, T M. What is the future for beam propagation methods? / T.M. Benson, B.B. Hu, A. Vukovic, P.Sewell // Proceedings SPIE, Photonics North. – 2004; – Vol. 5579: – P.351-358. – DOI: 10.1117 /12.577173
116. López-Doña, J.M. Fast-Fourier-Based Three-Dimensional Full-Vectorial Beam Propagation Method / J.M. López-Doña, J.G. Wangüemert-Pérez, I. Molina-Fernández // IEEE Photonics Tech-

- nology Letters. – 2005. – Vol. 17. – № 11. – P. 2319-2321. – DOI: 10.1109/LPT.2005.857618.
117. Саульев, В.К. Интегрирование уравнений параболического типа методом сеток / В.К. Саульев —М.: ФИЗМАТЛИТ, 1960. — 324 с
118. Thomas, J.W. Numerical Partial Differential Equations: “Finite Difference Methods”. Texts in Applied Mathematics. / J.W. Thomas. – Berlin, New York: Springer-Verlag, 1995. – Vol. 22.
119. Hadley, G.R. Wide-angle beam propagation using Padé approximant operators / G.R. Hadley // Optics Letters. – 1992. – Vol. 17. – No. 20 – P. 1426-1428.
120. Yamauchi, J. Wide-angle propagating beam analysis based on the generalized Douglas scheme for variable coefficients / J. Yamauchi, J. Shibayama, H. Nakano // Optics Letters. – 1995 – Vol. 20. – No. 1.– P. 661-663.
121. Liu, J. M. Vectorial beam propagation method. / J. M. Liu, L. Gomelsky // Journal of the Optical Society of America. A. – 1992. – Vol. 9. – No. 9. – P.1574-1585.
122. LAPACK Users’ Guide (Third ed.) [Электронный ресурс]. / Anderson, E.; Bai, Z.; Bischof, C.; Blackford, S.; Demmel, J.; Dongarra, J.; Du Croz, J.; Greenbaum, A.; Hammarling, S.; McKenney, A.; Sorensen, D. // Philadelphia, PA: Society for Industrial and Applied Mathematics. – 1999. – Режим доступа: <http://www.netlib.org/lapack/>
123. Ghatak, A.K. "Numerical analysis of planar optical waveguides using matrix approach", / A.K. Ghatak, //J. of Lightwave Technol. – 1987. –LT-5, № 5. – P. 660-667.
124. Пластун, А.С. Расчет параметрического усиления в фотонно-кристаллическом волокне /А.С. Пластун, А.И. Конюхов,

- Л.А. Мельников, Ю.А. Мажирина // Известия Саратовского университета, Новая серия, Серия «Физика». – 2012. – Т. 12. – №2. – С.49-52.
125. Пластун, А.С. Конструктивная интерференция оптических солитонов в волокне с периодическим изменением дисперсии / М. А.Дорохова, А. И. Конюхов, Л. А. Мельников, А. С. Пластун // Известия Саратовского университета, Новая серия, Серия «Физика». – 2014. – Т. 14 – №1. – С.25-32.
126. Пластун, А.С. Расчет дисперсионной характеристики направляемых мод щелевого фотонно-кристаллического волновода / А.С. Пластун, А.И. Конюхов // Известия Саратовского университета, Новая серия, Серия «Физика». – 2014. – Т. 14. – №2. – С.38-42.
127. Пластун, А.С. Управление взаимодействием оптических солитонов при помощи периодического изменения дисперсии в волоконном световоде / А.И. Конюхов, М.А. Дорохова, Л.А. Мельников, А.С. Пластун // «Квантовая электроника». – 2015. – Т. 45. – № 11. – С.1018-1022.
128. Plastun, A. Spectral dependence of all-solid photonic bandgap fiber transmittance/ A.Plastun, A. Konyukhov, E. Romanova, T. Benson, G. Athanasiou, J. Lousteau, G. Scarpignato, E. Mura, N. Boetti, D. Milanese // IEEE Conference Publication, CAOL (2013, September 9-13, Sudak). – 2013. – P.71-73.
129. Plastun, A.S. Inelastic collision and fusion of optical solitons in dispersion oscillating fiber / A.S. Plastun, A.I. Konyukhov, M.A. Dorokhova, L.A. Melnikov //Laser Phys. Lett. – 2015. – Vol.12 – pp.5

130. Plastun, A.S. Dispersion compensation in slot photonic crystal waveguide / A.S. Plastun, A.I. Konuykhov // Proc. of SPIE. – 2014. – Vol. 9448. –P.22.
131. Plastun, A.S. Design of transmission bands in all-solid photonic bandgap fibre / A.S. Plastun, A.I. Konuykhov // Proc. of SPIE. – 2016. – Vol. 9917 -P.37.
132. Plastun, A.S. Gain properties of 1D photonic crystal waveguides / A.S. Plastun, A.I. Konuykhov // Papers from the conference for young scientists «РААТWO». – Saratov: Saratov University Press, 2010. – P.103-108.
133. Пластун А.С. Усиление "дефектных" мод планарных волноводов с фотонно-кристаллической оболочкой / Пластун А.С. / Материалы международного молодежного научного форума «Ломоносов-2011» (11-15 апреля 2011г., Москва) [Электрон. ресурс]. – 2011.
134. Пластун, А.С. Усиление направляемых мод планарного активного волновода с фотонной запрещенной зоной / А.С. Пластун, А.И. Конюхов // Проблемы оптической физики и биофотоники: Материалы 14-ой Междунар. Молодежной научной Школы по оптике, лазерной физике и биофотонике. (Саратов, 5 - 8 октября 2010 года.). – Саратов: изд-во «Новый ветер». – 2010. – С. 165-168.
135. Пластун, А.С. Спектральная зависимость пропускания стеклянного фотонно-кристаллического волокна / А.С. Пластун, А.И. Конюхов, Е.А., Романова, Т. Бенсон // Проблемы оптической физики и биофотоники. SFM-2013: материалы 17-й Междунар. молодежной научной школы по оптике, лазерной физике и биофотонике под ред. Г. В. Симоненко, В. В. Тучина. (Сара-

- тов, 24 - 28 октября 2013 года.). – Саратов: Изд-во «Новый ветер». – 2013. – С. 99-102.
136. Пластун, А.С. Расчет затухания мод в фотонно-кристаллических волокнах / А.С. Пластун, А.И. Конюхов // Проблемы критических ситуаций в точной механике и управлении. Материалы Всероссийской научной конференции с международным участием. Саратов. – Саратов: ООО Издательский Центр «Наука». – 2013. – С.215-218.
137. Plastun, A.S., Beer Lambert law in photonic crystal spectroscopic study / A.S. Plastun, A.I. Konyukhov / XXI ISSSMC Proceedings 2013, (Beregove, Ukraine). –2013. – P. 250-253.
138. Plastun, A.S., Beer Lambert law in photonic crystal spectroscopic study/ A.S. Plastun, A.I. Konyukhov / Представляем научные достижения миру. Естественные науки: материалы научной конференции молодых ученых «Presenting Academic Achievements to the World». – Саратов : Изд-во Сарат. ун-та.– 2013. – Вып. 4. – С. 33-36.
139. Пластун, А.С. Расчет спектров пропускания фотонно-кристаллического волокна / А.С. Пластун, А.И. Конюхов, М.А. Юдаков // Свидетельство Роспатента о государственной регистрации программы для ЭВМ №2015612362 от 18.02.2015.
140. Пластун, А.С. Расчет дисперсионных характеристик фотонно-кристаллического волокна / А.С. Пластун, А.И. Конюхов, М.А. Юдаков // Свидетельство Роспатента о государственной регистрации программы для ЭВМ №2015612361 от 18.02.2015