

ФЕДЕРАЛЬНОЕ БЮДЖЕТНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«КУБАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи



**Векшин Михаил Михайлович**

**ИССЛЕДОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ  
ВОЛНОВОДНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ МИКРО- И НАНОФОТОНИКИ**

01.04.05 – Оптика

Диссертация на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Научный консультант  
д.т.н, профессор Яковенко Н.А.,  
заслуженный изобретатель РФ,  
действительный член АИИН РФ им. А.М. Прохорова

Краснодар – 2019

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ .....	4
Глава 1. ОПТИКО-ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ И ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ И УСТРОЙСТВ (ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР) .....	10
1.1 Физико-технологические процессы, схмотехнические методы и приемы формирования пассивных интегрально-оптических схем .....	10
1.2 Поляризационные интегрально-оптические элементы и устройства	20
1.3 Интегрально-оптические схемы для систем оптической связи и сенсорики .....	27
1.4 Цель и основные задачи работы .....	39
Глава 2. РАЗРАБОТКА НОВЫХ ОПТИКО-ФИЗИЧЕСКИХ ПРИНЦИПОВ И МЕТОДОВ ПОСТРОЕНИЯ ПАССИВНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДНЫХ ПОЛЯРИЗАТОРОВ, ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РАЗДЕЛИТЕЛЕЙ И ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ .....	41
2.1 Исследование особенностей модового двулучепреломления в многослойных диэлектрических волноводах, как основы методов создания ТЕ- и ТМ-поляризаторов и заградительных фильтров .....	41
2.2 Разработка оригинальных методик преобразования плоскости поляризации в слабонаправляющих интегрально-оптических волноводах на основе диэлектрических изотропных слоев .....	68
2.3 Разработка новых методов пространственного разделения ТЕ- и ТМ-волн в волноводных асимметричных Y-разветвителях и интерферометрах .....	87
2.4 Выводы к главе 2 .....	102
Глава 3. МОДИФИЦИРОВАННЫЕ ФИЗИКО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРИЕМЫ И ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ КОМПОНЕНТНОЙ БАЗЫ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФОТОНИКИ В СТЕКЛАХ .....	104
3.1 Физико-математическая модель процессов формирования оптических волноводных элементов в силикатных стеклах методами многоэтапного ионного обмена .....	104

3.2 Расчет, изготовление и исследование одномодовых волноводных функциональных структур с прогнозируемыми физико-технологическими параметрами -----	152
3.3 Исследования физических принципов создания компонентной базы плазмонной интегральной нанооптики -----	199
3.4 Выводы к главе 3 -----	210
Глава 4. ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ ПОСТРОЕНИЯ НОВЫХ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ МИКРООПТИКИ -----	213
4.1 Экспериментальные исследования ТЕ- и ТМ-поляризаторов и преобразователя поляризации на основе ионообменных волноводов в стеклах -----	213
4.2 Разработка и исследование широкополосных интегрально-оптических многоканальных разветвителей $1 \times N$ и $2 \times N$ , волновых и модовых мультиплексоров -----	217
4.3 Оптико-физические принципы построения микрооптических сенсорных устройств с применением поляризационных интегрально-оптических схем и схем на основе поверхностных плазмонов -----	260
4.4 Выводы к главе 4 -----	303
ЗАКЛЮЧЕНИЕ -----	306
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ -----	311

## ВВЕДЕНИЕ

Волновые свойства оптического излучения в различных средах являются предметом разноплановых научных исследований, а поиск и исследования новых физических эффектов, в том числе поляризационных эффектов, потенциально может привести к созданию принципиально новых методик обработки и передачи информации на оптическом уровне.

Создание фотонных информационных систем, основанных на достижениях в области интегральной оптики, на современном технологическом этапе имеет важнейшее значение. Интегрально-оптические элементы и устройства применяются в системах оптической связи и в различных датчиках для сбора информации о параметрах физико-химических и биологических процессов.

Любая интегрально-оптическая схема основана на применении некоторого набора элементарных оптических элементов для передачи и разделения оптических сигналов, в том числе для реализации: межсоединения, деления оптической мощности  $1 \times 2$  и  $2 \times 2$ , выделения определенной поляризации излучения и ее преобразования, пространственного разделения поляризаций, фокусировки, расширения и коллимации оптического пучка, спектральной и модовой фильтрации. Посредством технологий интегральной оптики, а в последние годы и технологий нанооптики поверхностных плазмонов, волноводные элементы реализуются с применением волноводных конфигураций, в том числе S-изгибов, Y-разветвителей, направленных ответвителей, интерферометрических схем, включая схемы на основе эффекта межмодовой интерференции и т.д. Большое значение имеет поиск и разработка новых физико-технологических методов построения интегрально-оптических схем для поляризационно-, спектрально-, и модово-разнесенной обработки данных в оптических и оптоэлектронных информационных системах, в том числе новых системах квантовой фотоники и криптографии.

Среди указанных интегрально-оптических элементов особое место занимают волноводные поляризаторы, пространственные разделители и преобразователи поляризаций оптического излучения. Причина повышенного интереса к построению таких оптических элементов основана на важной задаче построения интегрально-оптических схем для поляризационного уплотнения данных в оптических информационных системах, а также схем с поляризационно-разделенной обработкой оптической информации. Существуют и иные сферы применения поляризационных элементов в системах оптической связи, в частности их используют в изоляторах и компенсаторах поляризационной модовой дисперсии. Поляризационные элементы также используются в различных волоконно-оптических сенсорах физических величин и химико-биологических процессов, области применения которых в настоящее время расширяются.

Известные подходы к построению поляризационных волноводных схем приводят к созданию последних с целым рядом недостатков – малым рабочим спектральным диапазоном, очень жесткими допусками на технологические параметры, плохой совместимостью с волоконными световодами, необходимостью использования дорогостоящего технологического оборудования и целым рядом других.

Указанные недостатки обусловлены проблемными вопросами и принципиальными ограничениями существующих базовых подходов к построению волноводных поляризационных элементов, особенно это касается методик построения преобразователей плоскости поляризации, требующих применения интерференционных эффектов с присущими им недостатками, асимметрию волновода и т.д.. Поэтому поиск новых принципов построения удобных в использовании поляризационных волноводных элементов представляет для современной микрофотоники большое значение.

Настоящее исследование направлено на решение этих проблем и созданию новых оптико-физических подходов и физико-технологических принципов построения поляризационных схем интегральной оптики на базе перспективных технологий формирования интегрально-оптических элементов. Соответственно, в прикладном аспекте выбранное направление исследований направлено на создание новых оптических элементов и прототипов устройств с улучшенными характеристиками.

Методы формирования элементов интегральной оптики и микрооптики в стекле путем термического ионного обмена обладают широкими возможностями для создания различных оптических элементов и волноводных структур. Наиболее гибкими возможностями обладают способы формирования оптических элементов на основе методов многоэтапного ионного обмена и электростимулированной миграции ионов серебра, калия, таллия, меди и ряда других ионов [1-3].

Несмотря на то, что основы формирования волноводов данными методами известны достаточно давно, работы в этой области в России и за рубежом были посвящены преимущественно исследованиям различных методов формирования градиентных волноводов и отдельных элементов микрооптики, в частности, фазовых дифракционных решеток, с прогнозируемыми характеристиками в подложках из оптического стекла различного состава, построению соответствующих физико-математических моделей, описывающих эти технологические процессы, а также (в последнее время) исследованиям эффекта локализованного плазмонного резонанса в ионообменных приповерхностных слоях стекла.

Представлялось актуальным продолжить эти исследования и развить трехмерные физико-математические модели формирования базового набора волоконно-совместимых оптических элементов (в том числе направленных ответвителей и интерферометров) для передачи и

разделения сигналов, на основе одномодовых волноводных структур в силикатном стекле, которые должны быть применены для их практического изготовления с заданными оптико-физическими параметрами. Решение такой задачи имело бы фундаментальную и практическую ценность. Использование этой теории позволило бы осуществлять разработку и изготовление более сложных интегрально-оптических компонентов для обработки оптических сигналов с длинами волн в диапазоне 0,6–1,6 мкм, в том числе в диапазоне работы волоконно-оптических систем связи с длинами волн излучения 1,5–1,6 мкм, а также востребованных в различных направлениях прикладной фотоники и оптоэлектроники.

Цель работы состоит в проведении комплекса теоретических и экспериментальных исследований поляризационных эффектов в оптических волноводных структурах, включая закономерности гибридизации волноводных мод в слабонаправляющих многослойных диэлектрических волноводах, развитие трехмерной физико-математической модели формирования элементов интегральной оптики в стекле сложных конфигураций методами многоэтапного ионного обмена, направленных на разработку принципов и физико-технологических основ построения компонентной базы пассивных интегрально-оптических схем для систем оптической обработки информации и сенсорных устройств.

Работа состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы. В конце каждой главы представлены основные научные результаты и выводы по теме исследования.

В первой главе приведен систематизированный обзор физико-технологических и схемотехнических методов формирования пассивных интегрально-оптических схем различного принципа действия и функционального назначения, обоснованы выбор темы диссертации и ее актуальность, сформулированы цель и задачи исследования, описаны возможности практического применения результатов.

Во второй главе предложены и обоснованы новые методы пространственного разделения и преобразования поляризационных компонент оптического излучения и его поляризационной фильтрации, реализуемые посредством специальных многослойных волноводных структур из изотропных диэлектрических слоев с высоким модовым двулучепреломлением, построены соответствующие физико-математические модели. Также предложены иные методы построения разделителей поляризаций излучения с применением металлодиэлектрических волноводов, использующих свойства поверхностных плазмонов.

В третьей главе приведено описание построенной физико-математической трехмерной модели процесса формирования волноводных схем в силикатных стеклах с высоким содержанием оксидов щелочных металлов многоэтапными методами ионного обмена и электростимулированной миграции ионов. В комбинации с методиками анализа волноводных

оптических схем, данная модель применялась для планирования параметров лабораторного технологического процесса и оптимизации волноводных топологий, расчета оптических характеристик и последующего изготовления основных одномодовых компонентов интегральной оптики для различных приложений, в частности, для систем связи и сенсорных устройств. Также в данной главе приводятся результаты моделирования базовых элементов интегральной волноводной плазмонной нанооптики (нанооптики поверхностных плазмонов) на базе щелевых субмикронных волноводов.

В четвертой главе, во-первых, приводятся результаты экспериментальных исследований разработанных поляризационных элементов, изготовленных по методу ионного обмена в стекле. Во-вторых, приводятся результаты исследований особенностей распространения направленных волн, а также взаимодействия направленных и излучательных волн в интегрально-оптических одномодовых схемах сложной топологии с применением Y-разветвителей, соединенных по древовидной топологии, а также с применением широкополосных направленных ответвителей, с общей целью создания многоканальных интегрально-оптических распределителей излучения и устройств на их основе. В-третьих, приводится описание теоретических и экспериментальных исследований предложенных автором оптических схем сенсорных устройств с применением элементов интегральной оптики и микрооптики в стекле, а также элементов плазмонной нанооптики.

На защиту диссертационной работы выносятся следующие положения:

1. Новый оптико-физический метод адиабатического разделения ортогональных поляризационных компонент направленного излучения в пространстве и новый метод поляризационной фильтрации излучения. Методы реализованы на основе интегрально-оптических схем в подложках из стекла с применением диэлектрических изотропных волноводов с высоким модовым двулучепреломлением и позволяют получить коэффициент развязки между TE- и TM-поляризациями оптического излучения до 25 дБ. Физико-математические модели функционирования разделителей поляризации и поляризаторов, экспериментально подтвержденные (для поляризаторов).

2. Новый метод пассивного преобразования плоскости поляризации в слабонаправляющем четырехслойном оптическом волноводе на основе диэлектрических изотропных слоев, основанный на эффекте гибридизации мод и конверсии моды  $TM_0$  в моду  $TE_1$  с эффективностью преобразования 95%. Закономерности формирования гибридных мод оптического волновода, являющиеся основой этого метода. Экспериментально подтвержденная физико-математическая модель функционирования нового волноводного преобразователя поляризации оптического излучения.

3. Новый способ пассивного преобразования линейной плоскости поляризации излучения

в круговую с применением асимметричного частично заглубленного ионообменного волновода в стекле, основанный на принципе модовой эволюции. Поляризационные характеристики асимметричного ионообменного селективно заглубленного волновода и модель преобразователя поляризаций на его основе. Расчетные значения угла поворота поляризации составляют  $-42.4^\circ$  и  $47.6^\circ$  при входном ТЕ- и ТМ-поляризованном излучении, соответственно. Физико-математическая модель преобразователя поляризаций.

4. Новая оптическая схема полосно-заграждающего фильтра на основе четырехслойного оптического диэлектрического волновода и физико-математическая модель ее функционирования, основанная на особенностях дисперсионной характеристики такого волновода. Коэффициент пропускания фильтра на длине волны 0,98 мкм составляет 15 дБ, при вносимых потерях 0,6 дБ на рабочей длине 1,55 мкм;

5. Результаты физико-математического моделирования процессов формирования интегрально-оптических волноводных схем со сложными конфигурациями в силикатных стеклах методом многоэтапного ионного обмена и электростимулированной миграции ионов, полученные на основе совместного прямого численного решения нелинейного двумерного уравнения диффузии и уравнения электростатики, в том числе для случаев значительного различия подвижностей ионов, и для двухслойных, частично-заглубленных волноводных конфигураций и волноводов с варьируемым уровнем заглубления. Результаты применения модели, в комбинации с полным векторным трехмерным методом расчета распространяющегося пучка и рядом других методик анализа оптических схем, для планирования параметров технологического процесса и оптимизации волноводных топологий, расчета характеристик и последующего изготовления базовых одномодовых компонентов интегральной оптики, включая элементы направленной связи, для систем оптической связи на длине волны 1,55 мкм и различных сенсорных устройств;

6. Результаты комплекса исследований оптических свойств поверхностных плазмон-поляритонов в различных волноводных конфигурациях и дифракционных наноструктурах, ориентированные на разработку и моделирование интегрально-оптического разделителя ТЕ/ТМ поляризаций на основе комбинированной волноводной структуры Y-разветвителя, состоящей из микрополоскового плазмонного и ионообменного стеклянного волноводов, прототипа оптического биосенсора, использующего поверхностный плазмонный резонанс в металлодиэлектрической дифракционной решетке трапецеидальной формы, а также направленные на расчет топологий щелевых волноводных схем плазмонной интегральной оптики.

7. Матрицы дальнефокусных микролинз (фокусное расстояние 2–4,5 мм) с плотным заполнением, полученные методом электростимулированной миграции ионов  $Ag^+$  в стекле,



которые использованы для построения датчиков волнового фронта Шака-Гартмана с различными параметрами. Физико-математическая модель формирования микролизовых растров в стекле методом электростимулированной миграции ионов;

8. Результаты анализа процессов распространения направленных волн в оптической схеме волнового мультиплексора оптических сигналов  $1 \times 4$  с разнесением длин волн 20 нм в диапазоне 1,5–1,6 мкм на основе ионообменных волноводов с применением каскадов неравноплечных интерферометров Маха-Цендера, в схеме модового  $TE_0/TE_1$  мультиплексора, и в оптических схемах широкополосных одномодовых многоканальных разветвителей оптических сигналов  $1 \times N$  древовидной архитектуры и  $2 \times N$  – с применением направленных ответвителей, а также разветвителей на основе межмодовой интерференции в квазипланарном волноводе, с учетом неравномерного деления мощности за счет эффекта когерентной связи излучательных и направленных мод, направленные на их изготовление с оптимизированными характеристиками. Результаты экспериментальных исследований многоканальных разветвителей оптического излучения, сформированных в стекле.

9. Комплекс программных средств для полного векторного расчета и анализа поляризационных элементов интегральной оптики и микрооптики в стекле, а также элементов волноводной плазмонной нанооптики.

# **Глава 1. ОПТИКО-ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ И ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ И УСТРОЙСТВ (ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР)**

## **1.1 Физико-технологические процессы, схемотехнические методы и приемы формирования пассивных интегрально-оптических схем**

Создание элементов и устройств интегральной оптики имеет большие перспективы, связанные на фундаментальном физическом уровне с частотой световой волны  $\sim 200$  ТГц [4-6]. Это дает потенциальную возможность использовать очень большую полосу пропускания для передачи и параллельной обработки больших потоков данных. Для передачи оптических сигналов внутри оптических микросхем используются оптические канальные микроволноводы с поперечными размерами того же порядка, что длина волны. Все компоненты интегрально-оптической схемы размещаются на единой монокристаллической подложке малых размеров, поэтому связи между элементами формируются технологически и дальнейшей настройки и юстировки не требуют.

Интегральная оптика, с момента своего зарождения в 1970-х гг., прошла большой путь развития, в процессе которого достигнутый в ходе теоретических и экспериментальных исследований уровень понимания фундаментальных процессов распространения направленных оптических волн и их управления с помощью различных физических эффектов был в конечном счете применен для практического создания различных функциональных устройств оптической обработки информации. Можно выделить ряд монографий, в том числе коллективных, изданных в нашей стране и за рубежом, посвященных вопросам функционирования волноводных оптических схем, которые отражают определенный уровень прогресса фундаментальных и прикладных исследований в области интегральной оптики [1–13, 22, 24].

Интегрально-оптические схемы включают в себя основные компоненты, которые являются общими для большинства волноводных устройств, вне зависимости от их функционального назначения. По сути все эти компоненты выполняют те же функции, что и соответствующие устройства обыкновенной объемной оптики, но принципы работы, как правило, совсем другие, и, следовательно, их создание имеет очень мало общего с традиционными оптическими компонентами и, как правило, значительно сложнее. Все основные компоненты интегрально-оптических схем, которые будут описаны ниже, основаны преимущественно на одномодовых канальных волноводах.

На самом элементарном уровне все оптические волноводные компоненты состоят из 3-х геометрических конфигураций – прямолинейном волноводе, изогнутом волноводе и Y-

разветвителе – делителе оптической мощности. Рассмотрим базовые пассивные оптические элементы, общие для многих интегрально-оптических устройств [4–5], используемых в волоконно-оптических системах связи и фотонных системах обработки информации. Они показаны на рисунках 1.1, 1.2, и 1.3.

– Межсоединение.

Межсоединение служит для связи на оптическом уровне двух точек интегрально-оптической схемы. Для соединения различных элементов, расположение которых не совпадает с главной оптической осью схемы, необходимо использовать не прямолинейные, а изогнутые волноводы – S-изгибы. Волноводный канал может функционировать в качестве модового фильтра, выделяющего и поддерживающего волноводную моду по всей схеме.

– Делитель мощности  $1 \times 2$ .

Для деления мощности оптических сигналов используют Y-разветвители, как правило, симметричные, которые служат для деления мощности светового сигнала в пропорции 50%:50%. Существует другая разновидность делителя мощности, конструкция которого базируется на широком многомодовом волноводе, в котором происходит перераспределение оптической мощности на основе эффекта межмодовой интерференции (ММИ – multimode interference).

– Делитель мощности  $2 \times 2$ .

Данная функция в одномодовом режиме выполняется с помощью направленного ответвителя. Данное устройство является высоко спектрально селективным. Другим способом реализации данной функции является использование двух встречно расположенных симметричных Y-разветвителей, соединенных между собой прямолинейным каналом. Это устройство, в отличие от направленного ответвителя, является широкополосным, однако на входном Y-разветвителе теряется 3 дБ оптической мощности (для одномодовых каналов) по каждому из входных каналов, и столько же мощности теряется на выходном Y-разветвителе, что и является недостатком такой схемы.

– Поляризатор.

Существуют различные варианты построения волноводных поляризаторов. Простейший волноводный поляризатор состоит из диэлектрического волновода с покровной металлической пленкой.

– Пространственный разделитель поляризаций.

Существуют различные схемы разделителей поляризации. Одна из наиболее распространенных конструкций пространственных разделителей поляризаций основана на


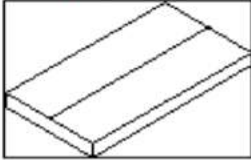

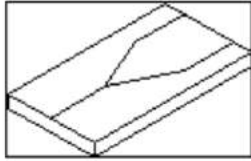
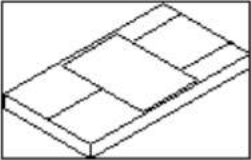
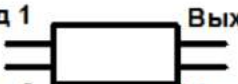
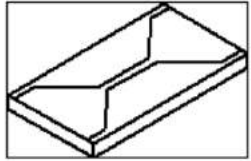
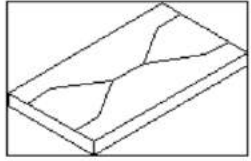
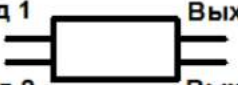
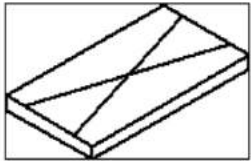
<p style="text-align: center;"><b>Межсоединение</b></p> <p style="text-align: center;">Вход  Выход</p>	<p style="text-align: center;"><b>Прямой канал</b></p> 
<p style="text-align: center;"><b>Разветвитель 1 x 2</b></p> <p style="text-align: center;">Вход  Выход 1 Выход 2</p>	<p style="text-align: center;"><b>Y-разветвитель</b></p>  <p style="text-align: center;"><b>MMI-разветвитель 1x2</b></p> 
<p style="text-align: center;"><b>Разветвитель 2 x 2</b></p> <p style="text-align: center;">Вход 1  Выход 1 Вход 2 Выход 2</p>	<p style="text-align: center;"><b>Направленный ответвитель</b></p>  
<p style="text-align: center;"><b>X-пересечение</b></p> <p style="text-align: center;">Вход 1  Выход 2 Вход 2 Выход 1</p>	

Рисунок 1.1 - Базовые пассивные элементы интегрально-оптических схем и их функциональное назначение (часть 1)


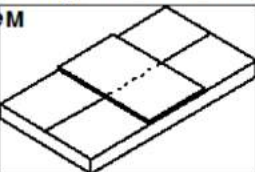
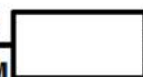
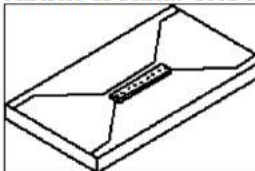

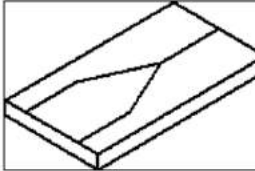
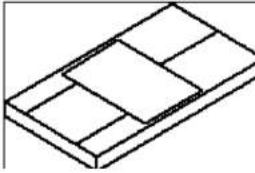

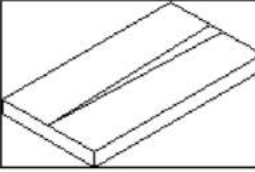
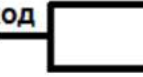
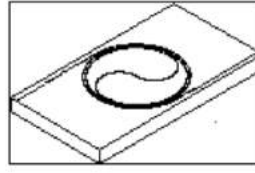
<p style="text-align: center;"><b>Поляризатор</b></p> <p style="text-align: center;">Вход  Выход</p> <p style="text-align: center;">TE/TM <span style="margin-left: 100px;">TE</span></p>	<p><b>Волновод с металлическим слоем</b></p> 
<p style="text-align: center;"><b>Разделитель поляризаций</b></p> <p style="text-align: center;">Вход  Выход 1 - TE</p> <p style="text-align: center;">TE/TM <span style="margin-left: 100px;">Выход 2 - TM</span></p>	<p><b>Направленный ответвитель с металлическим слоем</b></p> 
<p style="text-align: center;"><b>Объединитель 2 x 1</b></p> <p style="text-align: center;">Вход 1  Выход</p> <p style="text-align: center;">Вход 2</p>	
	
<p style="text-align: center;"><b>Расширитель пучка</b></p> <p style="text-align: center;">Вход  Выход</p>	<p><b>Рупорообразный канал</b></p> 
<p style="text-align: center;"><b>Оптический усилитель</b></p> <p style="text-align: center;">Вход  Выход</p>	<p><b>Волновод в форме двойной спирали</b></p> 

Рисунок 1.2. - Базовые пассивные элементы интегрально-оптических схем и их функциональное назначение (часть 2)

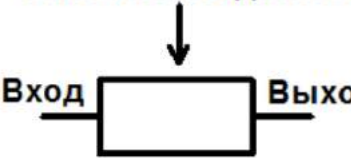
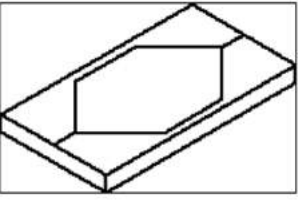
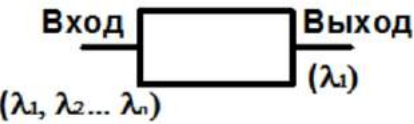
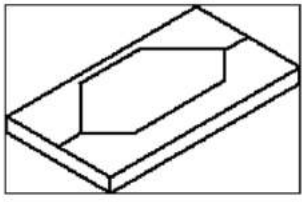
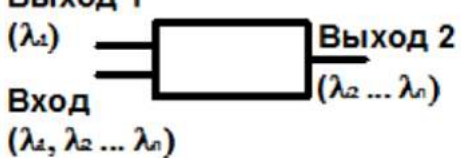
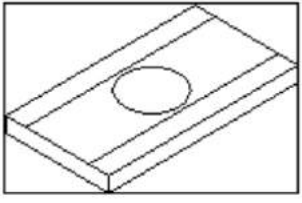

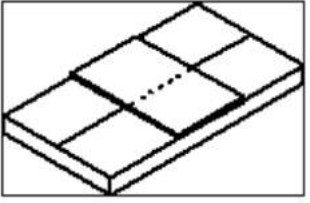
<p><b>Управляемый аттенуатор</b></p> <p>Внешнее воздействие ↓</p> <p>Вход      Выход</p> 	<p><b>Интерферометр Маха-Цендера</b></p> 
<p><b>Спектральный фильтр</b></p> <p>Вход      Выход (<math>\lambda_1, \lambda_2 \dots \lambda_n</math>)      (<math>\lambda_1</math>)</p> 	<p><b>Интерферометр Маха-Цендера</b></p> 
<p><b>Мультиплексор ввода/вывода</b></p> <p>Выход 1 (<math>\lambda_1</math>)      Выход 2 (<math>\lambda_2 \dots \lambda_n</math>)</p> <p>Вход (<math>\lambda_1, \lambda_2 \dots \lambda_n</math>)</p> 	<p><b>Интерферометр Саньяка</b></p> 
<p><b>Преобразователь поляризации</b></p> <p>Вход      Выход TE/TM      TM/TE</p> 	<p><b>Волновод с анизотропным слоем</b></p> 

Рисунок 1.3 - Базовые пассивные элементы интегрально-оптических схем и их функциональное назначение (часть 3)

направленном ответвителе, в котором волноводы преднамеренно создаются с сильно различающимися параметрами. Как один из вариантов построения разделителей поляризаций, к примеру, для волноводов, сформированных в стекле или полимерном материале, на один из каналов наносят тонкую металлическую пленку.

– Объединитель сигналов  $2 \times 1$ .

Существуют две разновидности объединителей сигналов на основе Y-разветвителей и на основе эффекта межмодовой интерференции в многомодовом волноводе. Исходя из фундаментального свойства взаимности, распространение направленной волны в одномодовом объединителе оптических сигналов будет сопровождаться ее ослаблением по мощности на 3 дБ.

– Расширитель пучка.

В целях расширения пучка волн используется волновод с медленно изменяющимися размерами – высотой и/или шириной, по линейному или более сложному функциональному закону.

– Оптический усилитель

Для реализации данной функции служит интегрально-оптическая схема, в которой в качестве подложек выступают оптические стекла, легированные редкоземельными элементами. Волновод должен быть максимально возможной длины, поэтому он имеет форму двойной спирали.

– Управляемый аттенуатор.

Для технологий интегральной оптики, использующих стекло в качестве материала подложки, для управления фазой волны в ряде случаев подходит термооптический эффект, позволяющий контролировать уровень мощности оптической волны на выходе интерферометра Маха-Цендера.

– Спектральный фильтр.

Наиболее простой реализацией функции спектральной фильтрации излучения средствами интегральной оптики в стекле является волноводный интерферометр Маха-Цендера, имеющий неравные длины обоих плеч.

– Мультиплексор ввода-вывода.

Техническая реализация функции выделения и добавления определенной спектральной составляющей излучения при полном сохранении энергии остальных спектральных составляющих группового оптического сигнала средствами интегральной оптики основано на использовании эффекта Саньяка и соответствующего ему интерферометра Саньяка. Устройство представляет собой волноводное кольцо, к которому входное излучение подводится и из которого отводится посредством направленных ответвителей.

– Поляризационный ТЕ / ТМ преобразователь.

Волноводные преобразователи плоскости поляризации ТЕ-ТМ создают путем на основе волноводов из анизотропных материалов. Преобразование поляризации возможно и в изотропных материалах за счет формирования сложной конфигурации волноводов.

В последние годы указанные функциональные элементы интегральной оптики начали применяться в системах квантовой фотоники, что открывает новые возможности создания систем квантовых вычислений, квантовой криптографии, метрологии и сенсорики [14]. Общие требования, предъявляемые к компонентам квантовой интегральной оптики, состоят в необходимости обеспечения одномодового волноводного режима с низкими вносимыми потерями, стабильности фазы и поляризации распространяющихся направленных волн, и как следствие, высокой классической и квантовой видности интерференции. Также требуется эффективное соединение волноводов интегральной схемы с волоконными световодами на ее входе и выходе.

Для изготовления базовых пассивных интегральных компонентов и схем с рассмотренными функциями передачи и разделения сигналов (см. рисунки 1.1–1.3) могут быть использованы различные технологии интегральной оптики, использующие полупроводниковые и диэлектрические материалы. Среди основных технологий современной интегральной оптики стоит выделить технологии «оксид кремния на кремнии» («silica-on-silicon») [15], «кремний на изоляторе» («silicon on insulator») [15], технологию «ионный обмен в стекле» («ion exchange in glass») [1–3, 17–21], методы формирования волноводных структур в кристалле ниобата лития путем диффузии титана и протонного обмена [22–25]. Большой вклад в развитие двух последних технологий внесли российские ученые [2, 17–25].

Известна технология формирования волноводных оптических элементов «оксид кремния на кремнии». Согласно технологии, элементы формируются на подложках из диоксида кремния ( $\text{SiO}_2$ ). Для изменения показателя преломления этого материала в большую сторону используют примеси  $\text{V}_2\text{O}_5$  и F, в меньшую сторону –  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{As}_2\text{O}_3$ ,  $\text{GeO}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{P}_2\text{O}_5$ ,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{ZrO}_2$ . С целью формирования рельефа волноводной схемы для нанесения тонкопленочных слоев используются технологические операции – химическое парофазное осаждение (CVD), в том числе разновидность этой технологии с плазменной активацией осаждаемого материала (PECVD), или подобные им технологии, а для травления слоев (совместно с фотолитографическими процедурами) – реактивное ионное травление (RIE). В настоящее время данная технология является достаточно хорошо отработанной и на ее основе производится серийный выпуск некоторых интегрально-оптических схем, в частности AWG-мультиплексоров для оптических систем связи с волновым уплотнением каналов.

К достоинствам данной технологии следует отнести достаточно низкие погонные потери в волноводах, возможность изготовления компактных волноводных структур сложной



разветвленной топологии за счет низкого значения допустимого радиуса кривизны волноводов, возможность использования термооптических эффектов для создания оптических переключателей.

Недостатками технологии “silica-on-silicon” являются:

- поляризационная зависимость оптических характеристик интегрально-оптических схем, обусловленная высоким приращением показателя преломления волноводов;
- модовое пятно волноводов имеет форму, близкую к квадратной, а не круглую форму, что увеличивает потери при прямой стыковке схемы с волоконным световодом;
- модовое пятно одномодового канала по размерам меньше, чем модовое пятно волоконного световода (на той же длине волны). К примеру, на длине волны 1,55 мкм размеры канала составляют 6,6×6,6 мкм, и для эффективной стыковки с оптическим волокном (диаметр поля моды 10,2 мкм) необходимо использовать дополнительные отдельно расположенные линзы, что сильно усложняет всю технологию изготовления схемы с волоконными входными и выходными портами;
- дорогое и сложное в эксплуатации технологическое оборудование.

В ряде технологий интегральной оптики возможно создание направленных ответвителей не только в плоскости подложки, но и в виде волноводной структуры в два вертикально расположенных друг относительно друга слоя, что в целом позволяет создавать квантовые оптические схемы трехмерной топологии, в частности, для систем квантовой криптографии [79]. Такие интегрально-оптические схемы состоят из каскадов направленных ответвителей, определенным образом соединенных между собой [14]. Для этих целей подходит технология лазерного “записи” канала последовательностью фемтосекундных импульсов оптического излучения [26]. Также для создания 3D интегрально-оптических схем с использованием подложек из оптического стекла может быть применена рассматриваемая в настоящей работе технология многоэтапного ионного обмена (см. параграф 3.1) [27].

Создания устройств интегральной оптики в различных оптических стеклах имеет несколько явных преимуществ перед другими технологиями [1–3, 28–30], в том числе перед указанной выше технологии “silica-on-silicon”. Собственное поглощение стеклянных подложек имеет очень малую величину в диапазоне 0,5–1,8 мкм. Соединение волоконный световод – волновод имеет малые вносимые потери оптической энергии и из-за близости значений показателей преломления обоих материалов. Стекла являются аморфными, а это означает, что они не обладают собственным двулучепреломлением.

Существует несколько технологических методов изготовления волноводов на основе стекол. Нанесение тонкой прозрачной стеклянной пленки производится с помощью таких технологий как химическое осаждение из паровой фазы, золь-гель покрытие путем вытягивания

из раствора, метод пламенного гидролиза [31]. После нанесения пленки формирование канального волновода полосковой геометрии осуществляется селективным реактивным ионно-плазменным травлением пленки с дальнейшим нанесением покровного диэлектрического слоя поверх канала. Данная технология является очень трудоемкой, для изготовления волноводов также требуется дорогое оборудование. Кроме того, как и в случае с технологией «оксид кремния на кремний» сечение полоскового волновода является прямоугольным по форме, что затрудняет его эффективную стыковку с оптическими волокнами.

Процесс ионного обмена в стекле представляет собой принципиально другой способ формирования волноводов в стеклянных подложках [1–3]. В самых общих чертах, процесс сводится к внедрению ионов серебра, калия, таллия, меди и других ионов из расплава соли в стеклянную подложку в строго определенных зонах, что приводит к локальному увеличению показателя преломления этих областей. Таким способом создается волноводная схема. Технология производства не является дорогой и требует специальной печи для проведения ионного обмена, вакуумного оборудования для нанесения маскирующего металлического слоя и прецизионной фотолитографии.

Ионообменные оптические волноводы обладают для целого ряда практически важных задач оптимальными параметрами. Они имеют поляризационно-независимые низкие потери – до 0,1 дБ/см и менее. Приращение показателя преломления волновода по отношению к подложке – малая величина, что позволяет легко изготавливать одномодовые волноводы. Одномодовые волокна стыкуются с волноводами с малыми потерями за счет специально разработанной технологии погружения волновода под поверхность подложки. Ионообменные волноводы могут обладать очень низким двулучепреломлением. Радиационные потери на изгибах волноводов в большом числе важных случаев – небольшие, при приемлемых размерах всей схемы.

Большая часть исследований в области технологии ионного обмена, проводимых в России и за рубежом были посвящены преимущественно исследованиям различных методов создания градиентных волноводов и отдельных элементов микрооптики, в частности, фазовых дифракционных решеток, с прогнозируемыми характеристиками в стеклах различного состава, построению соответствующих физико-математических моделей, описывающих эти технологические процессы, исследованиям, направленным на улучшение повторяемости процесса изготовления волноводов с заданными свойствами [1–3, 28–30], а также (в последнее время) исследованиям эффекта локализованного плазмонного резонанса в ионообменных приповерхностных слоях стекла [32].

Наибольшее распространение для создания интегрально-оптических волноводных схем получили технологии ионного обмена с такими диффузантами, как серебро и калий:

$Ag^+ \leftrightarrow Na^+$  и  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  [1-3, 28–30, 34]. В качестве подложек использовалось преимущественно силикатное стекло, и (значительно реже) фосфатное и германатное.

Научно-исследовательских программ, посвященных созданию реальных законченных устройств, было очень мало. Только с развитием оптических систем связи со спектральным уплотнением каналов и пассивных оптических сетей наметился акцент в сторону практической разработки интегрально-оптических схем в стекле, работающих, как правило, на телекоммуникационных длинах волн 1,3 мкм и 1,55 мкм. Это такие устройства, как Y-разветвители [33–35], направленные ответвители [36], интерферометры Маха-Цендера в качестве спектральных демультиплексоров [37–39] и датчиков [40–42], кольцевые резонаторы для гироскопов [43], термооптические аттенюаторы оптического излучения [44]. Фоточувствительность некоторых стекол, которые подходят для ионного обмена [45], дает возможность создания спектрально-селективных волноводных структур, в которых волновод совмещается с дифракционной решеткой, получаемой путем ультрафиолетового засвечивания поверхности стекла через специальную маску [46]. На основе подложек из фосфатного стекла, легированного редкоземельными элементами, изготавливались волноводные микролазеры [47].

Однако комплексных обобщенных исследований, посвященных созданию пассивных интегрально-оптических схем в силикатном стекле, в которой бы трехмерная физико-математическая модель формирования волноводов всеми разновидностями метода ионного обмена и их сочетаниями заканчивалась бы разработкой и построением набора основных элементов пассивных волноводных схем (в том числе функционирующих с рабочей длиной волны 1,55 мкм, поляризационных и 3D интегрально-оптических схем, различных схем с элементами направленной связи для задач квантовой фотоники) с прогнозируемыми оптико-физическими характеристиками, в научной литературе, к сведению автора, не описано. Создание такой модели должно заканчиваться изготовлением оптических компонентов, реализующих базовый набор описанных в настоящем параграфе функций передачи и разделения оптических сигналов. Построение этой модели и практическое изготовление интегрально-оптических схем на ее основе представляет собой актуальную задачу.

В рамках настоящего исследования был внесен вклад в развитие фундаментальных основ технологий волноводной нанофотоники, которые потенциально в будущем могли бы заменить описанные выше технологии интегральной оптики, либо составить им серьезную конкуренцию. Одни из кандидатов на роль субмикронной интегральной оптики являются щелевые волноводы, использующие распространение ИК-излучения посредством поверхностных плазмонов в наноразмерном (~100 нм) канале.

С применением таких наноструктур могут создаваться волноводные схемы с очень

высокой плотностью расположения элементов [48-49], которые в свою очередь, планируется интегрировать в микроэлектронные схемы. Необходимость этой интеграции обусловлена потенциально очень большими возможностями оптических межсоединений внутри микросхем, так как классическое соединение активных элементов в микросхемах посредством печатных проводников снижает скорость передачи информации

Исследования оптических характеристик базовых элементов интегральной оптики (рисунки 1.1–1.3), перенесенных на субмикронный уровень, в первую очередь оценка потерь оптической энергии при распространении в таких волноводных каналах, представляет собой важную задачу.

## 1.2 Поляризационные интегрально-оптические элементы и устройства

В числе рассмотренных интегрально-оптических схем были указаны поляризационные волноводные схемы [50]. Они имеют большое значение для построения интегрально-оптических и волоконно-оптических систем оптической обработки информации.

Большинство компонентов, создаваемых на основе волноводных оптических схем – фильтры, модуляторы, различные сенсоры, имеют оптические характеристики, зависящие от поляризации пропускаемого через них излучения. Некоторые оптические элементы вообще имеют одну рабочую поляризацию, как, например, элементы плазмонной нанофотоники, функционирующие только при *p*-поляризованном оптическом излучении, то есть при излучении ТМ поляризации. Но телекоммуникационные оптические волокна определенное направление поляризации излучения не поддерживают. И в других схемах фотоники (сенсорах и т.д.) применяются такие же световоды.

Следовательно, существует потребность обработки оптических сигналов с разнесением по поляризации. К примеру, поляризационное уплотнение СВЧ-сигналов применяется в радиорелейных линиях связи. Схема поляризационно-разнесенной обработки оптических сигналов показана на рисунке 1.4. Схема включает в себя такие элементы, как пространственные расщепители ТЕ/ТМ-волн (PBS) и преобразователи плоскости поляризации (PC). Использование двухканальной схемы обработки, как видно из рисунка, позволяет подавать на рабочий функциональный элемент излучение, поляризованное единым образом (на показанной схеме это ТМ-поляризованное излучение).

Источники лазерного излучения очень чувствительны к отраженному излучению, что приводит к увеличению шума в генерируемом оптическом сигнале. Для устранения этой проблемы, на выходе лазера помещают оптический изолятор, который препятствует



Рисунок 1.4 – Схема поляризационно-разнесенной обработки оптических сигналов

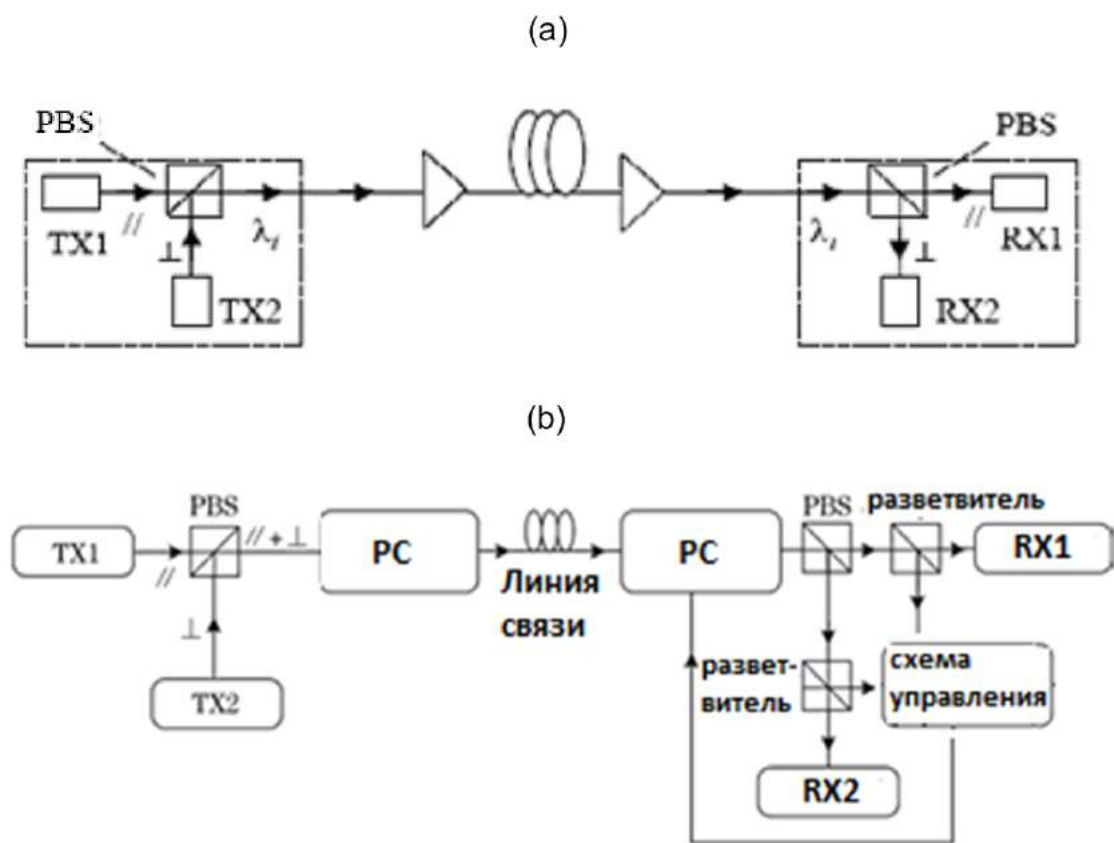


Рисунок 1.5 – а. Упрощенная схема поляризационного уплотнения каналов в волоконной-оптической линии связи;  
 б. Схема поляризационного уплотнения каналов в оптической системе связи с электрооптической подстройкой поляризации в приемном модуле [52]

прохождению отраженного излучения. Существующие в настоящее время серийно выпускаемые объемные оптические устройства обладают низкой устойчивостью к механическим воздействиям, к вибрации и очень чувствительны к юстировке.

Существует несколько подходов к построению интегрально-оптических изоляторов на основе различных технологий интегральной оптики. Однако удобной конструкции, эффективно стыкуемой с волоконными световодами и имеющей малые потери, функционирующей на телекоммуникационной длине волны 1,55 мкм, пока не предложено. Один из возможных вариантов построения таких изоляторов основывается на использовании технологии ионного в стекле, как основы всей оптической схемы. Изолятор в этом случае должен состоять из волноводного невзаимного оптического элемента (ячейки Фарадея), который поворачивает оптическое излучения на 45 градусов и преобразователя поляризации (взаимного элемента), который поворачивает плоскость поляризации также на 45 градусов. Первый элемент должен содержать магнитооптические слои, а второй элемент представляет собой преобразователь поляризации, функционирующий в роли четвертьволновой пластинки. Задача разработки принципов построения подобных гибридных интегрально-оптических схем в настоящее время очень актуальна.

Как говорилось выше, состояние поляризации сигнала, проходящего через оптическое волокно, изменяется. Это ухудшает параметры волоконно-оптических систем связи. Для ослабления влияния этих изменений на характеристики системы связи используют преобразователи поляризации оптического излучения [51], которые позволяют:

1. компенсировать поляризационную модовую дисперсию;
2. оптимизировать работу функционального элемента, оптические характеристики которого имеют поляризационную зависимость;
3. уменьшить когерентные перекрестные помехи, вызываемых поляризационной модовой дисперсией в системах оптической связи со спектральным уплотнением каналов (WDM);
4. ослабить поляризационную зависимость волоконно-оптических усилителей, находящихся в линии связи путем скремблирования состояния поляризации.

Для уплотнения передаваемых данных в волоконно-оптических системах связи нового поколения, планируется использовать уплотнение по поляризациям излучения, то есть передавать независимую информацию посредством двух ортогональных поляризаций. Для этого необходимо использовать мультиплексирование сигналов различных поляризаций от передатчиков, и их поляризационно-независимое детектирование. Данные системы связи также должны включать в себя устройства, позволяющие развести различные поляризационные компоненты излучения в пространстве – пространственные разделители поляризаций, которые желательно создавать в виде интегрально-оптических схем, имеющих возможность стыковки с

волоконными световодами. Упрощенная структурная схема такой системы связи показана на рисунке 1.5(a).

Однако, несмотря на простоту самого принципа поляризационного мультиплексирования оптических каналов, разделение каналов по поляризациям на стороне приемника с приемлемым уровнем перекрестных помех является сложной задачей, так как состояние поляризации излучения в волокне непрерывно изменяется.

Наиболее простая схема волоконно-оптической системы связи с уплотнением по поляризациям основана на электрооптической подстройке состояния поляризации в приемнике оптических сигналов. Схема такого канала связи показана на рисунке 1.5(b) [52].

Как видно из схемы, оптические сигналы от двух передатчиков TX1 и TX2, имеющие ортогональные поляризации излучения, объединяются в один канал посредством поляризационного разделителя PBS. На стороне приемника с помощью такого же разделителя происходит разделение сигналов двух поляризаций. Часть оптических сигналов от обоих поляризационных разделителей поступает, после детектирования, на специальную электронную схему управления, в которой анализируется и вырабатывается сигнал рассогласования для поворота плоскости поляризации (посредством специального преобразователя PC) на угол, обеспечивающий минимальные помехи. Очевидно, что данная схема достаточно простая. Она использует прямое детектирование однако наличие электрической схемы управления ограничивает передачу данных с очень высокой скоростью.

В настоящее время также интенсивно разрабатываются более сложные в технической реализации системы оптической связи с когерентным детектированием, использующие поляризационное уплотнение каналов с числом каналов более 2, применяющие разделители и преобразователи поляризаций [53].

Следует также отметить, что поляризационные схемы (разделители и преобразователи поляризаций) являются неотъемлемой частью всех поляризационных интегрально-оптических сенсорных схем. А в последнее время появились новые сферы востребованности интегрально-оптических разделителей и преобразователей поляризации в схемах квантовой фотоники и криптографии [10].

Интегрально-оптические разделители и преобразователи поляризаций характеризуются рядом достоинств по сравнению с волоконно-оптическими или объемными устройствами того же функционального назначения. У них существует возможность высокой интеграции, следовательно, устройства с их применением могут быть многоканальными.

Известные волноводные пространственные разделители поляризационных компонент оптического излучения применяют либо интерференцию (биения) волноводных мод в специально разработанных для этой цели направленных ответвителях, либо селекцию мод в Y-

разветвителях. Подробно обзор оптических схем волноводных разделителей поляризации приведен в монографии автора [50].

Применение направленной связи в разделителях поляризации базируется на том, что длина связи ответвителя для ТЕ- и ТМ-мод будет различной, если образующий этот ответвитель сформирован из волноводов с различными оптико-физическими параметрами. Поэтому, выбрав необходимую величину длину связи, можно развести ТЕ- и ТМ-волны в противоположные выходные порты направленного ответвителя.

Известные различные методы создания существенного различия констант распространения ортогонально поляризованных мод для разделения поляризаций. В направленных ответвителях применяются неодинаковые волноводы, как целиком диэлектрические [54], так и покрытые металлическими пленками [55]. Для этих целей необходимы асимметричные направленные ответвители с прецизионной технологией изготовления.

Следует отметить, что существует также способ использования интерферометров Маха-Цендера на основе направленных ответвителей для построения пространственных разделителей поляризации излучения, см. работу [56] и ссылки в ней.

Для создания поляризационных разделителей используется эффект селекции мод в Y-разветвителях, волноводы выходных плеч которого в области разветвления должны обладать различными волноводными характеристиками [57].

С применением волноводов, получаемых путем диффузии титана в кристалл ниобата лития, создать поляризационный разделитель возможно на основе Y-разветвителя, с помощью электродов, посредством которых можно контролировать показатель преломления в его рупорообразной части и вблизи этой части в расходящихся плечах разветвителя [58].

Также известно, что волноводную схему для разделения поляризаций можно построить с применением волноводов, имеющих различные оптико-физические параметры.

Проводились исследования таких схем как с применением титан-диффузионных волноводов в кристалле ниобате лития, с подбором геометрии волноводов и времени диффузионного процесса для управления модовым двулучепреломлением [59], так и на основе волноводов с вставками из других волноводов (т.е. с другими параметрами), что реализуется легированием ниобата лития различными материалами: титаном, никелем, оксидом магния и т.д.[60].

Известен способ построения разделителя поляризаций, основанный на фотоиндуцированной анизотропии полимера, на базе которого выполнен Y-разветвитель [61].

Все указанные разделители поляризаций обладают сложной и многоэтапной технологией изготовления, как правило, с очень жесткими технологическими допусками и узким рабочим



спектральным диапазоном. Таким образом, создание методики построения простого и эффективного разделителя ТЕ/ТМ-поляризаций оптического излучения представляет собой важную задачу.

Кроме того, следует отметить, что в ряде схем современной квантовой интегральной оптики, в частности, в схемах некоторых логических квантовых элементов [62], требуются пространственные разделители ТЕ- и ТМ-волн, но при дополнительном условии обеспечения невысокого уровня двулучепреломления волноводной структуры для сохранения когерентности между фотонами [63], что ограничивает круг технологий и схемотехнических решений, подходящих для разработки таких элементов. Разработка пространственных разделителей поляризации для таких схем также является важной задачей.

Для поляризационно-разнесенной обработки оптических сигналов, и для других, указанных выше задач, необходимы не только разделители поляризаций, но и преобразователи (конверторы) поляризаций. Разработка и изготовление волноводного пассивного преобразователя плоскости поляризации представляет сложную задачу, так как собственные моды обыкновенных диэлектрических волноводов – это поперечные ТЕ- и ТМ-моды, имеющие линейную поляризацию, ортогональные между собой и независимые друг по отношению к другу.

Существуют несколько подходов к построению интегрально-оптических поляризационных преобразователей (см. монографию автора [50] и ссылки в ней). Известны приемы электрооптического и акустооптического поворота плоскости поляризации в волноводах на основе ниобата лития [64]. Пассивные конверторы (преобразователи) поляризации формируются с применением волноводов в стеклянных подложках, имеющих анизотропный покровный слой [65]. Волноводы на основе асимметричной формы своего оптического канала, используются для построения конверторов поляризации излучения [66].

Указанные интегрально-оптических схемы нуждаются для применения для своего изготовления сложной прецизионной технологии, а также они очень чувствительны к технологическим допускам [67-68] и, в своем большинстве, предназначены для работы на фиксированной длине волны. Указанные недостатки являются следствием ограничений, которые накладывают сами принципы построения волноводных преобразователей поляризации.

Следовательно, создание новых подходов к построению волноводных пассивных преобразователей поляризаций также представляет собой актуальную и важную проблему.

Оптические волноводные системы сбора и обработки информации включают в себя поляризаторы, применяемые для селекции либо ТЕ-, либо ТМ-волн, к примеру, для снижения уровня деполяризации излучения, которое подается на волноводные интерферометры различных типов.

В описанных в специальной научной литературе поляризаторах применяются различные оптико-физические принципы. Известны поляризаторы оптического излучения ТЕ-поляризации с применением волноводов с покровной металлической пленкой [69-72]. В таких металлодиэлектрических волноводах величина затухания ТМ-мод значительно больше, чем для ТЕ-мод, поэтому излучение ТЕ-поляризации через такой волновод проходит без особых потерь оптической энергии.

Указанные поляризующие свойства увеличиваются за счет размещения диэлектрического промежуточного слоя между волноводом и слоем металла, так как формируются условия для резонансного возбуждения поверхностных плазмонов и сопровождающих их поверхностной электромагнитной волны на границе металл – верхнее полупространство, имеющей очень высокое затухание.

Соответственно, создать поляризатор, выделяющий ТМ-поляризацию, на основе описанных выше волноводных оптических схем невозможно.

Поляризационными свойствами обладают волноводы, использующие в своем составе материалы, обладающие естественной анизотропией.

Известен поляризатор, основанный на волноводе, к поверхности которого прикреплен кристалл с определенной ориентацией своих кристаллографических осей относительно оси волновода. Такой волновод будет обладать выраженным модовым двулучепреломлением, и электрические и магнитные поля ТЕ- и ТМ-мод будут иметь различное пространственное распределение [73]. Но такая схема обладает слишком большими габаритами для интегральной оптики.

Может быть сформирован каналный волновод со вставкой, которая представляет собой тоже волновод, но с анизотропными свойствами материала этой вставки. Параметры вставки подбираются таким образом, что для подавляемой поляризации оптического излучения условий каналирования либо ТЕ-, либо ТМ-волн не существует. В одном из известных исследований указанная схема была изготовлена путем расположения вставки (сегмента) протонно-обменного волновода в волновод на основе ниобата лития, полученный путем диффузии титана [74]. Изготовление такого составного волновода проводится в два этапа, что технологически сложно.

Таким образом, можно утверждать, что и создание методик построения универсальных ТЕ/ТМ-поляризаторов, лишенных указанных недостатков, представляет собой важную задачу.

Таким образом, проведен обзор различных оптических волноводных поляризационных элементов, из которого следует, что известные подходы к построению поляризационных волноводных схем приводят к созданию последних с целым рядом недостатков – малым рабочим спектральным диапазоном, очень жесткими допусками на технологические

параметры, плохой совместимостью с волоконными световодами, необходимостью использования дорогостоящего технологического оборудования и целым рядом других.

Указанные недостатки обусловлены проблемными вопросами и принципиальными ограничениями существующих базовых подходов к построению волноводных поляризационных элементов, особенно это касается методик построения преобразователей плоскости поляризации, требующих применения интерференционных эффектов с присущими им недостатками (в первую очередь очень узкий спектральный рабочий диапазон), технологически сложную в формировании асимметрию волновода и т.д. Поэтому следует считать актуальным исследование, направленные на решение проблемы создания новых оптико-физических принципов построения поляризационных устройств интегральной оптики.

### 1.3 Интегрально-оптические схемы для систем оптической связи и сенсорики

Многоканальный оптический разветвитель – пассивная компонента волоконно-оптических сетей связи, предназначенная для деления светового сигнала от одного порта или двух портов к нескольким или объединения оптических сигналов. Основное свое применение разветвители находят в гибридных волоконно-коаксиальных сетях связи, в пассивных оптических сетях PON и технологии FTTH (волокно в дом), в сетях кабельного телевидения. Наиболее часто используются разветвители, имеющие один вход и несколько выходов –  $1 \times N$ . На основе технологий интегральной оптики разветвители создают на основе волноводной древовидной структуры, состоящей из каскадируемых волноводных Y-разветвителей, сформированных на единой подложке. Внешний вид интегрально-оптической схемы с разветвителем показан на рисунке 1.6(a). Однако, когда стоит задача дублирования передатчика или маршрута сети либо необходимо создать дополнительный канал, к примеру, для тестирования сети без прерывания работы или для передачи другого источника информации, то целесообразнее и экономически выгоднее использовать разветвители с двойным входом.

Помимо задачи равномерного распределения оптической мощности с помощью многоканальных Y-разветвителей по приемным терминалам, возникает и задача неравномерного ее деления, также для различных сетевых решений, контроля уровня сигнала в линии и т.п. Существуют различные способы создания интегрально-оптических делителей мощности с асимметричным коэффициентом деления. Технологически наиболее простая схема для асимметричного деления мощности основана на использовании симметричного разветвителя. На рисунке 1.6(b) показан пример такой схемы деления сигналов на 3 выходных канала в пропорции 50%:25%:25%.

К достоинствам всех интегрально-оптических разветвителей (безотносительно

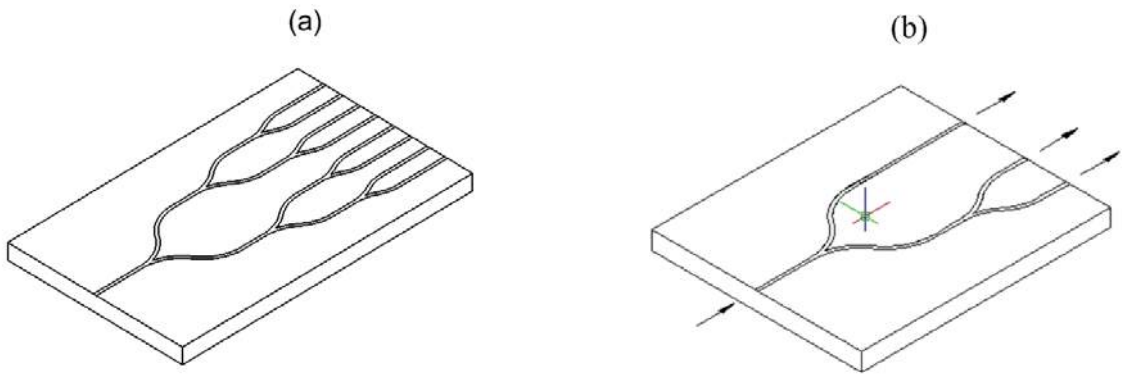


Рисунок 1.8 – а. Схема интегрально-оптического разветвителя 1×8;  
 б. – Схема волноводного делителя мощности на основе симметричных Y-разветвителей с неравномерным коэффициентом деления

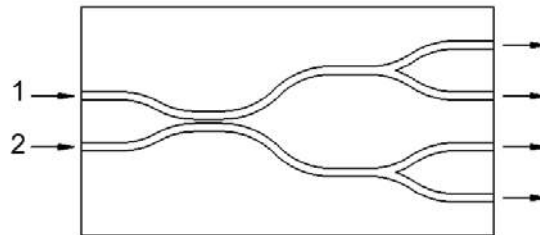


Рисунок 1.9 – Схема оптического разветвителя 2\*4 (вид сверху)

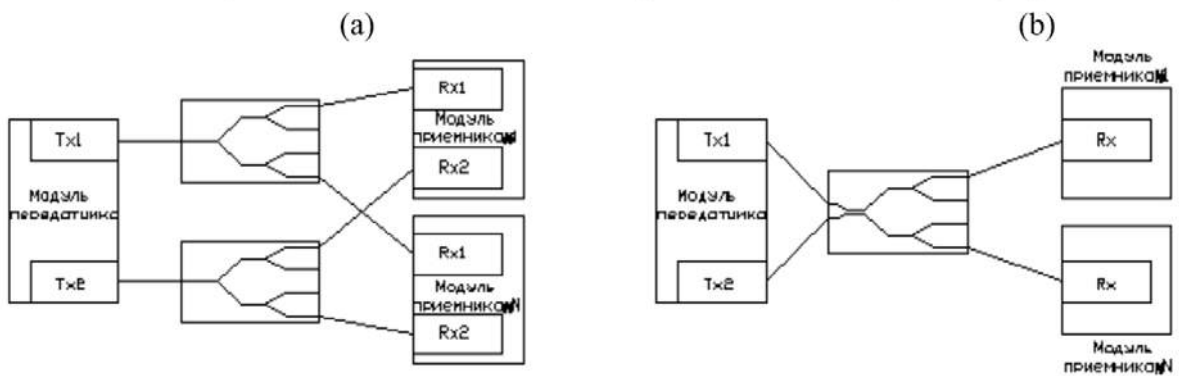


Рисунок 1.10 – Схема резервирования в оптической линии связи с применением интегрально-оптических разветвителей 1×N (а) и 2×N (б)

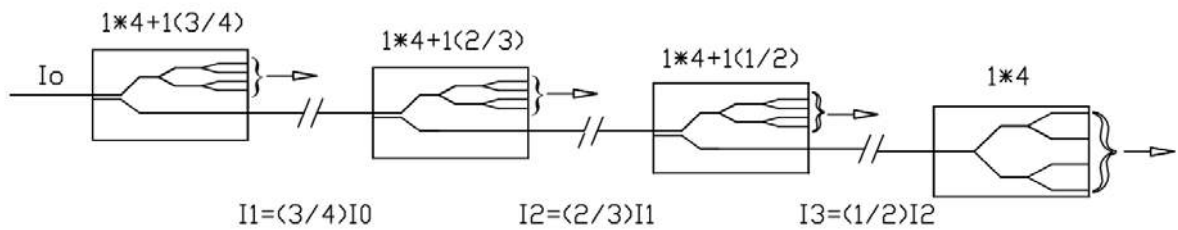


Рисунок 1.11 – Схема сетевого распределения оптических сигналов на 16 портов на 4-х терминалах (4\*4) с одинаковой мощностью, основанная на разветвителях с асимметричным коэффициентом деления мощности

технологии их изготовления), по сравнению с технологией их изготовления, основанной на биконическом сплавлении волоконных световодов, следует отнести:

– Равномерность деления мощности по выходным каналам в рабочем диапазоне длин волн.

– Непосредственно сам рабочий диапазон длин волн может быть очень широкий – от 1260 нм до 1650 нм, что позволяет использовать разветвители для оптических систем связи, где используется спектральное уплотнение каналов (WDM).

– Все интегрально-оптические технологии позволяют создавать многоканальные разветвители на единой подложке, вплоть до разветвления  $1 \times 128$ .

Для определения большинства параметров разветвителей оптического излучения вводится величина коэффициента передачи оптического излучения из входного порта с номером  $i$  в выходной порт с номером  $j$  [75]:

$$P_j = t_{ij} P_i,$$

где  $P_i$  - мощность, введенная во входной порт  $i$ ,  $P_j$  - мощность в выходном порте  $j$ . Для  $N$ -канальных разветвителей с одним входным портом ( $1 \times N$ )  $i=1, j=1 \dots N$ , для разветвителей с двумя портами  $i=1,2, j=1 \dots N$ .

К основным параметрам многоканальных разветвителей относят:

– Рабочая длина волны (диапазон длин волн).

– Коэффициент деления оптического сигнала (коэффициент разветвления), определяемый как часть оптической мощности, передаваемой с  $i$ -го входа на выход номер  $k$ , по отношению к полной мощности, переданной с того же входа на все выходные порты:

$$C_{ik} = 100 \times t_{ik} / \sum_{j=1}^N t_{ij}.$$

– Вносимые потери представляют собой коэффициент разветвления, переведенный в единицы децибел:

$$L_{ij} = 10 \lg t_{ij}, \text{ дБ.}$$

– Избыточные потери, определяемые как отношение суммарной оптической мощности во всех выходных портах разветвителя, по отношению к мощности отдельно взятого входного порта, из которого было введено излучение:

$$EL_i = 10 \lg \left( \sum_{j=1}^N t_{ij} \right), \text{ дБ.}$$

– Неоднородность вносимых потерь, определяемая как максимальная разность между вносимыми потерями по различным выходным портам:

$$UN = \max |10 \lg (t_{ij} / t_{ik})|, \text{ дБ.}$$

– Поляризационно-зависимые потери представляют собой максимальную разность вносимых потерь по всевозможным состояниям поляризации пропускаемого излучения:

$$PDL_{ij} = 10 \lg \left[ \frac{\max(t_{ij})}{\min(t_{ij})} \right], \text{ дБ.}$$

Основными требованиями, предъявляемыми к параметрам оптических разветвителей, являются минимальное отклонение от заданного коэффициента разветвления, малые избыточные потери и коэффициент отражения (высокие потери в обратном направлении). Необходимо обеспечение заявленных параметров во всем рабочем диапазоне длин волн. Согласно международному стандарту Telcordia GR-1209-CORE [75], к параметрам оптических разветвителей  $1 \times N$  и  $2 \times N$  ( $N=2-16$ ), для работы в широком диапазоне 1260–1640 нм, предъявляются требования, которые указаны в Таблице 1.1.

Таблица 1.1. – Требования, указанные в стандарте “Telcordia GR-1209-CORE” к параметрам разветвителей.

Тип разветвителя	Максимальные вносимые потери IL, дБ	Максимальная неоднородность вносимых потерь UN, дБ	Максимальные поляризационно-зависимые потери PDL, дБ
1×2	4,2	0,6	0,2
1×4	7,6	1,2	0,3
1×8	11,0	1,8	0,4
1×16	14,4	2,4	0,5

Существует аналогичный отечественный стандарт на параметры интегрально-оптических разветвителей, разработанный ЗАО "ЦНИТИ "Техномаш-ВОС" (г Москва).

Если сравнивать различные технологии изготовления интегрально-оптических разветвителей, а именно – технологию ионного обмана в стекле и технологию, основанную на формировании гребенчатых и полосковых волноводов на кварцевой подложке путем ионно-плазменного травления, то преимуществ у технологии ионного обмена много:

- эффективность стыковки с волокном выше;
- низкие вносимые потери;
- поляризационная чувствительность волноводов очень низкая;
- допуски на технологические параметры изготовления низкие;
- низкая стоимость массового производства;
- механическая стабильность (сопротивляемость ударам и вибрации) стекла выше, чем кремниевой пластины.

По отношению к разветвителям, основным недостаток ионообменной технологии состоит в невозможности изготовления разветвителей с очень большим числом выходов из-за невысокого приращения показателя преломления волноводного канала, и, следовательно достаточно большого допустимого радиуса кривизны S-изгибов, более 25–30 мм. Общие размеры схемы, по технологическим причинам, как правило, не могут превышать 5×5 см.

Исходя из указанных выше достоинств ионообменной технологии разработки основ технологий изготовления оптических разветвителей  $1 \times N$  на ее основе, безусловно, имеют большое значение. Под разработкой основ технологии нужно понимать создание именно общей методики формирования волноводных элементов – от проектирования фотошаблона до изготовления схем с различным числом выходных каналов и различным требуемым коэффициентом деления мощности. Отечественных разработок ионообменных многоканальных одномодовых разветвителей в стекле ( $N > 2$ ), к сведению автора, не проводилось. Создание технологически доступной базы для изготовления разветвителей (сплиттеров) могло бы послужить основой для создания и более сложных фотонных микросхем, используемых в современной оптической связи и новых технологиях квантовой фотоники и криптографии.

Другой важной задачей разработки элементов интегральной оптики для систем оптической связи является разработка разветвителей  $2 \times N$ , то есть с двумя независимыми входными портами. Для создания разветвителей  $2 \times N$  используются направленные ответвители, в качестве первого каскада схемы. В направленном разветвителе  $2 \times 2$  световая волна, входящая в любой из двух входных портов, выходит в оба выходных порта. К выходам направленного ответвителя для разделения сигналов на  $N$  портов подключаются Y-разветвители по

древовидной топологии. На рисунке 1.7 показана схема оптического разветвителя  $2 \times 4$  на основе направленного ответвителя.

Использование разветвителей  $2 \times N$  значительно упрощает и удешевляет резервирование в оптической линии связи. На рисунке 1.8 показаны линии распределения оптических сигналов по выходным терминалам с применением основного и резервного передатчиков. На рисунке 1.8(a) показано, как для этой цели могут быть использованы разветвители  $1 \times N$ , а на рисунке 1.8(b) показано применение разветвителей  $2 \times N$ . Очевидно преимущество последней схемы, в том числе и по экономическим показателям.

Семейство оптических разветвителей  $2 \times N$  также используется при необходимости совместить функцию многоканальных разветвителей  $1 \times N$  и функцию мультиплексора, совмещающего различные потоки данных, направляемые на оконечные терминалы на различных длинах волн. То есть для передачи независимой информации, с разделением по длине волны, могут быть задействованы оба входных порта одновременно.

Как указывалось выше, существует потребность в разветвителях с неравномерным коэффициентом деления мощности. Использование симметричных разветвителей в ряде случаев возможно, но с их помощью невозможно получить любой заданный коэффициент деления между выходными каналами. Значительно более гибкий подход основан на использовании направленного ответвителя.

В схеме разветвителя с применением направленного ответвителя, показанного на рисунке 1.7, используя один из входов и варьируя длину направленной связи можно получить на рабочей длине волны любой заданный коэффициент деления мощности. Использование асимметричных делителей мощности с различными коэффициентами деления позволяет планировать удобные линии распределения оптических сигналов вдоль некоторой основной (магистральной) линии связи. На рисунке 1.9 показана схема сетевого распределения оптических сигналов на 16 портов на 4 терминалах ( $4 \times 4$ ) с одинаковой мощностью, основанная на разветвителях  $1 \times 5$ , в которых первый каскад деления сигналов построен на направленном ответвителе.

Основная проблема при создании разветвителей  $2 \times N$  и разветвителей  $1 \times N$  с произвольным коэффициентами деления мощности, использующих направленные ответвители, состоит в следующем. Исходя из многих целей использования таких разветвителей, данное устройство должно быть широкополосным, то есть должны обеспечивать работу в некотором диапазоне длин волн. Однако симметричный направленный ответвитель (с одинаковыми параметрами обоих каналов) является устройством, чей коэффициент передачи мощности в выходные порты зависит от длины волны. Соответственно, его использование в широком диапазоне длин волн



невозможно. Поэтому возникает вопрос о уменьшении спектральной зависимости коэффициента разветвления за счет различных модификаций направленного ответвителя [76-77]. Исследования в этом направлении, направленные на построение широкополосных направленных ответвителей, очень важны.

Известен вариант так называемого адиабатического асимметричного направленного ответвителя с очень плавно изменяющей шириной [78], который обладает расширенной рабочей полосой частот, по сравнению с обыкновенным направленным ответвителем. Однако использовать его в многоканальных разветвителях  $2 \times N$  ( $N > 4$ ), с технологией формирования волноводных структур методом ионного обмена в стекле, не представляется возможным вследствие очень большой длины связи  $L_c$  двух волноводов.

Достоинства ионообменной технологии в стекле стимулируют исследования возможности создания на ее основе различных волноводных схем для систем оптической связи, а не только разветвителей оптических сигналов. В частности, представляет интерес создания мультиплексоров для CWDM-линий связи. Исходя из возможностей технологии, наиболее подходящей для реализации мультиплексора является схема на основе неравноплечного интерферометра Маха-Цендера. Работы в этом направлении начались еще в 1990 годы, но посвящены они были разделению только 2 длин волн излучения [34–35] или 3-х длин волн [36], широко разнесенных в диапазоне 1,3–1,55 мкм. В научной литературе не описаны исследования, посвященные разработке мультиплексоров на число длин волн более 3 с применением волноводов, полученных путем ионного обмена. Исследования, посвященные оценке возможностей ионообменной технологии в плане разработки оптических мультиплексоров с сеткой длин волн 20 нм для современных систем оптической связи, работающих в диапазоне длин волн 1,5–1,6 мкм имели бы большое значение.

Другое направление современных разработок в области построения мультиплексоров для оптических сетей связи касается иной современной технологии уплотнения каналов – модового мультиплексирования. Для объединения потоков передаваемых данных в волоконно-оптических системах связи нового поколения и в оптических системах обработки информации в настоящее время планируется перейти к использованию к такому типу мультиплексирования [102], при котором информация от различных источников информации передается посредством различных типов волноводных мод. Несмотря на то, что фундаментальные принципы построения мультиплексоров на основе Y-разветвителей известны [4, 112-113], разработок волноводных схем мультиплексоров с применением ионообменной технологии на основе стекла, к сведению автора, не проводилось, несмотря на описанные в параграфе 1.1 достоинства данной технологии. Существует лишь единственное исследование [114], посвященное организации модового мультиплексирования посредством оптической схемы с применением

бинарных фазовых ионообменных масок в стекле. Поэтому разработка простой конструкции модового мультиплексора является актуальной задачей.

В последние годы наблюдается интенсивное развитие работ по созданию простых аналитических устройств, предназначенных для прямого, селективного и максимально автоматизированного определения разнообразных веществ в промышленных и природных объектах. Биосенсоры позволяют определять концентрацию веществ и исследовать кинетику молекулярных взаимодействий, изучать специфичность различных биологических молекул.

Выбор оптических преобразователей дает большие преимущества, такие как высокая чувствительность, низкая стоимость, возможность миниатюризации, независимость от электрических наводок [80–85]. Принцип первичного этапа регистрации биомолекул в сенсоре показан на рисунке 1.10. В оптическом биосенсоре один из реагентов иммобилизован на его поверхности, а другой постоянно поступает из раствора, проходящего по поверхности сенсора. Измерение концентрации основано на специфическом взаимодействии анализируемого вещества с выбранным реагентом. При связывании иммобилизованного на поверхности сенсора рецептора с исследуемым веществом величина отклика сенсора растет с увеличением концентрации вещества. Под откликом сенсора имеется в виду изменение параметров оптического считывающего сигнала.

Оптические волноводные датчики (сенсоры), регистрирующие концентрацию компонентов растворов или газов, а также способные исследовать кинетику биомолекулярных взаимодействий, используют в своей основе механизма первичного преобразования измеряемой величины зависимость оптической плотности среды от концентрации составляющих раствор веществ и влиянии этой плотности на эванесцентное (экспоненциально затухающее) электрическое поле моды волновода (“хвост” моды). В наиболее распространенных волноводных сенсорах рефрактометрического типа измеряемая концентрация определенной компоненты раствора или газа в конечном счете влияет на действительную часть эффективного показателя преломления волноводной моды, а волноводные характеристики моды зависят от показателей преломления всех слоев волновода.

Интегрально-оптические датчики обладают рядом достоинств по сравнению с оптическими датчиками других видов, так как имеют высокую чувствительность, миниатюрное исполнение, возможность создания многоканальных схем и схем для одновременной регистрации нескольких компонент раствора, а также возможность организации их недорогого серийного промышленного изготовления. Основные волноводные интерферометрические схемы, используемые в качестве основы волноводных сенсоров рефрактометрического типа, показаны на рисунке 1.11. Серым цветом на схемах выделена область внешнего влияния – активная сенсорная область.

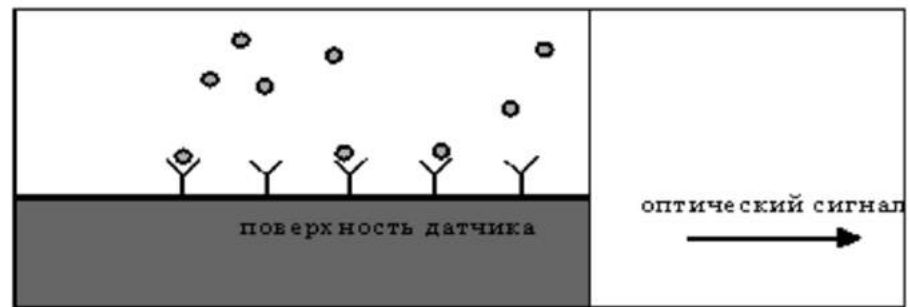


Рисунок 1.10 - Иллюстрация принципа преобразования безмаркерного оптического биосенсора

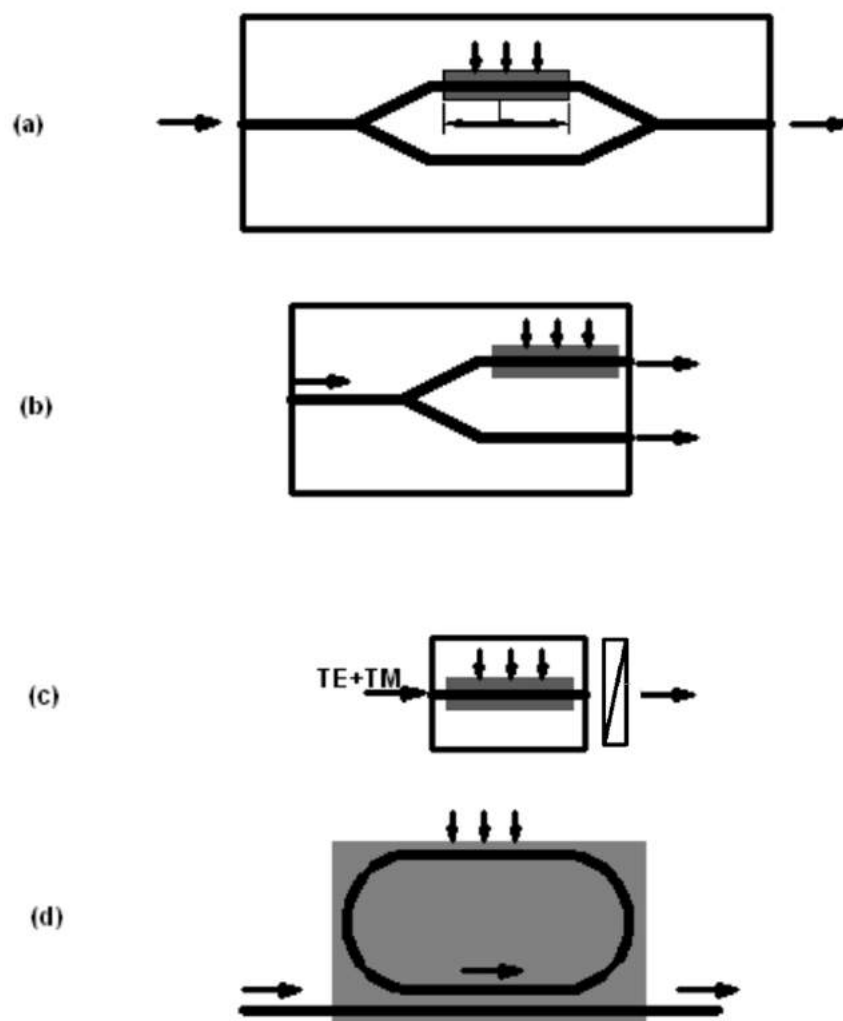


Рисунок 1.11 -Схемы волноводных интерферометров, используемых в интегральной оптике для построения сенсорных устройств: (а) - интерферометр Маха-Цендера; (б) интерферометр Юнга; (с) поляриметр; (д) интерферометр Саньяка

Схема датчиков, применяющих интерферометр Маха-Цендера в интегрально-оптическом исполнении [86–89] представлена на рисунке 1.11(a). В одно плечо интерферометра вводится сенсорное окно определенной длины  $L$ , и волноводная мода распространяется вдоль этого окна с константой распространения, которая зависит от показателя преломления покровной среды – анализируемого раствора или газа. Сдвиг фаз между направленными волнами в плечах интерферометра приводит к интерференции в Y-разветвителе на выходе схемы, и, следовательно, к регистрируемому изменению интенсивности оптического излучения посредством фотоприемного устройства.

Схема интегрально-оптических датчиков, применяющих интерферометр Юнга в волноводном исполнении [90–93] представлена на рисунке 1.11(b). Оптическое излучение вводится во входной Y-разветвитель и также разделяется на сенсорный канал и опорное плечо. В сенсорном плече сформировано область (окно), находящаяся над волноводом, где направленная оптическая волна вступает во взаимодействие с исследуемым веществом, вследствие чего изменяются ее константа распространения. Оптическое излучение излучается с торцов обоих каналов и на некотором расстоянии от интегрально-оптической схемы на экране с ПЗС-камерой регистрируется интерференционная картина, по смещению полос которой определяют величину изменения показателя преломления покровного слоя в сенсорном окне.

В сенсорах на основе разностных интерферометров – волноводных поляриметров используется взаимодействие двух направленных волн ортогональных поляризаций, одновременно распространяющихся в одном волноводном канале сенсора. Схема волноводных сенсоров поляриметрического типа [94–100] показана на рисунке 1.11(c). В таких сенсорах, в волноводе с сенсорной зоной в оболочке возбуждают одновременно фундаментальную TE- и TM-моду – две линейно-поляризованные волны. Вследствие различного влияния показателя покровной среды на распространение волн TE- и TM-поляризаций по причине различия их модовых полей, моды имеют различные эффективные показатели преломления и распространяются в волноводе с различными скоростями, что приводит к изменению состояния поляризации выходного излучения, что, в свою очередь, трансформируется в изменение интенсивности световой волны посредством поляризатора, расположенного под углом  $45^\circ$  к плоскости волновода.

Схема сенсора на основе интерферометра Саньяка показана на рисунке 1.11(d) [101–111]. Схема состоит из волноводного кольца и элемента направленной связи для ввода и вывода излучения. Путем влияния показателя преломления покровной среды на волноводные свойства распространяющихся в схеме волн, резонансная длина волны также изменяется, что может быть зарегистрировано путем анализа спектра выходного сигнала сенсора.

Выходной сигнал – уровень мощность выходного сигнала  $\Delta P_{out}$ . сенсора любого из указанных типов является результатом следующего многоэтапного преобразования измеряемой величины концентрации  $C$ , которое состоит из:

1. влияния изменения концентрации на показатель преломления покровной среды  $n_c$ :

$$\Delta C \rightarrow \Delta n_c, \text{ что}$$

является результатом некоторой специфической биохимической реакции связывания, с оптимальным подбором методики функционализации поверхности сенсора, концентрации рецепторов и т.п;

2. влияния покровной среды на изменение эффективного показателя преломления волноводной моды,  $\Delta n_c \rightarrow \Delta N_{eff}$ ;

3. эффективности преобразования изменения эффективного показателя преломления в изменение фазы,  $\Delta N_{eff} \rightarrow \Delta \varphi$ . Для интерферометра Маха-Цендера с равной геометрической длиной его плеч изменение фазы можно выразить [87]:

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} L \Delta N_{eff} = k_0 L \frac{\partial N_{eff}}{\partial n_c} \Delta n_c,$$

где  $L$  – длина сенсорного окна,  $\Delta N_{eff}$  - разность эффективных показателей преломления обеих плеч интерферометра,  $\lambda$  – длина волны излучения;

4. эффективности преобразования изменения фазы в изменение мощности сигнала на выходе интерферометра  $\Delta \varphi \rightarrow \Delta P_{out}$ .

Для создания волноводных сенсоров используются различные технологии интегральной оптики, с присущими им достоинствами и недостатками. Параметры сенсоров зависят от используемой технологии и определяются характеристиками применяемых волноводов, Пункты 2 и 3 в рассмотренной цепочке преобразований определяются именно волноводными характеристиками схемы сенсора, вне зависимости от типа схемы. Естественно, при выборе технологии построения сенсора принимается во внимание широкий спектр различных аспектов – возможность подстройки фазы, удобство стыковки с волокном и т.д.

Технология ионного обмена калий↔натрий в силикатных оптических стеклах является перспективной для изготовления волноводных сенсорных чипов. Стекло обладает высокой оптической прозрачностью и имеет низкий уровень собственной флуоресценции, а процесс ионного обмена обеспечивает создание волновода с низкими потерями, при низкой стоимости материала и самой процедуры изготовления. Изготовленные волноводы подходят для

соединения с оптическими волокнами с невысоким уровнем потерь, в том числе, на длинах волн 0,63 мкм и 0,85 мкм. Соединение волновод – волокно обеспечивает минимальное паразитное рассеивание света в стеклянной подложке. Использование длины волны 0,85 мкм позволяет использовать дешевые полупроводниковые лазеры.

Волноводы, изготовленные методом ионного обмена в стекле обладают плоской поверхностью, что удобно для присоединения ячеек для протока жидкости – потоковых ячеек. В то время как другие методы изготовления волноводов, приводят к неплоской поверхности, к примеру, гребенчатой формы, и технические вопросы обеспечения контакта с исследуемым раствором являются значительно более сложными. Это имеет большое значение на стадии промышленного изготовления и эксплуатации сенсоров.

Если рассматривать ионнообменную технологию как некоторую единую платформу для построения различных сенсорных систем, на основе тех или иных схемотехнических решений, то возникает необходимость точного трехмерного физико-математического моделирования волноводных схем сенсоров, с учетом всего комплекса оптико-физических и схемотехнических аспектов, для оценки их параметров, в первую очередь чувствительности. К сведению автора, информации о таких комплексных исследованиях в научной литературе не приводилось.

Приращение показателя преломления ионообменного волновода  $\Delta n$  – малая величина, глубина проникновения поля моды в исследуемую среду также невелика, и вследствие этого чувствительность сенсора также будет невысокой по сравнению с чувствительностью волноводов на основе полупроводниковых материалов с высоким контрастом  $\Delta n$ . Поэтому задача разработки методик повышения чувствительности сенсоров на основе стеклянных волноводов очень актуальна.

С учетом современного состояния разработок в области построения волноводных сенсоров большую актуальность представляют исследования, направленные на разработку новых и модифицированных оптических схем сенсоров с улучшенными рабочими характеристиками – с повышенной чувствительностью, расширенным динамическим диапазоном и т.д.

Технология электростимулированного ионного обмена в стекле используется для формирования микрооптических элементов – матриц микролинз. Матрицы микролинз являются одними из основных элементов датчиков волнового фронта Шака-Гартмана. Вопросы адаптации технологических параметров для построения дальнефокусных линз для такого датчика, их изготовление и создание непосредственно самого датчика с прогнозируемыми характеристиками также входят в число важных задач. Помимо решаемых конструктивных аспектов построения датчиков волнового фронта, применение технологии ионного обмена для изготовления компонентов датчиков позволило бы снизить их стоимость.

Другим интенсивно развивающимся направлением фундаментальных и прикладных разработок в области построения биосенсоров являются исследования нанооптических технологий, использующих свойства поверхностных плазмонов [115-125]. Сенсоры на поверхностных плазмонах существуют как в волноводных конфигурациях (в частности, применяется ионообменная технология с наноразмерными металлическими слоями), так и в объемных, в которых используются свойства поверхностных электромагнитных волн в призменной схеме возбуждения, или в схеме возбуждения на основе дифракционной решетки. Теоретическое и экспериментальное изучение таких схем в стандартных и модифицированных вариантах, их трехмерное физико-математическое моделирование, оценка предельных параметров позволит получить новую информацию об их возможностях.

#### 1.4 Цель и основные задачи работы

Исходя из проведенного анализа исследований в области построения пассивных интегрально-оптических схем различного функционального назначения, с учетом многолетних НИР коллектива кафедры оптоэлектроники Кубанского гос. университета, проводимых в области интегральной оптики с 1975 года, были определены цель и основные задачи настоящей работы.

Целью работы является проведение комплекса теоретических и экспериментальных исследований поляризационных эффектов в оптических волноводных структурах, включая закономерности гибридизации волноводных мод в слабонаправляющих многослойных диэлектрических волноводах, развитие трехмерной физико-математической модели формирования элементов интегральной оптики в стекле сложных конфигураций методами многоэтапного ионного обмена, в целом направленных на разработку новых принципов и физико-технологических основ построения компонентной базы пассивных интегрально-оптических схем для систем оптической обработки информации и сенсорных устройств.

Основные задачи диссертационной работы заключаются в следующем:

1. Исследования поляризационных и дисперсионных характеристик многослойных интегрально-оптических диэлектрических волноводов на основе изотропных слоев, в том числе установление новых закономерностей гибридизации мод и проявления высокого модового двулучепреломления.

2. Разработка новых принципов пространственного разделения и преобразования поляризационных компонент направленного оптического излучения, его

поляризационной и спектральной фильтрации и разработка оптимальной топологии интегрально-оптических схем, реализующих указанные функции, включая построение физико-математической модели их функционирования.

2. Построение научно-обоснованной общей трехмерной модели многоэтапного формирования пассивных одномодовых элементов интегральной оптики и микрооптики сложных топологий методом электростимулированной миграции ионов  $Ag^+$ ,  $K^+$  и др. и термического ионного обмена в подложках из силикатного стекла и ее применение для создания компонентной базы волноводных схем для систем оптической связи и сенсорных устройств.

3. Исследование процессов и особенностей распространения и интерференции направленных волн, а также взаимодействия направленных и излучательных волн в интегрально-оптических одномодовых волноводных структурах сложной разветвленной топологии, в том числе с применением оптических элементов направленной связи, в спектральном диапазоне 1,3–1,6 мкм для построения и моделирования интегрально-оптических схем для распределения излучения и их спектральной обработки для волоконно-оптических средств связи.

4. Разработка и формирования оптических схем для сенсорных устройств с применением элементов микрооптики в стекле и плазмонной нанооптики.

5. Исследования свойств поверхностных плазмон-поляритонов для создания элементов нановолноводных интегрально-оптических схем.

6. Создание универсального программного обеспечения для автоматизированной оптимизации и формирования топологий интегрально-оптических схем и схем на поверхностных плазмонах.



## Глава 2. РАЗРАБОТКА НОВЫХ ОПТИКО-ФИЗИЧЕСКИХ ПРИНЦИПОВ И МЕТОДОВ ПОСТРОЕНИЯ ПАССИВНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДНЫХ ПОЛЯРИЗАТОРОВ, ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РАЗДЕЛИТЕЛЕЙ И ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

### 2.1 Исследование особенностей модового двулучепреломления в многослойных диэлектрических волноводах, как основы методов создания ТЕ- и ТМ-поляризаторов и заградительных фильтров

Предложен, обоснован и экспериментально доказан новый способ построения интегрально-оптических поляризаторов. В основе поляризаторов лежат многослойные диэлектрические оптические волноводы [126–127]. Принцип работы поляризаторов основан на модовом двулучепреломлении вблизи условий отсечки волноводных мод для пространственного разделения полей ТЕ- и ТМ-мод. В зависимости от параметров образующих их волноводов поляризаторы могут пропускать через себя оптическое излучение как ТЕ-, так и ТМ-поляризации.

Поляризатор состоит из четырехслойного волновода на основе базового одномодового канального или планарного волновода, покрытого высокопреломляющей диэлектрической пленкой. Вариант поляризатора с канальным волноводом показан на рисунке 2.1. Для теоретического и экспериментального изучения использовались канальный и планарный волноводы, сформированные в стеклянных подложках по методу термического ионного обмена. Показатель преломления подложки – 1.51, максимальное приращение показателя преломления волновода – 0.01; длина волны оптического излучения  $\lambda = 0,6328$  мкм. В качестве высокопреломляющего диэлектрического слоя из материала с изотропными свойствами применялась пленка сульфида мышьяка  $As_2S_3$ , имеющая показатель преломления 2,4 (на указанной длине волны излучения). Поверх пленки располагалась воздушная покровная среда. На рисунке 2.2(а) показан вид четырехслойного планарного волновода. На рисунке  $n_1-n_4$  – показатели преломления слоев – покровной среды, высокопреломляющей пленки, волноведущего слоя и подложки, соответственно;  $d_2, d_3$  – толщина пленки и волновода, соответственно. На рисунке 2.2(б) показан профиль показателя преломления такого волновода.

Поля ТЕ<sub>0</sub>- и ТМ<sub>0</sub>-мод базового ионообменного волновода по причине крайне низкого модового двулучепреломления практически идентичны, в том числе вблизи отсечки. С другой стороны, трехслойный волновод, состоящий из высокопреломляющей диэлектрической пленки сульфида мышьяка  $As_2S_3$  на подложке из стекла, с воздухом в качестве покровной среды, имеет в области условий отсечки высокое модовое двулучепреломление. Можно предположить,

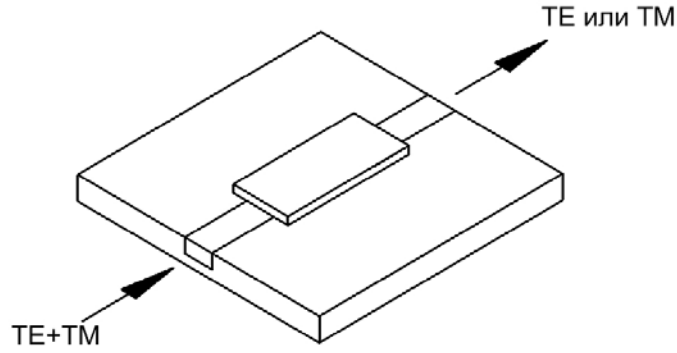


Рисунок 2.1 – Схема универсального интегрально-оптического ТЕ- и ТМ-поляризатора

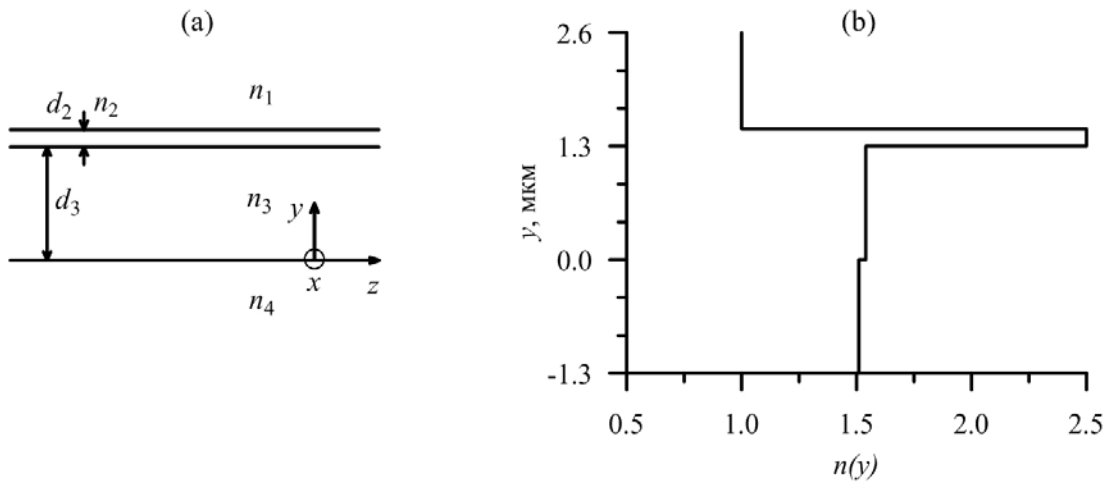


Рисунок 2.2 – Схематический вид планарного четырехслойного диэлектрического волновода (а) и его профиль показателя преломления с параметрами рассматриваемого поляризационного элемента (б).  
 $n_i$  ( $i=1,2,3,4$ ) - показатели преломления слоев,  $d_2$  и  $d_3$  - толщины внутренних слоев

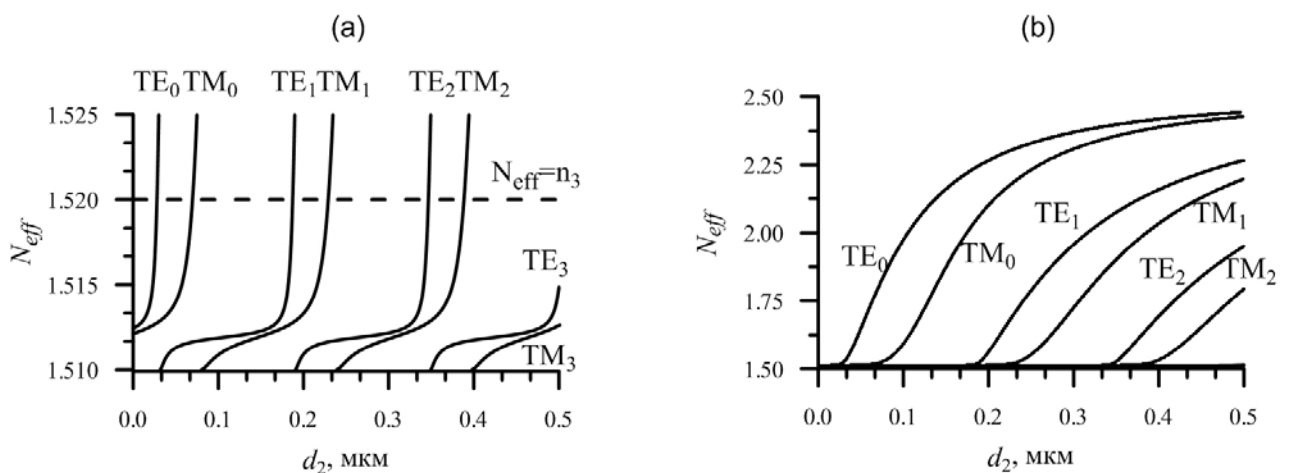


Рисунок 2.3 – Зависимость эффективного показателя преломления четырехслойного волновода от толщины покровного слоя вблизи условий отсечки (а) и в широком интервале значений эффективного показателя преломления (б)

что сочетание этих волноводов также будет иметь высокие, искусственно созданные, двулучепреломляющие свойства. Предположение подтвердилось расчетом. В четырехслойном волноводе с приведенными выше параметрами при некоторых величинах толщины пленки, соответствующих условиям отсечки мод различных порядков, существует большое различие эффективных показателей преломления ТЕ- и ТМ-мод наивысшего порядка, которому соответствует значительное различие в пространственных распределениях их полей.

Это позволяет разработать и создать простой и эффективный поляризатор для выделения либо волноводной моды  $TE_0$ , либо моды ортогональной ей поляризации  $TM_0$ , так как эффективность связи волноводных мод на стыке двух волноводов с различными параметрами зависит от степени согласования пространственных распределений их электрических и магнитных полей.

Сам принцип поляризационной фильтрации базируется на модовом двулучепреломлении четырехслойного волновода с сильно отличающимися параметрами его диэлектрических слоев. Необходимости в том, чтобы материалы этих слоев обладали естественной анизотропией, нет, то есть необходимые для создания поляризаторов диэлектрические пленки и материалы слоя сердцевины волновода и подложки являются изотропными.

Введение высокопреломляющего диэлектрического слоя, даже очень малой толщины, существенно видоизменяет модовый состав основного ионообменного стеклянного волновода и при определенных параметрах существует возможность сформировать волноводную моду четырехслойного волновода либо ТЕ-, либо ТМ-поляризации, подобную по пространственному распределению поля моде самого волновода в стеклянной подложке (без покровной пленки). Мода ортогональной ей поляризации будет иметь совсем иную форму профиля поля.

Впервые о возможности построения интегрально-оптических поляризаторов на основе описанной волноводной конфигурации была указано в работе [126], где были представлены данные экспериментальных исследований поляризатора, выделяющего оптическое излучение ТЕ-поляризации.

Исходя из цели физико-математического моделирования и для подробного обоснования предлагаемого нового принципа функционирования поляризационных волноводных элементов был осуществлен его полный модовый анализ с целью нахождения эффективных показателей преломления волноводных мод и их зависимости от параметров слоев, из которых образован волновод, а также для расчета профилей электрических и магнитных полей мод.

Расчет поляризационных характеристик волноводной структуры с целью оценки меры поляризующих свойств предполагает вычисления суммарных потерь энергии оптического излучения на двойной ступенчатой неоднородности (2-х стыков трехслойный волновод – четырехслойный волноводе), с применением интегралов перекрытия нормированных на единицу

мощности электрических и магнитных полей волноводных мод. Исходя из задачи расчета длины оптического поляризационного элемента, в его части, содержащей покровную пленку, была рассмотрена эволюция полного оптического поля излучения с учетом той его составляющей, которое рассеивается главным образом в стеклянную подложку. Данный расчет выполнен методом распространяющегося пучка.

Предварительно подвергнем модовому анализу 2 трехслойных волновода, сочетание которых образует исследуемую волноводную структуру, а именно - ионообменный волновод в стеклянной подложке с покровной средой из воздуха (показатель преломления подложки  $n_s = 1,51$ , показатель преломления сердцевины волновода  $n_f = 1,52$ , применяется ступенчатая аппроксимация распределения показателя преломления волновода, показатель преломления покровной среды  $n_c = 1$ ) и волновод, образованный пленкой сульфида мышьяка  $As_2S_3$  ( $n_f = 2,4$ ) на подложке из стекла ( $n_s = 1,51$ ) и также с воздушным покровным среды ( $n_c = 1$ ). Длина волны оптического излучения  $\lambda = 0,6328$  мкм.

Расчет параметров мод ионообменного волновода показывает, что его модовое двулучепреломление является малой величиной и эффективные показатели преломления ТЕ- и ТМ-мод очень близки друг к другу, даже на границе своей отсечки. Однако волновод на основе высокопреломляющей диэлектрической пленки имеет большое модовое двулучепреломление, которое достигает своего максимального значения вблизи границы отсечки. Вторым важным выводом из анализа мод обоих волноводов состоит в том, что волноводы равного модового состава (т.е. поддерживающие одинаковое количество мод), имеют геометрические размеры, отличающиеся на порядок.

Высокопреломляющий волновод на основе пленки имеет толщину отсечки для ТЕ<sub>0</sub>-моды  $d_{cut}^{(TE_0)} = 0,029$  мкм, для ТМ<sub>0</sub>-моды  $d_{cut}^{(TM_0)} = 0,069$  мкм и интервал отсечки между модами соседних порядков с одним и тем же состоянием поляризации  $\Delta d_{cut} = 0,17$  мкм. Ионообменный волновод имеет близкорасположенные величины критической эффективной глубины диффузии для фундаментальных мод  $d_{cut}^{(TE_0)} = 0,82$  мкм,  $d_{cut}^{(TM_0)} = 0,87$  мкм и интервал отсечки между соседними модами одной поляризации  $d_{cut} = 1,8$  мкм.

Расчет характеристик мод четырехслойного волновода проводился на основе решения его характеристического уравнения с целью определения эффективного показателя преломления  $N_{eff}$  [128]. В зависимости от возможной величины эффективного показателя преломления данное уравнение имеет 2 вида:

при  $n_4 < N_{eff} < n_3$ :

$$\eta_{32}k_2 \tan\left(k_2d_2 - \arctan\left(\eta_{21}\frac{k_1}{k_2}\right) - \pi m_2\right) + k_3 \tan\left(k_3d_3 - \arctan\left(\eta_{34}\frac{k_4}{k_3}\right) - \pi m_3\right) = 0, \quad (2.1)$$

где  $k_1 = k_0\sqrt{n_1^2 - N_{eff}^2}$ ,  $k_4 = \sqrt{k_0n_4^2 - N_{eff}^2}$ ,  $k_2 = k_0\sqrt{N_{eff}^2 - n_2^2}$ ,  $k_3 = k_0\sqrt{n_3^2 - N_{eff}^2}$ ,

$\eta_{ij} = 1$  для ТЕ-мод и  $\eta_{ij} = \frac{n_i^2}{n_j^2}$  для ТМ-мод ( $i, j = 1, 2, 3, 4$ ). Вспомогательные индексы  $m_2$  и

$m_3$  определяются как [90]

$$\begin{aligned} m_2 &= \left[ \frac{1}{\pi} \left( k_2d_2 - \arctan\left(\eta_{21}\frac{k_1}{k_2}\right) \right) \right]_{\text{int}}, \\ m_3 &= \left[ \frac{1}{\pi} \left( k_3d_3 - \arctan\left(\eta_{34}\frac{k_4}{k_3}\right) \right) \right]_{\text{int}}; \end{aligned} \quad (2.2)$$

$[a]_{\text{int}}$  обозначает целую часть числа  $a$ . Индексы  $m_2$  и  $m_3$  связаны с индексом (порядком) моды, что может быть установлено по выражениям для распределения полей.

При  $n_3 < N_{eff} < n_2$  дисперсионное уравнение имеет вид:

$$k_2d_2 - \arctan\left(\eta_{21}\frac{k_1}{k_2}\right) - \arctan\left(\eta_{23}\frac{k_3}{k_2} \cot\left(k_3d_3 + \operatorname{arctanh}\left(\eta_{43}\frac{k_3}{k_4}\right)\right)\right) - \pi m = 0. \quad (2.3)$$

где  $k_3 = k_0\sqrt{N_{eff}^2 - n_3^2}$ , остальные обозначения такие же, как в формуле (2.1). Решения уравнения в отмеченном диапазоне значений эффективного показателя преломления волноводных мод возможны только при некоторых значениях целочисленной величины  $m$  – индекса моды.

Для оценки влияния толщины высокопреломляющего слоя четырехслойного волновода на его эффективный показатель преломления целесообразно трансформировать уравнения (2.1) и (2.3) в несколько иной вид:

$$d_2 = \frac{1}{k_2} \left( \frac{\arctan\left(-\eta_{23}\frac{k_3}{k_2} \tan\left(k_3d_3 - \arctan\left(\eta_{34}\frac{k_4}{k_3}\right) - \pi m_3\right)\right) + \arctan\left(\eta_{21}\frac{k_1}{k_2}\right) + \pi m_2}{\arctan\left(\eta_{23}\frac{k_3}{k_2} \cot\left(k_3d_3 + \operatorname{arctanh}\left(\eta_{43}\frac{k_3}{k_4}\right)\right)\right)} \right), \quad (2.4)$$

$$d_2 = \frac{1}{k_2} \left( \arctan\left(\eta_{23} \frac{k_3}{k_2} \cot\left(k_3 d_3 + \operatorname{arctanh}\left(\eta_{43} \frac{k_3}{k_4}\right)\right)\right) + \pi m \right), \quad (2.5)$$

и варьировать значения величины эффективного показателя преломления  $N_{eff}$ .

Исходя из рассмотренных выше соображений получения волновода с выраженными поляризующими свойствами были выбраны следующие параметры четырехслойного волновода. Показатели преломления слоев волновода:  $n_1 = 1$ ;  $n_2 = 2,4$ ;  $n_3 = 1,52$ ;  $n_4 = 1,51$ . Толщина ионообменного волновода  $d_3$  была выбрана равной 1.3 мкм. В соответствии с формулами (2.4) и (2.5) был построен типовой график зависимости эффективного показателя преломления от толщины высокопреломляющей пленки. График представлен на рисунке 2.3.

Как видно, кривые четырехслойного волновода существенно отличаются от аналогичных кривых трехслойного волновода (графика зависимости эффективного показателя преломления от толщины волновода) наличием в области  $n_4 < N_{eff} < n_3$  пологих участков для всех мод, кроме фундаментальных.

Как показали расчеты, длина и степень наклона пологих участков определяется приращением показателя преломления базового волновода без пленки  $\Delta n = (n_3 - n_4)$ . При больших значениях  $\Delta n$  пологие участки короткие и крутые, а при малых  $\Delta n$  эти участки существенно более протяженные. Совершенно аналогичная ситуация возникает, если вместо величины  $\Delta n$  варьировать толщину нижнего слоя – эффективную глубину ионообменного волновода. Причем эта закономерность сильно проявляется для ТЕ-волн и не столь выражена для ТМ-волн.

Для указанных параметров четырехслойного волновода критическая толщина слоя пленки (толщина отсечки)  $d_{2(cut)}$ , ниже которой не существует моды данного порядка, для мод 1–3 порядков приведена в Таблице 2.1.

Таблица 2.1. Значения толщины отсечки слоя высокопреломляющей пленки для четырехслойного волновода

	Мода ТЕ <sub>1</sub> /ТМ <sub>1</sub>	Мода ТЕ <sub>2</sub> /ТМ <sub>2</sub>	Мода ТЕ <sub>3</sub> /ТМ <sub>3</sub>
$d_{2(cut)}^{TE}$ , мкм	0.036	0.21	0.37
$d_{2(cut)}^{TM}$ , мкм	0.085	0.25	0.42

Из сопоставления кривых ТЕ- и ТМ-мод и значений их толщины отсечки следуют выводы:

1. Условия отсечки для толщин пленки ТЕ- и ТМ-мод четырехслойного волновода суще-

ственно различны.

2. Кривые ТЕ- и ТМ-мод значительно разнесены в широком диапазоне толщины пленки.

3. В области, смежной к условию отсечки, разность эффективных показателей преломления  $N_{eff}^{TE} - N_{eff}^{TM}$  составляет величину порядка 0,02. К примеру, для мод ТЕ<sub>0</sub> и ТМ<sub>0</sub> при указанных выше параметрах и толщине пленки  $d_2 = 0,035$  мкм,  $N_{eff}^{TE} = 1,521$ ,  $N_{eff}^{TM} = 1,502$ . Аналогичное различие эффективных показателей преломления существует и для мод более высоких порядков.

Можно предположить, что данному различию констант распространения будет соответствовать значительное отличие в профилях электрических и магнитных полей ТЕ- и ТМ-мод самых больших из существующих при данных параметрах порядков. Данный расчет профилей полей волноводных мод на основе формул, описывающих распределение электрического поля для ТЕ-моды и магнитного поля для ТМ-моды, был проведен [3], и предположение полностью подтвердилось. Для сравнения были рассчитаны поля волновода при  $d_2 = 0$ , то есть поля слабонаправляющего ионообменного волновода.

На рисунке 2.4 показаны данные вычислений пространственных распределений электрического и магнитного полей для мод, имеющих различные порядки, при выбранных значениях толщины слоя высокопреломляющей диэлектрической пленки, которым соответствует большее отличие констант распространения и эффективных показателей преломления ТЕ- и ТМ-мод. Параметры четырехслойного волновода соответствуют слабонаправляющему (weak-guided) волноводу, сформированному в стеклянной подложке по методу термического ионного обмена с нанесенной на его поверхность тонкой пленкой сульфида мышьяка. Очевидно, что поляризационные характеристики определяются распределением полей мод наивысших порядков.

Эта особенность четырехслойных диэлектрических волноводов является основой для создания простых и эффективных поляризационных элементов, принцип работы которых состоит в выделении определенной поляризационной составляющей оптического излучения за счет согласования распределений полей мод с одной поляризации (либо ТЕ, либо ТМ).

Волноводные моды ТЕ<sub>0</sub> и ТМ<sub>0</sub> в ионообменном стеклянном волноводе (без покровной пленки) по своему профилю имеют практически одинаковую форму. В результате расчетов установлено, что увеличение доли локализации электромагнитного излучения в покровном слое пленки при увеличении ее толщины происходит у ТЕ- и ТМ-мод различным образом, что и создает ситуацию согласования пространственных распределений электрического и магнитного полей для одной из поляризаций излучения, которую необходимо выделить, и рассогласования этих же распределений полей для мод ортогональной ей поляризации, которую необходимо подавить. Такая ситуация периодически имеет место и для ТЕ-, и для ТМ-мод. Интегрально-

оптическая схема, построенная на основе установленных закономерностей поляризационных характеристик четырехслойного волновода, будет работать как поляризующее устройство для эффективного выделения моды  $TE_0$  или моды  $TM_0$ .

Доля локализации электромагнитной энергии в слое пленки при увеличении ее толщины незначительно возрастает вблизи условия отсечки для мод, имеющих различные порядки, что дает возможность создавать поляризаторы с небольшими вносимыми потерями в выделяемую поляризацию, используя разные диапазоны толщин пленки, что с технологической точки зрения очень удобно [126-127].

В интегральной оптике преимущественно используются каналные волноводы. В таком случае необходимо обобщить планарную модель поляризатора и создать физико-математическую модель поляризатора на основе канального ионообменного волновода в стекле, нагруженного высокопреломляющей пленкой, то есть исследовать влияние на поляризационные характеристики оптического канала.

Помимо необходимости уточнить особенности боковой локализации излучения в канальном волноводе, нельзя было исключить гибридный характер модовой структуры. Несмотря на то, что у ионообменного канального волновода неосновная поперечная компонента полей любой моды меньше основной на 3 порядка [129–131], то есть все моды линейно-поляризованы, для волновода, покрытого высокопреломляющей пленкой, ситуация может быть совершенно другой, так как пленка сама по себе является волноводом с выраженной асимметрией. Поэтому для корректного и точного анализа модовой структуры поляризатора необходимо решить двумерное векторное волновое уравнение, которое полностью учитывает поляризационные эффекты.

Форма поперечного сечения рассматриваемого слабонаправляющего волновода, покрытого пленкой, показана на рисунке 2.5. На рисунке обозначены  $w$  и  $d$  – эквивалентные ширина и толщина волноводного канала,  $n_1, n_2, n_3, n_4$  – показатели преломления подложки, волноводного канала, покровной пленки и внешней среды, соответственно.

Определяющая система уравнений для поперечных компонент напряженности магнитного поля  $H_x$  и  $H_y$  для векторного анализа мод волновода с сечением, показанным на рисунке 2.5, имеет вид [132]:



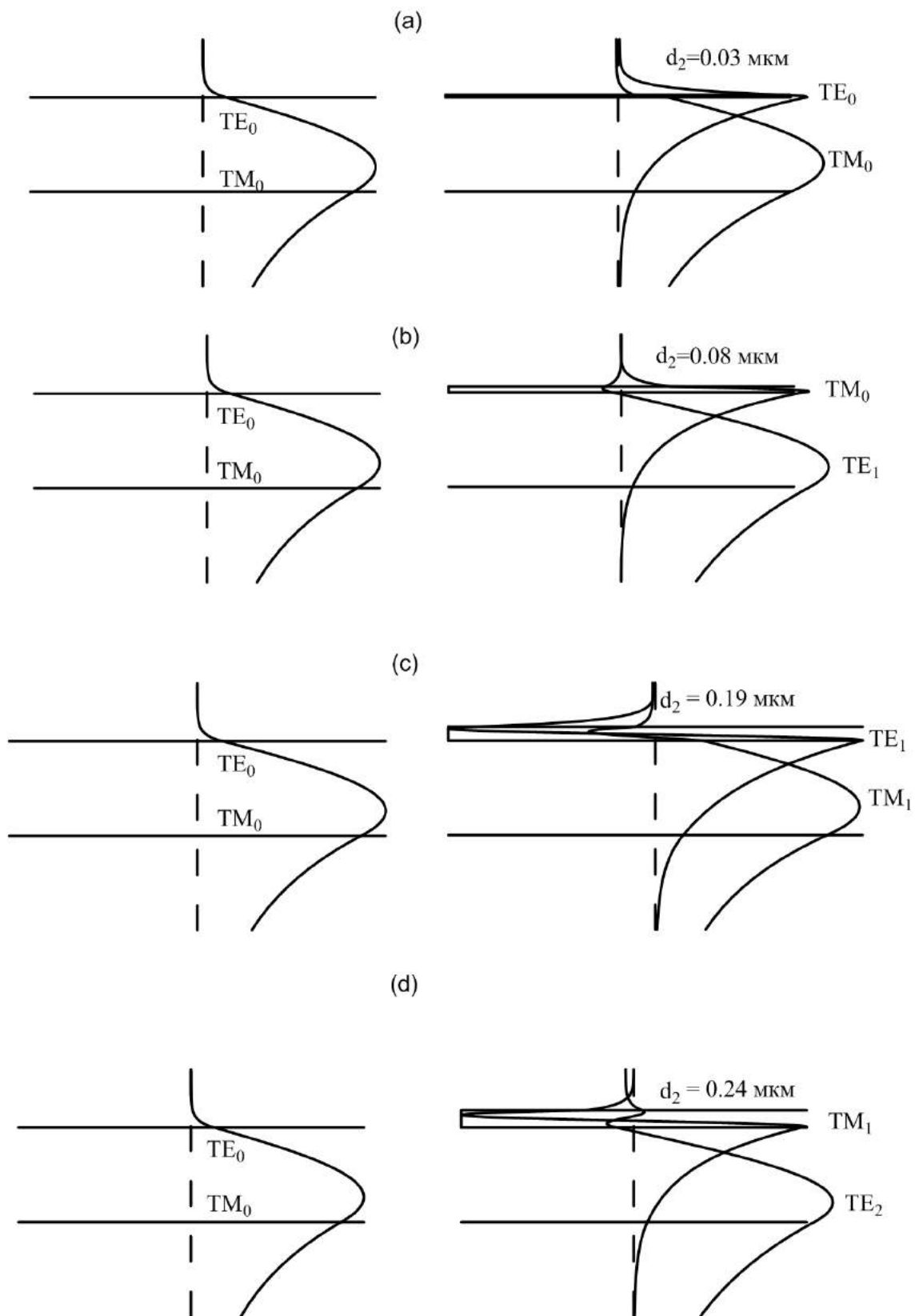


Рисунок 2.4– Типовые распределения полей волноводных мод ТМ- и ТЕ-поляризаторов. Поля ТЕ-мод - компонента  $E_x$ , Поля ТМ-мод - компонента  $H_x$

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial y^2} + k_0^2 (n^2(x, y) - N_{eff}^2) H_y = 0, \quad (2.6)$$

где  $k_0$  - волновой вектор вакуума,  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  - длина волны излучения в вакууме,  $n(x, y)$  - распределение показателя преломления в поперечном сечении волновода,  $N_{eff}$  - эффективный показатель преломления волноводной моды. Данные уравнения записаны для любой однородной области волновода, то есть для области, в которой показатель преломления представляет собой постоянную величину.

Система уравнений была решена методом конечных разностей [132]. Проводилось разбиение вычислительного окна прямоугольной сеткой достаточно больших размеров. Компоненты поля вычислялись в узлах сетки. Для аппроксимации вторых производных использовался пятиточечный шаблон с различным шагом и с различными значениями диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  ( $\varepsilon = n^2$ ) в узлах шаблона. Так как волновод содержит в себе слои с сильно отличающимися размерами (на 2 порядка), и градиенты полей в области высокопреломляющей пленки и вблизи нее достаточно большие, то в данном случае для проведения точных расчетов было необходимо использование именно неравномерной сетки для дискретизации вычислительного окна.

При составлении общей разностной схемы учитывалась непрерывность тангенциальных компонент магнитного поля на границе раздела сред, образующих волновод, для всех горизонтальных и вертикальных границ слоев. По периметру вычислительного окна вводилось условие принудительной экранировки. В конечном счете, решение системы дифференциальных уравнений сводится к линейно-алгебраической задаче на собственные значения и собственные вектора для разреженной матрицы большой размерности, по которой находятся дискретные значения постоянных распространения мод и соответствующие им компоненты магнитного поля в узлах разностной сетки. Поперечные компоненты электрического поля можно выразить через рассчитанные компоненты магнитного поля.

Описанная методика вычислений была использована для расчета параметров мод поляризатора. Слабонаправляющий каналный волновод в стеклянной подложке (сформированный по технологии термического ионного обмена) имел размеры  $2,5 \times 3,75$  мкм. Показатель преломления подложки из стекла и сердцевины волновода:  $n_1 = 1,5151$  и  $n_2 = 1,5223$ , соответственно. Показатель преломления пленки  $n_3 = 2,4$ . Длина волны  $\lambda = 0,85$  мкм. Показатель преломления воздуха  $n_4$  равен 1.

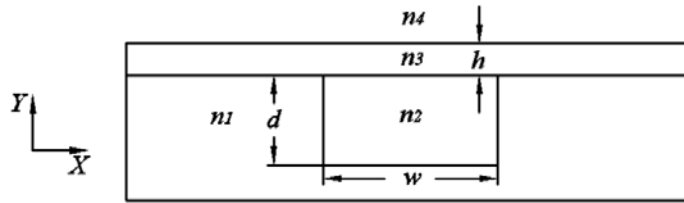


Рисунок 2.5 – Форма поперечного сечения канального оптического волновода в стекле с покрывной пленкой

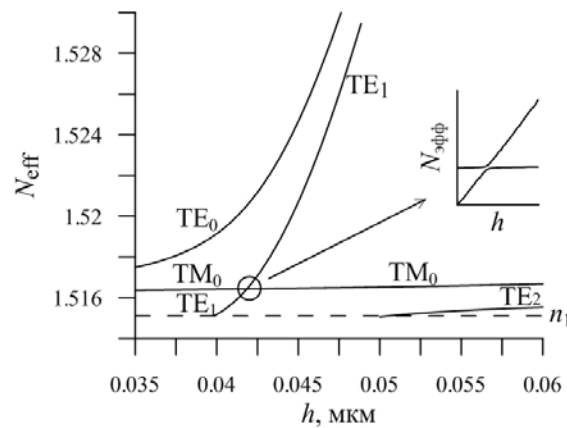


Рисунок 2.6 – Зависимость эффективных показателей преломления мод волновода от толщины высокопреломляющей покрывной пленки. На вкладке - увеличенная часть этой зависимости в области толщин пленки, соответствующей максимальному сближения эффективных показателей преломления

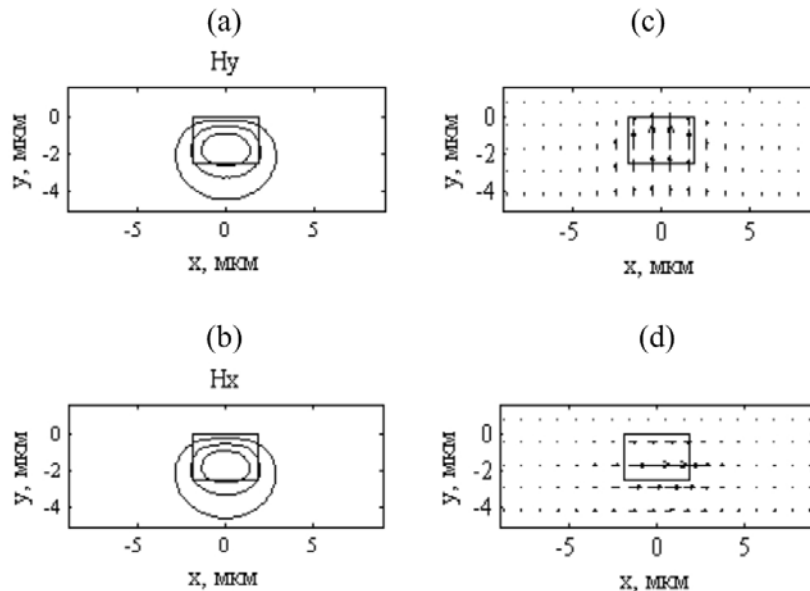


Рисунок 2.7 – Контурные графики распределения компонент магнитного поля  $H_x$  и  $H_y$  для мод  $TE_0$  и  $TM_0$  волновода без пленки - (a) и (b), соответственно, и векторные графики поляризации этих мод - (c) и (d)

Размеры области расчетов в начале вычислений выбирались на порядок большие, чем размеры самого волновода и, при необходимости, уменьшались в процессе расчетов, с учетом уровня локализации полей волноводных мод.

Как показали расчеты, волновод с указанными параметрами (без пленки) поддерживает одну  $TE_0$ -моду и одну  $TM_0$ -моду, то есть система дифференциальных уравнений (2.6) имеет 2 решения.

Была рассчитана зависимость эффективных показателей преломления мод от толщины высокопреломляющей пленки  $h$  для волновода с указанными параметрами. График этой зависимости, отражающий волноводные свойства мод, показан на рисунке 2.6. Как видно из графика, по мере увеличения толщины пленки эффективный показатель преломления моды  $TE_0$  резко увеличивается, и это означает, что данная мода локализуется преимущественно в пленке над основным волноводом.

Однако результаты расчета следующих по порядку мод оказались в некоторой степени неожиданными. По мере роста толщины пленки существовавшая и без нее мода  $TM_0$  эволюционно переходит в моду  $TE_1$ , а возникшая уже при ненулевой толщине пленки мода  $TE_1$  наоборот, трансформируется в моду  $TM_0$ . Причем существует область толщин пленки, при которой две кривые этих мод сильно сближаются, что говорит о наличии в этой области фазового синхронизма между ними. Данная часть графика отдельно показана на вкладке к нему. Особенности поляризационных характеристик мод в этой области и их практическое использование являются темой отдельного исследования, результаты которого представлены в параграфе 2.2.

Далее, по мере роста толщины пленки эффективный показатель преломления моды  $TE_1$  также резко увеличивается, что означает, что и эта мода поддерживается преимущественно самой пленкой. Однако совершенно иными свойствами обладает мода  $TM_0$ , чей эффективный показатель преломления очень слабо изменяется в зависимости от толщины высокопреломляющей пленки, что означает, что данная мода волновода локализована по-прежнему в волноводном канале под пленкой. Таким образом, если выбрать такую область толщин пленки, в которой существуют только 3 моды – две моды  $TE_0$  и  $TE_1$  и одна мода  $TM_0$ , причем эффективные показатели преломления обоих  $TE$ -мод должны быть значительно больше эффективного показателя преломления  $TM_0$ -моды, то такой волновод будет являться основой эффективного  $TM$ -поляризатора по описанному выше принципу для планарного четырехслойного волновода. Ниже будут приведены распределения полей мод с толщиной пленки 50 нм, при которой волновод поддерживает только указанные моды.

На рисунке 2.7 показаны контурные графики распределения компонент магнитного поля  $H_x$  и  $H_y$  для мод  $TE_0$  и  $TM_0$  волновода без пленки, и векторные графики поляризации магнитного поля этих мод. Как видно, обе моды волновода линейно поляризованы и ортогональны

друг другу.

На рисунке 2.8 показаны контурные графики распределения компонент магнитного поля мод  $TE_0$  и  $TE_1$  волновода с пленкой толщиной 50 нм и векторные графики поляризации магнитного поля этих мод. Как видно, поля обеих мод локализованы преимущественно в пленке. На рисунке 2.9 показан контурный график распределения компонент магнитного поля моды  $TM_0$  волновода с пленкой той же толщины и векторный график поляризации этой моды. Как видно, распределение поля моды  $TM_0$  с пленкой и без пленки отличаются друг от друга. Очевидно существенное различие в распределениях полей, что подтверждает предложенный принцип поляризационной селекции – на обоих стыках волноводов с пленкой и без пленки без особых потерь будет распространяться только одной поляризации ( $TM$  при указанных параметрах) а излучение ортогональной ей поляризации ( $TE$ ) при прохождении этих стыков волноводов будет преимущественно рассеиваться в подложку.

При толщине пленки свыше 50 нм появляется следующая по порядку мода  $TE_2$  (см. рисунок 2.6), имеющая два максимума интенсивности поля в вертикальном направлении (по оси  $Y$ ) – один в пленке и один в слабонаправляющем волноводе, и поляризационная селективность излучения в четырехслойном волноводе резко снижается.

Таким образом, можно сделать вывод, что двумерная локализация оптического излучения в канальном волноводе не изменяет высокополяризующие свойства предложенного устройства, но модовый состав канального волновода с нанесенной поверх него диэлектрической пленкой имеет некоторые отличия от модового состава рассмотренного выше планарного волновода. Слабонаправляющий волновод в стеклянной подложке, покрытый диэлектрической пленкой определенной толщины с высоким показателем преломления является эффективным поляризатором, пропускающим, в зависимости от толщины пленки, волны либо  $TE$ - либо  $TM$ -поляризации.

Рассчитан коэффициент экстинкции поляризатора – базовый параметр, характеризующий его эффективность, который можно измерить при его экспериментальных исследованиях. Поляризатор основан на составном волноводе и включает в себя 3 волноводных сегмента (рисунок 2.1).

Предложенный способ поляризационной фильтрации оптического излучения базируется на отличии коэффициентов пропускания для волн  $TE$ - и  $TM$ -поляризации на двух ступенчатых неоднородностях: первом стыке трехслойный волновод – четырехслойный волновод и втором стыке четырехслойный волновод – трехслойный волновод. Некоторая доля оптической энергии рассеивается в окружающее пространство, преимущественно в стеклянную подложку и эта доля для  $TE$ - и  $TM$ -поляризации оптического излучения существенно различная.

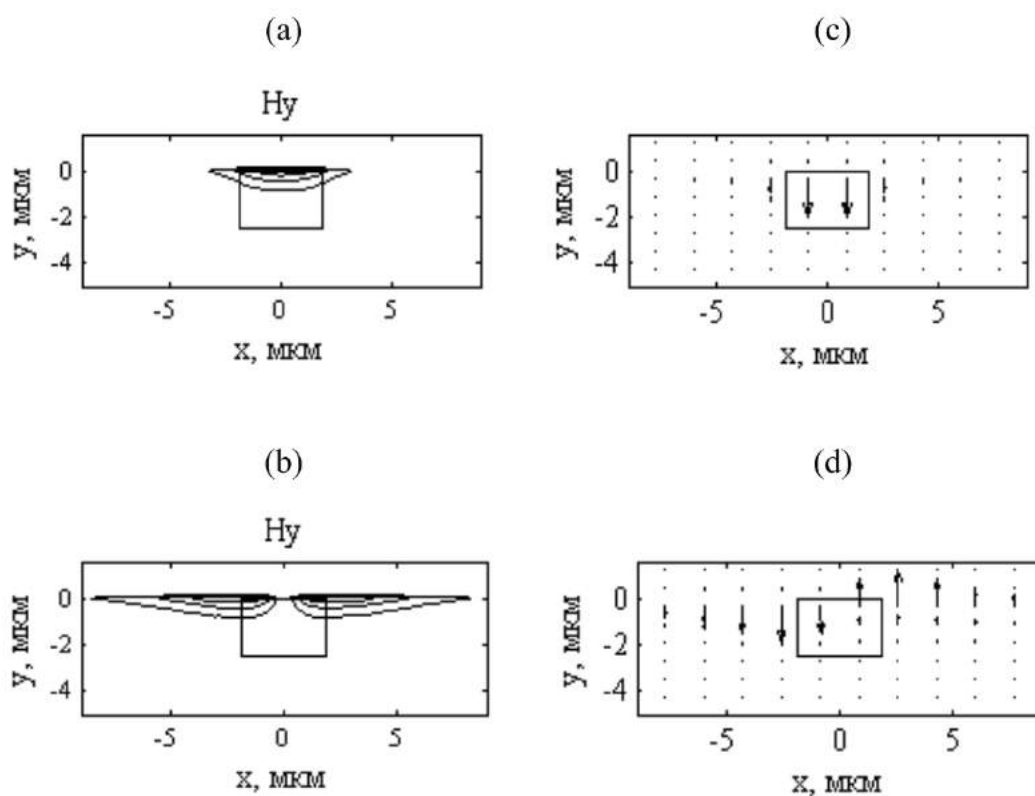


Рисунок 2.8 – Контурные графики распределения компонент магнитного поля  $H_x$  и  $H_y$  для мод  $TE_0$  и  $TE_1$  волновода с пленкой толщиной 50 нм - (а) и (b), соответственно, и векторные графики поляризации этих мод - (c) и (d)

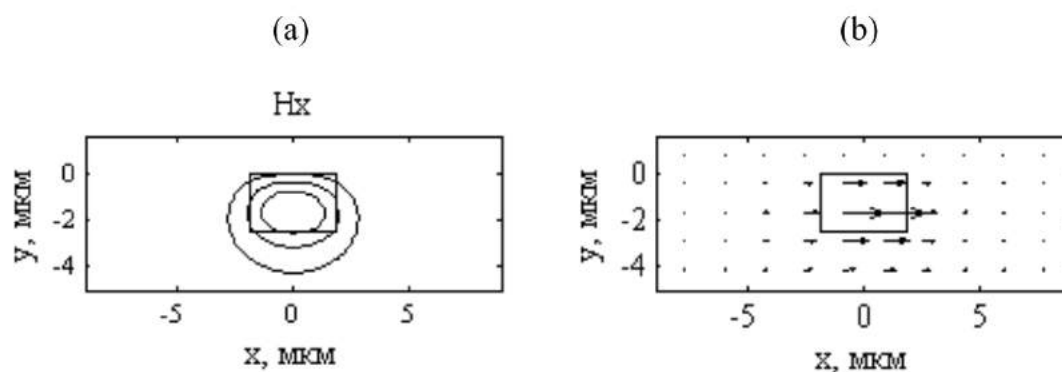


Рисунок 2.9 – Контурный график распределения компоненты магнитного поля  $H_x$  для моды  $TM_0$  волновода с пленкой толщиной 50 нм - (а), и векторный график поляризации этой моды - (b)

Для точного расчета вносимых потерь оптической энергии у пропускаемого через поляризатор излучения необходимо, строго говоря, учитывать распространение полного поля излучения, которое состоит из суперпозиции волноводных и радиационных (излучательных) мод. Но необходимые для этого вычисления нормализованных амплитуд радиационных (излучательных) мод многослойных волноводов очень сложные и громоздкие.

Упрощенно можно ограничиться вычислением коэффициентов связи волноводных мод на двух неоднородностях – 2-х стыках трех- и четырехслойного волновода, не имеющих связи между собой

Условие непрерывности компонент полей на границе трех- и четырехслойного волновода в пренебрежении отражением для ТЕ-мод имеет вид [7]:

$$E_y^i(x) = c_t E_y^t(x) + \int_0^{k_0 n_s} q_t(\beta') E_y^t(x, \beta') d\beta', \quad (2.7)$$

и для ТМ-мод

$$H_y^i(x) = c_t H_y^t(x) + \int_0^{k_0 n_s} q_t(\beta') H_y^{t*}(x, \beta') d\beta', \quad (2.8)$$

где индексы  $i$  и  $t$  соответствуют параметрам падающей на стык волноводов волны и выходящей через него,  $E_y$  и  $H_y$  – нормализованные на единицу мощности поля мод,  $c_t$  – коэффициент связи направленных мод,  $q_t$  – коэффициент связи направленной моды с радиационной модой (модой излучения). Коэффициенты связи направленных мод можно рассчитать как:

$$c_t = \frac{\beta_i \beta_t}{\beta_i + \beta_t} \frac{1}{\omega \mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} E_y^i(x) E_y^{t*}(x) dx \quad (2.9)$$

для ТЕ-мод, и

$$c_t = \frac{1}{\omega \varepsilon_0} \frac{\beta_i \beta_t \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{n_i(x)} H_y^i(x) H_y^{t*}(x) dx \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{n_t(x)} H_y^i(x) H_y^{t*}(x) dx}{\left( \beta_i \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{n_i(x)} H_y^i(x) H_y^{t*}(x) dx + \beta_t \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{n_t(x)} H_y^i(x) H_y^{t*}(x) dx \right)}, \quad (2.10)$$

для ТМ-мод.

В целом для ТЕ- и ТМ-волн потери мощности за счет рассеяния на стыке 2-х однородных волноводов характеризуются коэффициентом пропускания

$$T = \frac{P_t}{P_{in}} = |c_t|^2, \quad (2.11)$$

где  $P_{in}$  и  $P_t$  – мощности оптического излучения, переносимые собственными модами слева и справа от границы раздела, соответственно.

Расчетные соотношения (2.9) и (2.10) были применены для определения коэффициентов связи волноводных ТЕ- и ТМ-мод, и эти данные далее были использованы для расчета потерь оптической энергии при прохождении оптического излучения через двойную волноводную неоднородности, образующую поляризатор. В соответствии с этими данными был определен коэффициент развязки между ТЕ- и ТМ-поляризациями.

. Для расчета использовались параметры устройства, соответствующие максимальной поляризационной селективности, аргументы выбора которых были подробно рассмотрены выше. Был рассмотрен ТМ-поляризатор. Показатель преломления стеклянной подложки, слоя сердцевинны слабонаправляющего волновода, диэлектрической покровной пленки и полупространства над этой пленкой – 1,51, 1,52, 2,4, 1, соответственно. Эффективная глубина диффузии (толщина волновода при ступенчатой аппроксимации распределения показателя преломления) – 1,3 мкм, толщина пленки – 0,035 мкм. Длина волны оптического излучения– 0.6328 мкм. Указанные параметры волновода и тип поляризатора (ТМ) выбраны для упрощения расчетов, потому что в данном случае и трехслойный, и четырехслойный волноводные сегменты поляризатора являются одномодовыми.

Для этих параметров волноводов был определен коэффициент экстинкции поляризатора [69-72]:

$$\eta = 2 \cdot 10 \log(T^{-1}), \quad (2.12)$$

где  $T = T_{TE}$ ,  $T_{TM}$  – коэффициенты пропускания ТЕ- и ТМ-мод, соответственно, на одной ступенчатой неоднородности. Коэффициент экстинкции был равен 15 дБ. Вносимые потери оптической энергии в пропускаемую моду имеют величину 0,1 дБ. Можно сделать вывод, что наблюдаемые на рисунке 2.4, рисунке 2.8 и рисунке 2.9 высокие поляризующие свойства подтвердились количественным расчетом основных параметров поляризаторов.



Если четырехслойный волноводный сегмент поддерживает не одну моду, то принципиально ничего не меняется, но в этом случае для расчета коэффициента экстинкции необходимо определять коэффициенты связи моды трехслойного волновода с каждой собственной модой четырехслойного волновода (рисунок 2.1). Исходя из предложенного способа поляризационной фильтрации оптического излучения и следующих из него особенностей пространственной локализации различных волноводных мод в четырехслойном волноводе в этом случае качественно других результатов не было бы получено, но необходимые вычисления были бы значительно более громоздкими.

Как было сказано выше, для расчета потерь оптической энергии на двойной ступенчатой волноводной неоднородности нужно учитывать распространение и видоизменение структуры полного поля излучения. Данная задача очень важна для минимизации длины всего устройства в целом с целью создания эффективного и миниатюрного поляризационного элемента, потенциально пригодного для работы в составе интегрально-оптических схем различного функционального назначения. Поэтому существенно необходимым представлялось оценить влияние рассеиваемого излучения на степень поляризационной избирательности устройства в зависимости от длины пленки.

Для решения данной задачи использовался метод распространяющегося пучка в параксиальном приближении [133-135]. Распространение световой волны для ТЕ-поляризованного излучения в приближении медленно меняющегося волнового пакета в  $\vec{E}$  – формулировке: ( $E_x(y, z) = \mathcal{E}_x(y, z) \exp(-k_0 n_0 z)$ , где  $\mathcal{E}_x$  - амплитуда волнового пакета,  $n_0$  – средний (опорный) показатель преломления волноводной структуры) описывается уравнением:

$$2ik_0 n_0 \frac{\partial \mathcal{E}_x}{\partial z} = \frac{\partial^2 \mathcal{E}_x}{\partial y^2} + k_0^2 (n^2 - n_0^2) \mathcal{E}_x. \quad (2.13)$$

Распространение волны для ТМ-поляризованного излучения в  $\vec{H}$  – формулировке (волновой пакет  $H_x(y, z) = h_x(y, z) \exp(-k_0 n_0 z)$ ,  $h_x(y, z)$  - амплитуда волнового пакета) в том же приближении определяется следующим уравнением:

$$2ik_0 n_0 \frac{\partial h_x}{\partial z} = n^2 \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{n^2} \frac{\partial h_x}{\partial y} \right) + k_0^2 (n^2 - n_0^2) h_x. \quad (2.14)$$

Уравнения (2.13) и (2.14) были решены методом конечных разностей с необходимыми граничными и начальными условиями согласно применяемому методу распространяющегося

пучка. Формулировки уравнений (2.13) и (2.14) специально подобраны для дискретизации во всей области, включая границы раздела волноводных слоев. На краях вычислительного окна использовались условия прозрачной границы [135].

Дискретизация уравнений (2.13) и (2.14) проведена по неявной двухслойной разностной аппроксимации с весовым коэффициентом [136]. Так как слои волновода имеют различные размеры (размер пленки приблизительно в 50 раз меньше размеров ионообменного волновода), то необходимо было использовать неравномерную сетку. Результирующая система сеточных уравнений имеет вид

$$a_j^{l+1} u_{j-1}^{l+1} + b_j^{l+1} u_j^{l+1} + c_j^{l+1} u_{j+1}^{l+1} = a_j^l u_{j-1}^l + b_j^l u_j^l + c_j^l u_{j+1}^l ; j = 1, 2, \dots, M. \quad (2.15)$$

Нижние индексы обозначают дискретизацию по поперечной координате, а верхние - по продольной координате.  $M$  - число внутренних узлов разбиения. Величина среднего (опорного) показателя преломления волнового пакета  $n_0$  принималась равной эффективному показателю преломления волновода.

Для ТЕ-волн коэффициенты сеточного уравнения имеют вид:

$$\begin{aligned} a_j^{l+1} &= \frac{2\alpha\Delta z}{\Delta y^- (\Delta y^- + \Delta y^+)}, \quad c_j^{l+1} = \frac{2\alpha\Delta z}{\Delta y^+ (\Delta y^- + \Delta y^+)}; \\ b_j^{l+1} &= -2ik_0 n_0 - \alpha\Delta z \left( \frac{2}{(\Delta y^- + \Delta y^+)} \right) \left( \frac{1}{\Delta y^-} + \frac{1}{\Delta y^+} \right) + \alpha\Delta z k_0^2 (n_j^2 - n_0^2); \\ a_j^l &= -\frac{2(1-\alpha)\Delta z}{\Delta y^- (\Delta y^- + \Delta y^+)}, \quad c_j^l = -\frac{2(1-\alpha)\Delta z}{\Delta y^+ (\Delta y^- + \Delta y^+)}; \\ b_j^l &= -2ik_0 n_0 + (1-\alpha)\Delta z \left( \frac{2}{(\Delta y^- + \Delta y^+)} \right) \left( \frac{1}{\Delta y^-} + \frac{1}{\Delta y^+} \right) - \\ &\quad (1-\alpha)\Delta z k_0^2 (n_j^2 - n_0^2); \\ \Delta y^- &= y_j - y_{j-1}, \quad \Delta y^+ = y_{j+1} - y_j. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Для ТМ-волн сеточное уравнение формируется аналогичным образом.

В общем случае схема устойчива при весовом коэффициенте  $\alpha \geq \frac{1}{2}$ . Была использована схема Кранка-Николсона  $\left( \alpha = \frac{1}{2} \right)$ . На каждом шаге вычислений задача трансформировалась к решению системы линейных уравнений, имеющей трехдиагональную матрицу большой размерности  $M \times M$  с комплексными элементами.

Для вычисления коэффициента экстинкции нужно рассчитать мощность, переносимую оптическими волнами, в случае планарного волновода на единицу поперечного направления:

$$P(z) = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \left( \int_{-\infty}^{\infty} E_x(y, z) H_y^*(y, z) dy \right). \quad (2.17)$$

Поперечные компоненты связаны между собой:

$$H_y = \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial y}. \quad (2.18)$$

Для волноводных мод мощность, переносимая модой, рассчитывается по формуле:

$$P = \frac{\beta}{2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} |E_x(y)|^2 dy. \quad (2.19)$$

Для расчета мощности полного поля излучения необходимо использовать численное дифференцирование по формуле (2.17). Коэффициент экстинкции был вычислен по своему исходному определению:

$$\eta = 10 \log \left( \frac{P_{in}}{P_{out}} \right), \quad (2.20)$$

$P_{out}$  – мощность, переносимая оптическим излучением на выходе выходной трехслойной волноводной секции.

С применением метода распространяющегося пучка были построены картины распространения ТЕ- и ТМ-поляризованных волн в поляризаторе ТМ-типа, с толщиной высокопреломляющей диэлектрической пленки 30 нм.

В первую очередь для такого поляризатора был рассмотрен случай прохождения ТЕ-поляризации. Применялась дискретизация области вычислений на 2000 узлов; шаг по координаты  $z$  был равен половине шага координате  $y$ .

Был рассмотрен процесс пространственного перераспределения световой энергии ТЕ-волны в начальной части волноводного сегмента, который образован четырехслойным волноводом (рисунок 2.10(a)). Как видно по рисунку, большая часть мощности, переносимая вход-

ной оптической волной, в волноводную моду четырехслойного волновода не переходит.

Расчеты выявили определенные особенности в закономерностях рассеяния поступающего на поляризатор излучения, которое подавляется в нем. Формирование волноводной моды четырехслойного волновода за счет существенного различия в пространственных распределениях полей трех- и четырехслойного волновода порождает направленную волну, которая движется под небольшим углом к продольной оси волновода. Мода четырехслойного волновода и указанная волна взаимодействуют друг с другом, и это взаимодействие носит характер направленной связи, при котором имеет место поочередное увеличение амплитуды каждой из волн. Данное взаимодействие уменьшается на больших расстояниях. Поэтому в результате происходит селекция волноводной моды четырехслойного волновода.

Описание подобного эффекта и сходной картины интерференции волн приводится в работе [137], в которой проводится анализ ТЕ-поляризатора на основе волновода в стекле, покрытого диэлектрическим буферным слоем и металлической пленкой.

Был исследован процесс пространственного перераспределения световой энергии ТЕ-поляризованных волн на выходе поляризатора. Рассмотрим распространение волны ТЕ-поляризации на небольшом сегменте выходного слабонаправляющего волновода (рисунок 2.10(b)). Видно, что формирование собственной моды сопровождается сильным рассеянием на расстоянии порядка 20 мкм. В дальнейшем распространение волноводной моды особенностей не имеет.

Далее расчет был проведен для выделяемой поляризации ТМ-типа. На рисунке 2.10(c) представлен фрагмент распространения ТМ-поляризованной волны (компонента  $H_x$ ) на начальном фрагменте четырехслойного волноводного сегмента ТМ-поляризатора при подаче на его вход волноводной моды трехслойного волновода той же поляризации. По картине распространения направленной волны видно, что ее рассеяние волны незначительно и имеет место на очень коротком расстоянии порядка 10 мкм. На больших расстояниях плавная трансформация формы входной волны с постепенным формированием собственной моды четырехслойного волновода происходит эволюционно и без потерь оптической энергии. Исследовать дальнейшее распространение этой волны на больших расстояниях не нужно, так как распределения электрических и магнитных полей волноводных мод любого продольно-однородного волновода инвариантно по координате  $z$ .

Аналогичная картина наблюдается и при распространении ТМ-волны в выходном трехслойном волноводе.

Рассчитанные по формуле (2.20) потери в выделяемую поляризационную компоненту излучения составили 0,1 дБ, что совпадает с результатом расчета потерь на двойной ступенчатой неоднородности с использованием интегралов перекрытия полей.

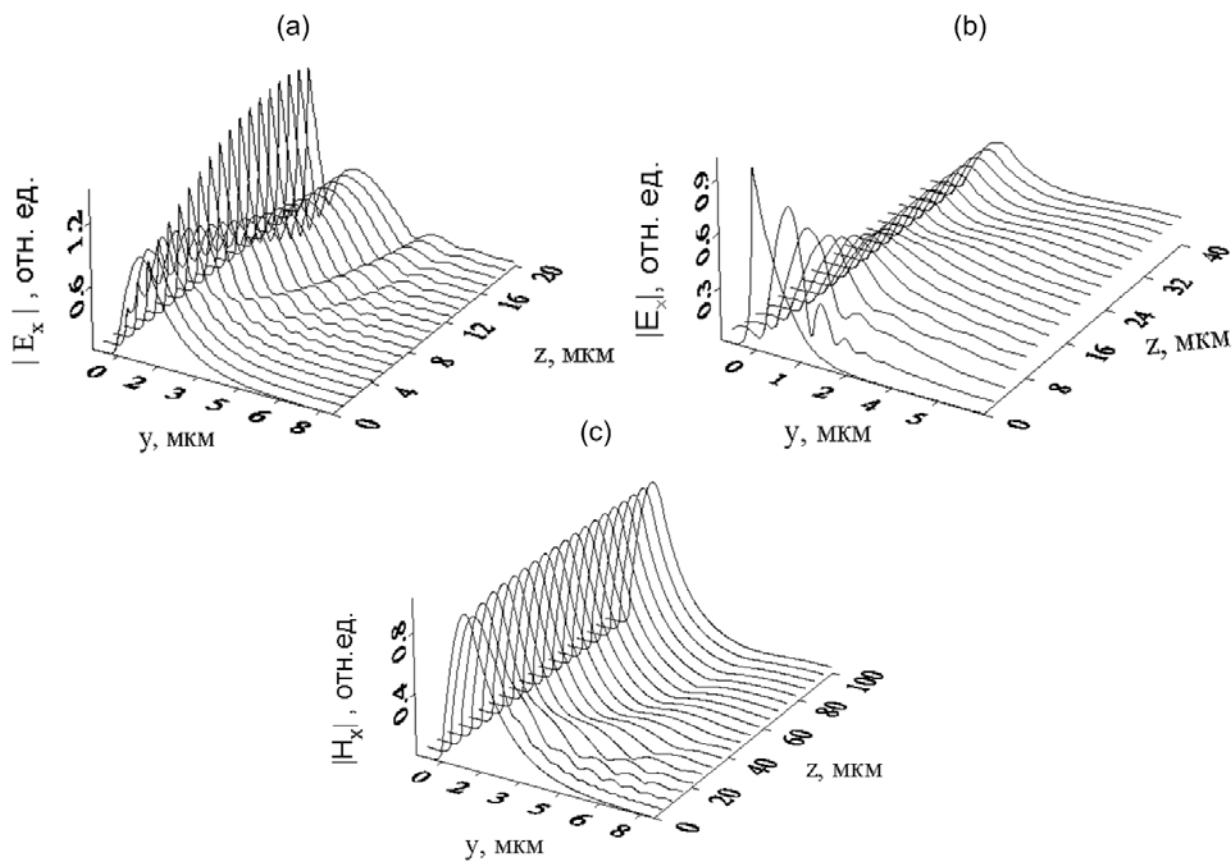


Рисунок 2.10 – а. Фрагмент распространения ТЕ-поляризованных волн на начальном отрезке четырехслойной волноводной секции ТМ-поляризатора;  
 б. Картина распространения ТЕ-поляризованных волн на начальном участке выходной трехслойной волноводной секции ТМ-поляризатора  
 с. Фрагмент распространения ТМ-поляризованной волны на начальном отрезке четырехслойной волноводной секции ТМ-поляризатора

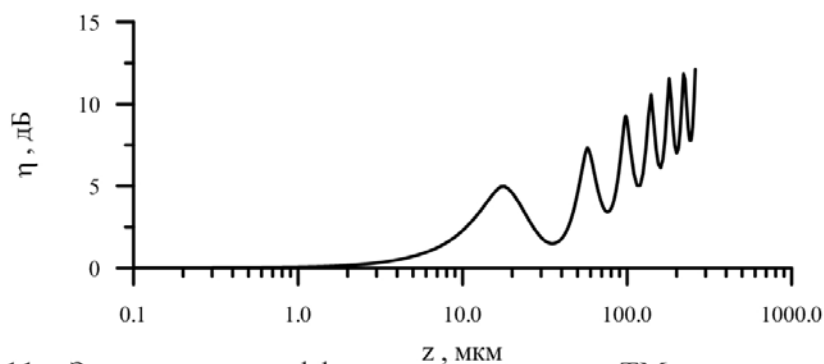


Рисунок 2.11 – Зависимость коэффициента экстинкции ТМ-поляризатора от длины четырехслойной волноводной секции в области малых длин пленки; логарифмический масштаб оси абсцисс

Рассчитан коэффициент экстинкции поляризатора в зависимости от длины четырехслойного волновода. Результаты вычислений при малых длинах высокопреломляющей пленки приведены на рисунке 2.11. Затухающие осцилляции, как было описано выше, вызваны процессом направленной связи волн. Коэффициент экстинкции составил 15 дБ при длине поляризатора 5 мм, и при увеличении длины пленки сверх этой величины своего значения не изменял.

Можно увеличить коэффициент экстинкции поляризатора путем каскадирования ступенчатых неоднородностей трех/четырёхслойного волновода [138].

В итоге, разработан способ поляризационной селекции ТЕ- и ТМ-волн, основанный на модовом двулучепреломлении четырехслойного диэлектрического волновода, состоящего из ионообменного канала, покрытого высокопреломляющей диэлектрической пленкой; проведен теоретический анализ его поляризационных свойств. Результаты экспериментального исследования поляризаторов данного типа приведены в параграфе 4.1.

Предложена новая простая оптическая схема и конструкция заградительного фильтра для волноводных усилителей оптического излучения на основе четырехслойного волновода [139]. Фильтр может быть интегрирован с самим волноводным усилителем в составе единой монолитной схемы.

В основе конструкции спектрального фильтра лежит четырехслойный оптический волновод – слабонаправляющий каналный волновод, полученный методом ионного обмена в стекле, часть которого покрыта диэлектрической пленкой с высоким показателем преломления подобранной толщины. Схема фильтра показана на рисунке 2.12(а). Назначение фильтра состоит в подавлении излучения накачки  $\lambda_n$  при сохранении оптической мощности информационного сигнала с длиной волны  $\lambda_c$ .

Принцип работы спектрального фильтра основан на особенностях дисперсионной характеристики составного четырехслойного волновода и следующими из нее волноводными свойствами мод различных порядков. А именно, для определенной поляризации оптического излучения, ТЕ или ТМ, существуют определенные значения длин волн, при которых поля всех мод составного волновода оказываются локализованными преимущественно в верхнем слое с пленкой. Поэтому введенное в каналный волновод в стекле излучение будет эффективно рассеиваться на первом входном стыке с волноводом, покрытым пленкой. Небольшая часть мощности, которая перешла к волноводным модам промежуточного волноводного сегмента, также будет эффективно рассеяна на выходном стыке с волноводом, идентичном входному волноводу. Ниже будет произведен расчет конструкции заграждающего фильтра и его основных параметров.

Следует отметить, что в мировой научной литературе описаны конструкции оптических волноводных спектральных фильтров, также использующие нанесение дополнительных слоев

на основной волновод или волокно D-типа. Существует концепция так называемого резонансного слоя [140], позволяющая создавать интегрально-оптические схемы для реализации различных операций с оптическими сигналами (поляризационная и спектральная фильтрация, вращение плоскости поляризации и др.) за счет добавления к базовому волноводу дополнительных слоев. Для получения эффекта резонансного слоя необходимо нанести на поверхность волновода через низкопреломляющий буферный слой дополнительный слой с относительно высоким показателем преломления (обычно обладающий затуханием). При заданных толщинах и определенном диапазоне показателя преломления резонансного слоя, в этом слое будет наблюдаться вторичный максимум основной моды составного волновода. Таким образом, рассматриваемая волноводная структура представляет собой направленный ответвитель с вертикально расположенными волноводами, в котором происходят биения мод, приводящие к перераспределению уровня локализации поля между каналами.

Для создания заградительных спектральных фильтров у такого ответвителя параметры волнопроводов и длина области взаимодействия подбирается так, что существенная часть интенсивности волноводной моды окажется локализованной в резонансном слое [141-142]. Такие фильтры похожи на фильтр, предложенный в настоящей работе. Внешнее отличие предлагаемой конструкции заградительного фильтра от описанных в этих работах схем фильтров состоит в отсутствии буферного слоя. Но принцип работы предлагаемой конструкции использует другой эффект и резонансная связь волн в волноводе не используются.

Расчет спектрального фильтра проведен на основе планарной модели оптического волновода (см. рисунок 2.12(b)). Как известно, методом эффективного показателя преломления можно свести задачу расчета волноводных параметров трехмерного волновода к расчету планарного волновода [4].

Методика расчета сводилась к следующему: для выяснения модового состава волновода в диапазоне длин волн 0,6–1,55 мкм производился расчет эффективных показателей преломления всех мод. С использованием этих значений рассчитывались распределения полей мод, что позволяло, в конечном счете, вычислить коэффициент пропускания оптического фильтра на любой длине волны. Как было сказано выше, рассеяние волн на стыках трехслойного волновода с четырехслойным обусловлено рассогласованием форм полей мод.

Модовый состав и дисперсионные свойства волноводных мод четырехслойного волновода можно исследовать на основе прямого решения его дисперсионных уравнений (2.1) и (2.3) при варьировании длины волны.

Рассмотрим случай ТЕ-поляризации. Для всех ТЕ-мод различных порядков была построена зависимость эффективного показателя преломления от длины волны излучения в указанном диапазоне длин волн. При этом учитывалась дисперсия стеклянной подложки. Использовалась

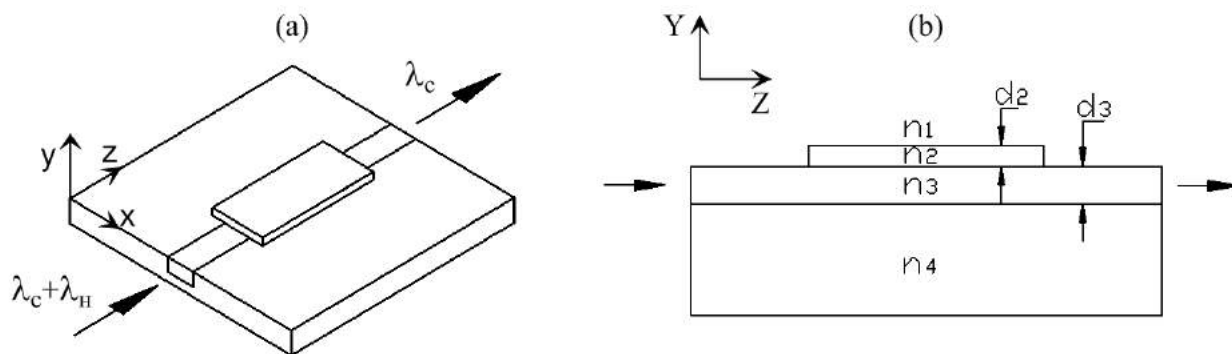


Рисунок 2.12 – а. Схема оптического заграждающего волноводного фильтра;  
 б. Схема планарной модели фильтра для расчета

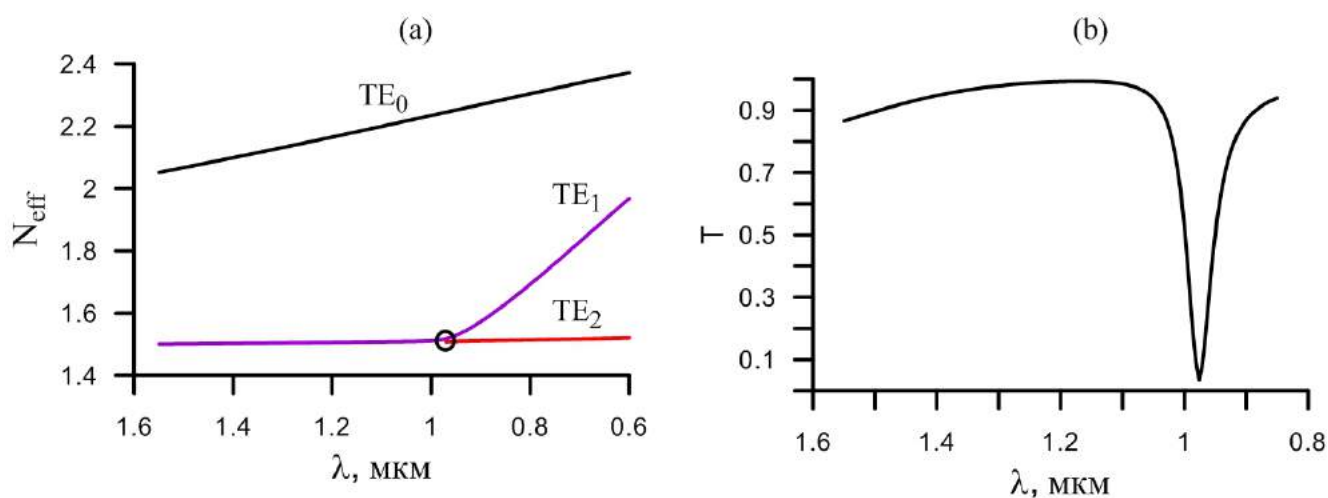


Рисунок 2.13 – а. Дисперсионная характеристика четырехслойного оптического волновода;  
 б. Спектральная зависимость коэффициента пропускания узкополосного заграждающего фильтра на основе оптического волновода

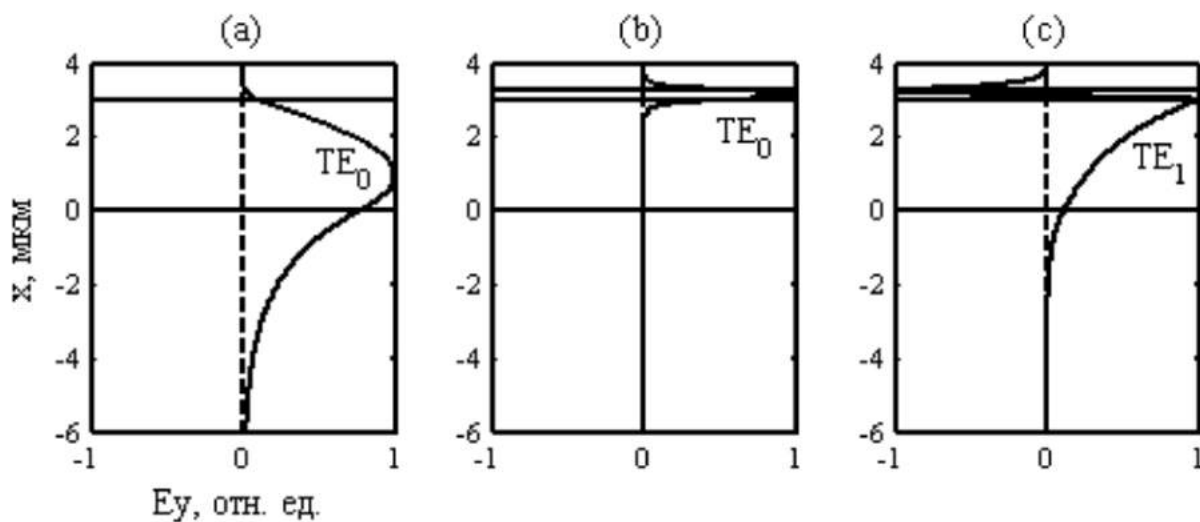


Рисунок 2.14 – а. Распределение электрического поля моды  $TE_0$  входного и выходного трехслойного волновода на центральной длине волны заграждающего фильтра 0,98 мкм. б и с. Распределение электрического поля мод  $TE_0$  и  $TE_1$  четырехслойного волновода на той же длине волны



информация о дисперсии стекла типа К-8, согласно которой его показатель преломления данного типа стекла имеет следующую спектральную зависимость [143]:

$$n_4 = (a_1 + a_2\lambda^2 + a_3\lambda^{-2} + a_4\lambda^{-4} + a_5\lambda^{-6} + a_6\lambda^{-8})^{1/2}, \quad (2.21)$$

где  $a_1 = 2,2699804$ ;  $a_2 = -9,8250605 \cdot 10^{-3}$ ;  $a_3 = 11,017203 \cdot 10^{-3}$ ;  $a_4 = 0,76606834 \cdot 10^{-4}$ ;  $a_5 = 1,1616952 \cdot 10^{-5}$ ;  $a_6 = 5,81309 \cdot 10^{-7}$ . Непосредственно, параметры самого волновода, подобранные для подавления линии излучения лазера накачки волоконно-оптического эрбиевого усилителя с длиной волны 0.98 мкм, были приняты следующими: приращение показателя преломления  $\Delta n = 0.007$  (это может быть как  $K^+$ -волновод, так и  $Ag^+$ -волновод), соответственно показатель преломления волноводного канала  $n_3 = n_4 + \Delta n$ , толщина волновода  $d_3 = 3$  мкм (ступенчатый профиль показателя преломления), толщина пленки  $d_2 = 0,29$  мкм, ее показатель преломления  $n_2$  равен 2,4. В качестве покровной среды выступал воздух, с показателем преломления  $n_1$ , равным 1.

На рисунке 2.13(a) показан дисперсионная характеристика волновода – график зависимости эффективных показателей преломления волноводных мод различных порядков от длины волны. Как видно из графика, фундаментальная  $TE_0$  и мода первого порядка  $TE_1$  в расчетном диапазоне длин волн не имеют отсечки. Мода  $TE_2$  имеет длину волны отсечки 0,95 мкм, что отмечено на графике. Входной трехслойный волновод в диапазоне 0,9–1,6 мкм является одномодовым.

Расчет базовых характеристик заградительного фильтра – спектральной зависимости его коэффициента передачи производился путем оценки мощности излучения, которое проходит через промежуточный четырехслойный волновод, то есть проходит два стыка трехслойный-четырёхслойный волновод.

В любом оптическом волноводе общее поле излучения может быть представлено как суперпозиция направленных и радиационных мод. На входном стыке волноводов электрическое поле входного одномодового трехслойного волновода  $E_x^{in}$  в пренебрежении отражением может быть представлено суммой мод многомодового четырехслойного волновода с различными весовыми коэффициентами [7]:

$$E_x^{in} = \sum_k c_t^k E_x^k \exp(-i\beta_k z) + \int_0^{k_0 n_4} q_t(\beta') E_x(y, \beta') \exp(-i\beta' z) d\beta', \quad (2.22)$$

где  $E_x^k = E_x^k(y)$  – распределение электрического поля волноводной моды порядка  $k$  четырехслойного волновода,  $\beta_k$  – ее константа распространения,  $c_t^k$  – коэффициент связи входного излучения (моды входного волновода) с волноводной модой порядка  $k$ ,  $q_t$  – коэффициент связи входной волноводной моды с радиационными модами (модами излучения),  $E_x(y, \beta')$  – распределение поля радиационной моды с константой распространения  $\beta'$ ,  $k_0$  – волновой вектор вакуума. Суммирование проводится по всем волноводным модам четырехслойного волновода.

Коэффициент связи между фундаментальной модой входного волновода и волноводными модами различных порядков четырехслойного волновода определяется по интегралу перекрытия полей:

$$c_t^k = \frac{\beta_k}{2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} E_x^{in}(y) E_x^k{}^*(y) dy, \quad (2.23)$$

где  $\omega$  – круговая частота колебаний напряженности электрического поля,  $\mu_0$  – магнитная постоянная, индекс “\*” обозначает операцию комплексного сопряжения.

Та часть мощности, которая перейдет к волноводным модам четырехслойного волновода, будет определяться как

$$T = \frac{P_{4-layer}}{P_{in}} = \sum_k |c_t^k|^2, \quad (2.24)$$

где  $P_{4-layer}$  – суммарная мощность, переносимая модами четырехслойного волновода,  $P_{in}$  – мощность на входе волноводного фильтра (мощность, переносимая модой трехслойного волновода).

Для расчета общего коэффициента пропускания оптического фильтра можно, в первом приближении, не учитывать связь радиационных мод промежуточной волноводной секции с волноводной модой выходного трехслойного волновода и ограничиться расчетом коэффициентов связи направленных волн на двух независимых неоднородностях. То есть общий коэффициент передачи фильтра, определяемый как  $T = P_{out}/P_{in}$  ( $P_{out}$  – мощность, переносимая модой выходного волновода), можно рассчитать по формуле:

$$T = \left( \sum_k |c_t^k|^2 \right)^2. \quad (2.25)$$

График зависимости коэффициента пропускания спектрального фильтра от длины волны показан на рисунке 2.13(b). Используются указанные выше параметры волновода, которые подобраны для внесения максимального затухания в проходящее излучение на длину волны 0,98 мкм. Коэффициент пропускания фильтра на этой длине волны составляет величину 0,03 (15 дБ). С другой стороны, вносимые потери фильтра на длине волны 1,55 мкм составляют всего 0,6 дБ.

Следует отметить, что прохождение излучения через оптический спектральный фильтр можно интерпретировать с позиций согласования/рассогласования эффективных показателей преломления мод, так как им соответствует согласование полей мод на волноводных стыках схемы.

Процесс подавления нежелательного излучения определенной длины волны иллюстрируют графики полей мод волноводов фильтра. Совмещенные графики для различных TE-мод трехслойного и четырехслойного волновода для центральной длины волны фильтра 0,98 мкм показаны на рисунке 2.14. По форме распределения полей можно судить о достаточном выраженном различии между полем моды трехслойного волновода и полями мод четырехслойного волновода. Как видно, фундаментальная TE<sub>0</sub>-мода четырехслойного волновода локализована практически полностью в пленке, и мода TE<sub>1</sub> также имеет тенденцию к втягиванию в высокопреломляющую пленку. Этим и объясняется выраженный минимум в спектральной зависимости коэффициента пропускания фильтра (см. рисунок 2.18(b)), так как при такой форме полей волноводных мод:

1. большая часть оптической энергии на входном стыке волноводов просто рассеивается в подложку и не переходит в энергию направленных волн четырехслойного волновода;
2. даже та небольшая часть оптической мощности, которая перешла от одной моды трехслойного волновода в различные моды четырехслойного волновода, на выходном стыке снова преимущественно рассеивается в подложку по той же причине рассогласования форм полей мод по обе границы стыка двух разных волноводов.

Наибольшее рассогласование полей возникает как раз в области, примыкающей к условию отсечки для моды следующего порядка, то есть еще не существующей. Данная область на рисунке 2.13(a) отмечена кружком.

Таким образом, впервые предложена новая простая схема оптического волноводного узкополосного заградительного спектрального фильтра на основе четырехслойного оптического волновода – ионообменного волновода, с локально нанесенной высокопреломляющей пленкой. Параметры фильтра подобраны для подавления излучения накачки 0,98 мкм при рабочей длине волны 1,55 мкм, что подходит для использования фильтра в схемах волноводных усилителей оптического излучения на этой длине волны.

## 2.2 Разработка оригинальных методик преобразования плоскости поляризации в слабонаправляющих интегрально-оптических волноводах на основе диэлектрических изотропных слоев

Предложен новый метод создания пассивного поляризационного преобразователя на основе ионообменных волноводов, не содержащих периодические возмущения или поперечную асимметрию профиля волновода [144, 145, 146]. Ранее нашей научной группой проводились работы в этом направлении [147], в которых указывалась на возможность построения волноводных преобразователей поляризации с применением диэлектрических изотропных слоев, но физический механизм преобразования поляризации описан не был.

В работе [148] исследуются оптические нановолноводы полосковой геометрии, полученные по технологии “кремний на изоляторе” (“silicon-on-insulator”). Показано, что у некоторых волноводов обыкновенной полосковой геометрии на основе тонкого наноразмерного слоя высокопреломляющего материала — кремния на подложке из оксида кремния с покровным слоем, показатель преломления которого должен значительно отличаться от показателя преломления подложки (использовался воздушный слой, либо слой из нитрида кремния) существуют особенности их модовой структуры.

При определенной ширине канала в области  $\sim 0,7\text{--}1$  мкм со стандартной для данной технологии толщинами каналов  $0,22$  мкм существуют собственные гибридные моды, которые обладают соразмерными по абсолютной величине поперечными компонентами магнитного поля —  $H_x$  и  $H_y$ , и электрического поля —  $E_x$  и  $E_y$ . При ширине каналов менее указанного диапазона, второй модой (если располагать моды в порядке убывания их эффективного показателя преломления) является линейно-поляризованная мода  $TM_0$ , а при увеличении ширины сверх этого диапазона второй модой будет мода  $TE_1$ , также имеющая линейную поляризацию.

Автором настоящей работы выдвинуто предположение [144–146], что указанные поляризационные свойства высокопреломляющих пленок наноразмерной толщины каким-то образом влияют и на поляризационные свойства волноводов большего размера, в состав которых вводятся эти пленки. Рассмотрен слабонаправляющий канальный волновод с тонкой покровной пленкой из диэлектрического материала с высоким показателем преломления, который значительно превышает показатель преломления и оптического канала, и подложки. Покровной средой являлся воздух. Форма поперечного сечения волновода показана на рисунке 2.15.

Параметры волновода следуют из технологии его формирования методом термического ионного обмена  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  в стеклянной подложке типа К–8. Волновод (без пленки) поддерживает одну  $TE_0$ - и одну  $TM_0$ -моду. Показатель преломления подложки  $n_l = 1,5151$ , приращение

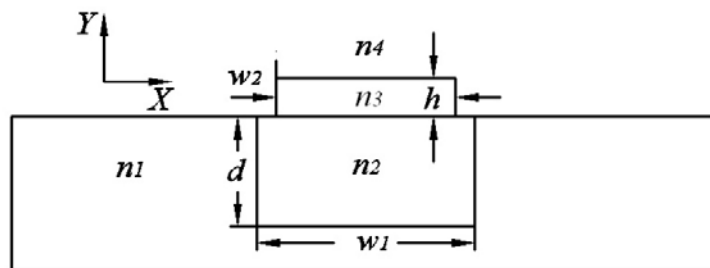


Рисунок 2.15 – Форма поперечного сечения канального оптического волновода в стеклянной подложке с дополнительной покрывной пленкой

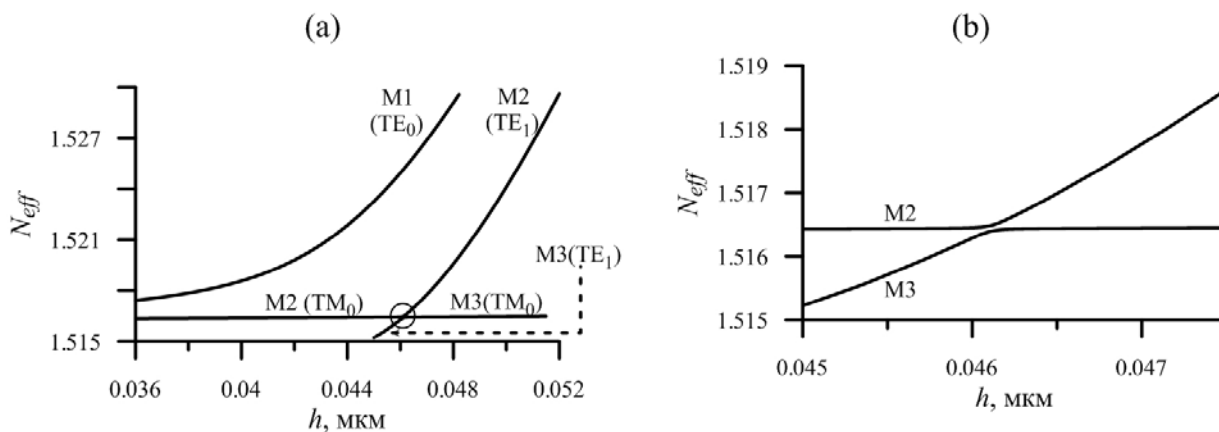


Рисунок 2.16 – а. Зависимость эффективных показателей преломления мод волновода от толщины высокопреломляющей покрывной пленки,  $w_1=w_2$ ; б. Увеличенная часть этой зависимости для мод М2 и М3 в области толщин пленки, соответствующих максимальному сближения их эффективных показателей преломления

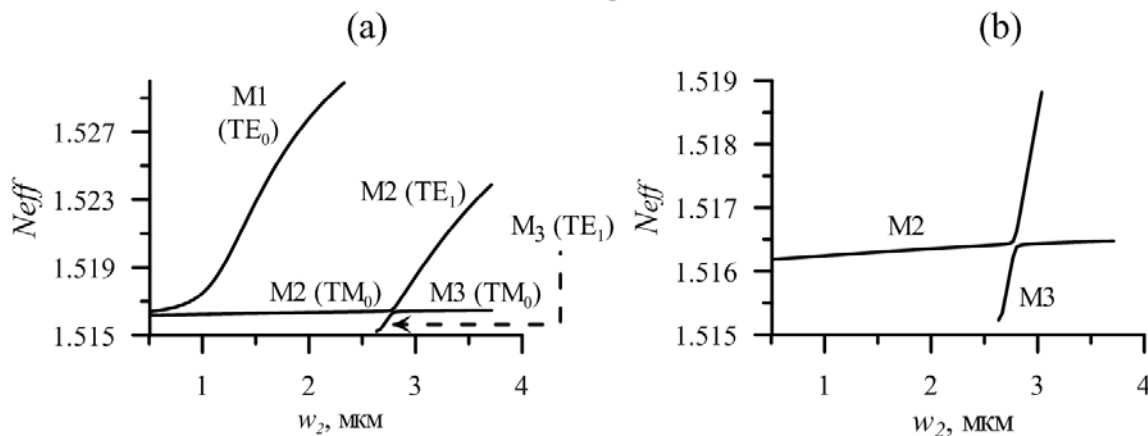


Рисунок 2.17 – а. Зависимость эффективных показателей преломления мод волновода от ширины высокопреломляющей покрывной пленки постоянной толщины; б. Увеличенная часть этой зависимости для мод М2 и М3 в области ширин пленки, соответствующих максимальному сближения их эффективных показателей преломления

показателя преломления в волноводном канале  $\Delta n = 0,0072$ , показатель преломления канала  $n_2 = 1,5223$ . Предварительно, для простоты расчетов использовался канал с прямоугольной формой поперечного сечения, то есть со ступенчатым распределением показателя преломления. Ширина канала  $w = 3,75$  мкм, толщина канала  $d = 2,5$  мкм. Рабочая длина волны  $\lambda = 0,85$  мкм. Выбор длины волны связан с удобством экспериментального исследования поляризационных характеристик такого волновода. В качестве высокопреломляющей пленки была использована пленка сульфида мышьяка  $As_2S_3$  с показателем преломления  $n_3$ , равным 2,4. Показатель преломления воздуха  $n_4$  равен 1.

Следует отметить, что в ходе дальнейших уточняющих расчетов (см. ниже по тексту) вместо волноводного канала прямоугольной формы использовался канал с двумерным градиентным в поперечном сечении показателем преломления, что более точно отражает профиль волновода, сформированного по технологии ионного обмена в стекле.

Для создания поляризационного преобразователя необходимо провести полный векторный анализ мод волновода и определить пространственную структуру всех компонент электрического и магнитного полей. Расчет был проведен посредством конечно-разностного решения векторного волнового уравнения (2.6) [132].

Предварительно проведен анализ мод в стеклянной подложке без пленки. Волновод имеет две линейно-поляризованные моды –  $TE_0$  и  $TM_0$ . Далее была рассчитана зависимость эффективных показателей преломления мод (с момента их появления) от толщины пленки  $h$  в диапазоне толщин 0,036–0,052 мкм. График этой зависимости для мод различных порядков представлен на рисунке 2.16 (а). Первые три моды волновода подписаны на графике как M1, M2 и M3.

Мода M1 имеет линейную поляризацию во всем интервале указанных толщин пленки, ее вектор напряженности электрического поля ориентирован в направлении оси  $X$ , а ее вектор напряженности магнитного поля ориентирован по оси  $Y$ . Согласно классификации мод – эта мода  $TE_0$ . По расчетной зависимости видно, что для мод M2 и M3 существует интервал толщин пленки, в котором их эффективные показатели преломления существенно сближаются. Этот фрагмент рисунка 2.16(а) выделен как отдельный рисунок 2.16(b). Таким образом, из графика 2.16(b) видно, что между модой M2 и модой M3 при определенных толщинах пленки существует фазовый синхронизм.

Мода M2 в интервале толщин пленки менее 0,045 мкм, то есть до зоны близких значений эффективных показателей преломления мод M2 и M3, является модой  $TM_0$ , и ее вектор напряженности электрического поля ориентирован в направлении оси  $Y$ , а вектор магнитного поля – в направлении оси  $X$ .

Однако та же мода М2, по мере увеличения толщины покровной пленки, после прохождения указанной зоны изменяет пространственную структуру электрического и магнитного поля и свою поляризацию и становится модой  $TE_1$ , вектор напряженности которой ориентирован так же, как мода М1, но имеет два максимума интенсивности поля в своем пространственном распределении по оси  $X$ . Моде М3 проявляет себя аналогично, до указанной зоны сближения эффективных показателей преломления эта волноводная мода имеет линейную поляризацию, и она является модой  $TE_1$ , имеющей два максимума в пространственном распределении модуля вектора напряженности электрического поля, а после этой зоны эта мода становится модой  $TM_0$ .

В области (зоне) максимального сближения эффективных показателей преломления мод М2 и М3, в интервале толщины пленки 45–47 нм, обе моды имеют гибридный характер. У обеих этих мод соразмерные поперечные компоненты электрического и магнитного полей, и их поляризация не является линейной.

Проведен аналогичный расчет модовой структуры волновода при вариации ширины пленки, при ее постоянной толщине. На рисунке 2.17(а) представлена зависимость эффективных показателей преломления собственных мод четырехслойного канального волновода от ширины высокопреломляющей покровной пленки постоянной толщины и на рисунке 2.17(б) показана увеличенная часть этой зависимости для мод М2 и М3 в области ширины пленки, соответствующей максимально близким значениям их эффективных показателей преломления. Анализ всех мод волновода, имеющего толщину пленки 50 нм, и их поляризаций показал те же черты модовой структуры, которые были установлены выше для волновода с варьируемой толщиной пленки. При ширине пленки около 3 мкм фундаментальная мода  $TM_0$  трансформируется в моду  $TE_1$ , соответственно, ее поляризация поворачивается на  $90^\circ$ .

На рисунке 2.18 показаны контурные графики распределения поперечных компонентов магнитного поля мод волновода на длине волны 0,85 мкм. Для всех мод показано распределение их основной поперечной компоненты. Для моды М1 ( $TE_0$ ) показано пространственное распределение компоненты  $H_y$ , для моды М2 ( $TM_0$ ) – распределение компоненты  $H_x$  и для моды М3 ( $TE_1$ ) – распределение компоненты  $H_y$ . Также показаны поляризации мод М1, М2 и М3. Толщина пленки 45 нм. На рисунке 2.19 показаны аналогичные графики, но для толщины пленки 48 нм, то есть после прохождения той области, где обе моды имеют гибридный характер.

Из рассмотрения модовой структуры рассматриваемого четырехслойного канального волновода можно сделать итоговый вывод, что мода М2 этого волновода по мере увеличения либо толщины, либо ширины пленки эволюционно изменяет свою поляризацию на  $90^\circ$ .

С привлечением этого факта и путем использования фундаментального принципа модовой эволюции [149] можно создать оптический волноводный элемент для пассивного преобра-

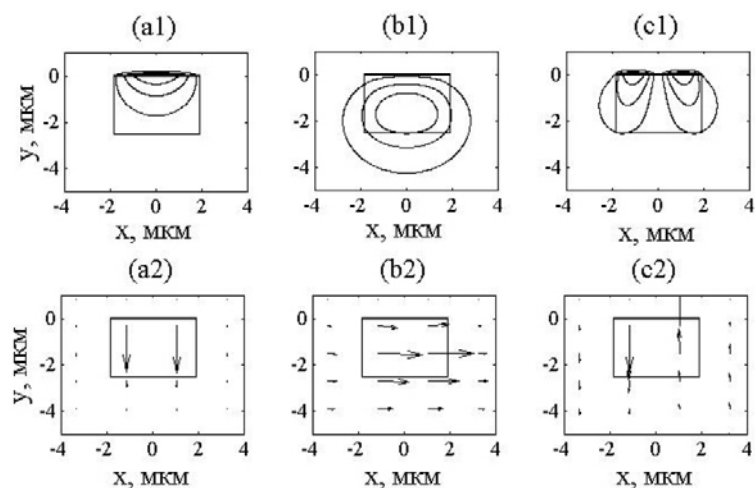


Рисунок 2.18 – Контурные графики распределения поперечных компонентов магнитного поля мод волновода на длине волны 0.85 мкм: M1( $TE_0$ ) - компонента  $H_y$ , M2( $TM_0$ ) - компонента  $H_x$  и M3( $TE_1$ ) - компонента  $H_y$  - (a1), (b1), и (c1), соответственно, и поляризации мод M1, M2 и M3 - a2, b2 и c2, соответственно. Толщина пленки 45 нм

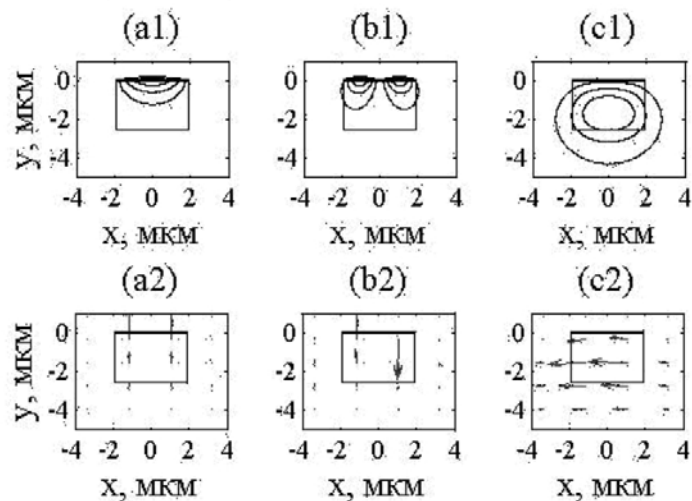


Рисунок 2.19 – Контурные графики распределения поперечных компонентов магнитного поля мод волновода на длине волны 1.55 мкм: M1( $TE_0$ ) - компонента  $H_y$ , M2( $TE_1$ ) - компонента  $H_y$  и M3( $TM_0$ ) - компонента  $H_x$  - (a1), (b1), и (c1), соответственно, и поляризации мод M1, M2 и M3 - a2, b2 и c2, соответственно. Толщина пленки 48 нм

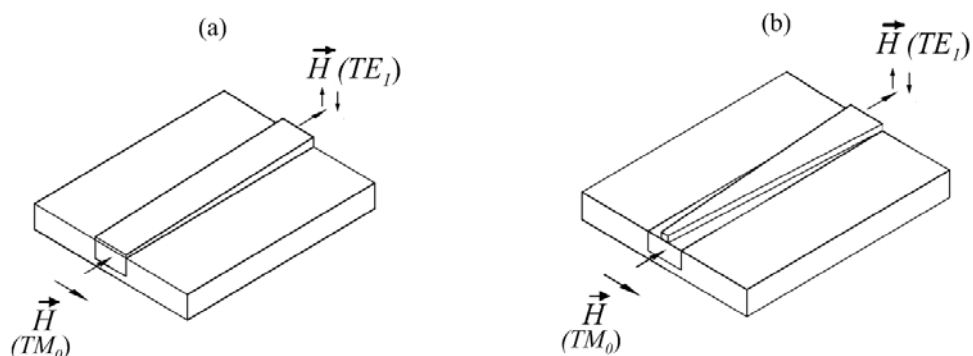


Рисунок 2.20 – Схемы интегрального-оптического пассивного преобразователя поляризации оптического излучения, функционирующего на основе принципа модовой эволюции



зования направления поляризации оптического излучения [145-146]. Принцип работы оптического преобразователя поляризаций, схема которого приведена на рисунке 2.20(a), можно описать следующим образом.

Допустим, что на вход волновода подается излучение ТМ-поляризации, вектор напряженности магнитного поля ориентирован вдоль оси  $X$ . Данное излучение порождает в волноводе моду  $M_2$ , которая начинает распространяться в волноводе. По мере ее распространения за счет адиабатического увеличения толщины покровной пленки, поляризация моды изменяется на  $90^\circ$  и на выходе волновода будет существовать ТЕ-поляризованная мода первого порядка.

Подобным образом будет работать и волноводный оптический преобразователь поляризации, схема которого приведена на рисунке 2.20(b), в котором предлагается адиабатически увеличивать ширину пленки, при ее постоянной толщине. Конструкция такого преобразователя поляризаций, с точки зрения технологии его создания, является более простой, чем вариант с нанесенной пленкой с изменяющейся толщиной.

Ограничением эффективности преобразования поляризаций у предложенных схем является паразитный процесс перехода части оптической энергии у моды  $M_2$  в моду  $M_3$ , так как в некотором, хоть и малом, интервале толщин покровной пленки между этими модами имеет место фазовый синхронизм, обусловленный близкими значениями их эффективных показателей преломления, поэтому будут созданы условия для проявления эффекта направленной связи между модами  $M_2$  и  $M_3$ .

Подавление этого эффекта возможно путем оптимального подбора длины волновода, покрытого клинообразно или рупорообразно нанесенной пленкой, при которой преобразование поляризации происходит эволюционно, с минимумом потерь оптической энергии, но длина волновода, в области толщин пленки, где проявляется фазовый синхронизм между модами  $M_2$  и  $M_3$ , должна быть достаточно мала для минимизации их межмодовой интерференции.

Можно поступить иначе, и с целью построения волноводного преобразователя поляризаций воспользоваться существованием в рассматриваемом волноводе при определенной толщине или ширине канала гибридных мод [144].

На рисунках 2.21 (a) и (b) показаны контурные графики пространственного распределения поперечных компонент магнитного поля  $H_x$  и  $H_y$  моды  $M_2$ , а на рисунках 2.21 (c) и (d) – моды

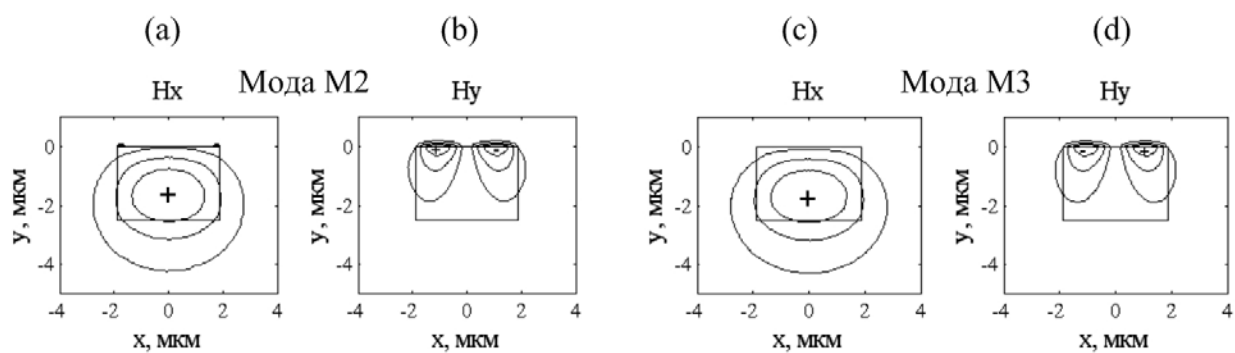


Рисунок 2.21 – Контурные графики распределения компонентов магнитного поля  $H_x$  и  $H_y$  мод волновода M2 и M3 - (a), (b), (c) и (d), соответственно

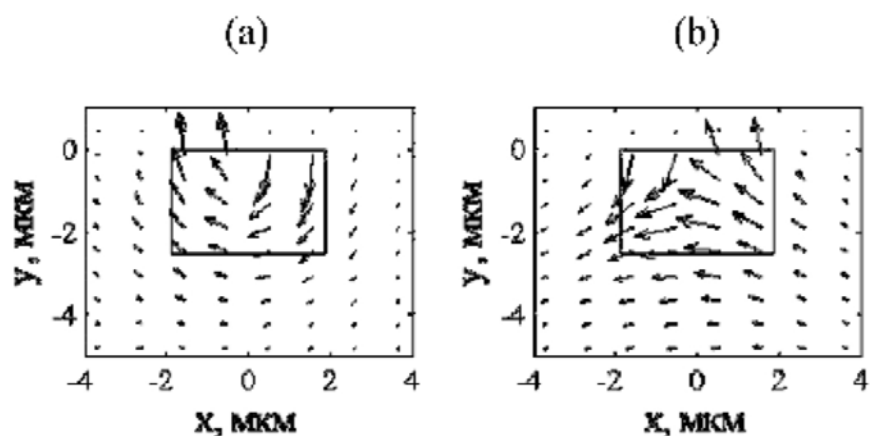


Рисунок 2.22 – Поляризация мод M2 и M3 - (a) и (b), соответственно

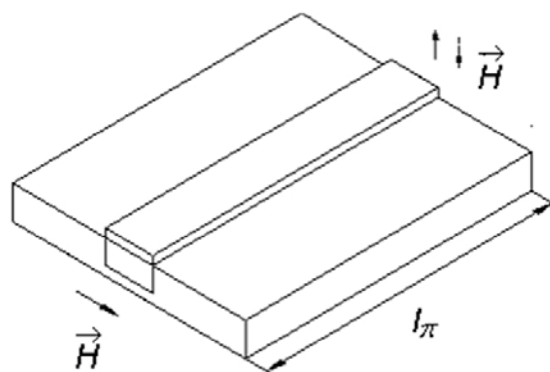


Рисунок 2.23 – Схема интегрального-оптического пассивного преобразователя поляризации оптического излучения, функционирующего на основе интерференции гибридных мод

М3 при толщине пленки 46 нм. Поля мод практически идентичны, с той лишь разницей, что в месте максимума компоненты поля  $H_y$  моды М2 находится минимум компоненты поля  $H_y$  моды М3, и наоборот. Указанное отличие полей показано на рисунке 2.21(b) и рисунке 2.21(d) с помощью знаков “+” и “-“. Поляризации мод М2 и М3, представленные как векторные графики величины  $\{H_x, H_y\}$ , показаны на рисунке 2.22. Как видно, поляризация магнитного поля моды М2 имеет круговой характер и направлена по часовой стрелке, поляризация моды М3 имеет такой же вид, но направлена против часовой стрелки. Данная форма распределения является следствием их гибридного характера, то есть поперечные компоненты магнитного поля соразмерны по абсолютной величине.

С использованием волновода, обладающего такими гибридными модами, возможно создать устройство для пассивного преобразования направления поляризации оптического излучения на  $90^\circ$  [144]. Предлагаемая схема поляризационного преобразователя показана на рисунке 2.23. Принцип работы преобразователя можно объяснить следующим образом. Предположим, что на вход волновода подается оптическое излучение ТМ-поляризации, у которой вектор напряженности магнитного поля направлен вдоль горизонтальной оси  $X$ . Излучение возбуждает обе гибридные моды М2 и М3, которые при распространении интерферируют друг с другом. После прохождения определенного расстояния, равного половине длины биений мод, обе моды будут находиться в противофазе. Компоненты полей  $H_x$  обеих мод взаимно компенсируют друг друга, их суперпозиция в любой точке поперечного сечения волновода близка к нулю.

Но совсем иная ситуация складывается с компонентами магнитного поля  $H_y$  мод М2 и М3. При той же длине волновода особенности пространственного распределения компонент поля  $H_y$  этих двух мод (см. рисунок 2.21(b) и рисунок 2.21(d)) приведут к тому, что их интерференция в любой точке поперечного сечения волновода будет конструктивной и “у”-компонента поля от моды М2, будет усиливать “у”-компоненту поля от моды М3. Следовательно, на выходе волновода будет наблюдаться оптическое излучение от моды  $TE_1$ , в котором вектор напряженности магнитного поля расположен вертикально. Так как преобразователь имеет на входе  $TM_0$ -моду стеклянного волновода (без пленки), поэтому можно говорить о конверсии мод  $TM_0 \rightarrow TE_1$ .

Значение половины длины биений  $L_\pi$ , необходимое для преобразования плоскости поляризации входной световой волны на  $90^\circ$ , можно определить по известной общей формуле, описывающей биения волн [4, 150]:

$$L_\pi = \frac{\pi}{k_0 (N_{eff}^{M2} - N_{eff}^{M3})}, \quad (2.26)$$

где  $N_{eff}^{M2}$  и  $N_{eff}^{M3}$  - эффективные показатели преломления гибридных мод М2 и М3, соответственно. При толщине пленки 46 нм, взятой из области максимального сближения кривых волноводной характеристики (см. рисунок 2.16(b)), и при длине волны 0,85 мкм величина  $L_{\pi}$  составляет 4,37 мм.

Поворот плоскости поляризации предложенных преобразователей поляризации сопровождается конверсией фундаментальной моды  $TM_0$  в моду первого порядка  $TE_1$ . Для большинства практических применений необходимы преобразователи моды  $TM_0$  в моду  $TE_0$ . Поэтому предлагаемые преобразователи нужно дополнить некоторым оптическим элементом, который будет располагаться на его выходе и осуществлять конверсию моды первого порядка  $TE_1$  в фундаментальную моду  $TE_0$ . В самом простом случае это может быть оптический Y-разветвитель, у которого входной волновод обеспечивает распространение моды  $TE_1$ , а выходные волноводы должны быть одномодовыми. В этом случае у преобразователей будут два выхода с модами  $TE_0$ . Если необходим только один выход с модой  $TE_0$ , то можно для преобразования  $TE_1 \rightarrow TE_0$  использовать асимметричный волноводный интерферометр Маха-Цендера со сдвигом фаз волн между плечами, равным  $\pi$ . Для преобразования  $TE_1 \rightarrow TE_0$  возможно также использование элементов направленной связи с применением волноводов с различными параметрами.

Проведены дополнительные исследования, затрагивающие особенности построения волноводных оптических преобразователей поляризации и оптико-физические аспекты механизма преобразования.

Во-первых, проведено исследование влияния асимметрии волновода по вертикальной оси  $Y$  на его поляризационные характеристики и модовый состав, так как именно эта асимметрия служит причиной особенностей мод волновода, что и используется для создания новых преобразователей поляризации. На рисунке 2.24 показаны зависимости эффективных показателей преломления мод волновода от толщины высокопреломляющей покровной пленки для показателя преломления пленки, равного 2 и равного 1,6. Как видно из графиков, в первом случае ( $n_2=2$ ) данная зависимость совершенно такая же, как и в случае вышеприведенных расчетов преобразователя поляризаций при  $n_2=2,4$ . Однако во втором случае ( $n_2=1,6$ ) модовая структура совершенно обычная, моды имеют линейную поляризацию  $TE$  и  $TM$ , и своей поляризации при увеличении толщины покровной пленки не изменяют.

Представлялось интересным подобрать минимальное значение показателя преломления покровной пленки, при котором проявляются описываемые поляризационные эффекты с преобразованием поляризаций мод. На рисунке 2.25(a) представлена зависимость эффективных показателей преломления мод волновода от толщины высокопреломляющей покровной пленки для показателя преломления пленки, равного 1,615, а на рисунке 2.25(b) показана увеличенная часть этой зависимости для мод  $TM_0$  и  $TE_1$  в области толщин пленки, соответствующих

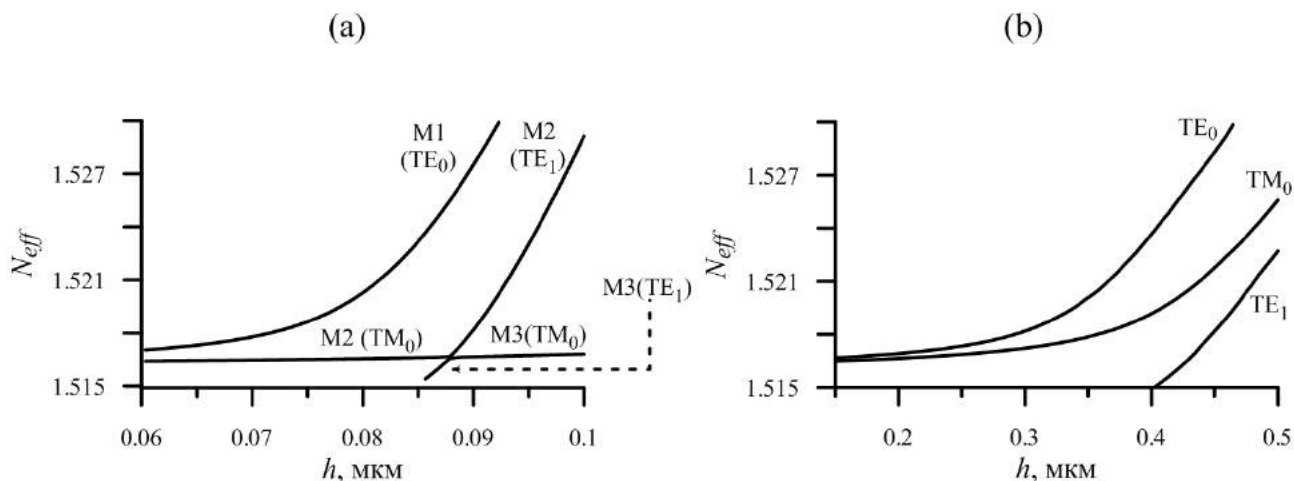


Рис. 2.24 Зависимость эффективных показателей преломления мод волновода от толщины высокопреломляющей пленки,  $n_2=2$  - (a) и  $n_2=1,6$  - (b)

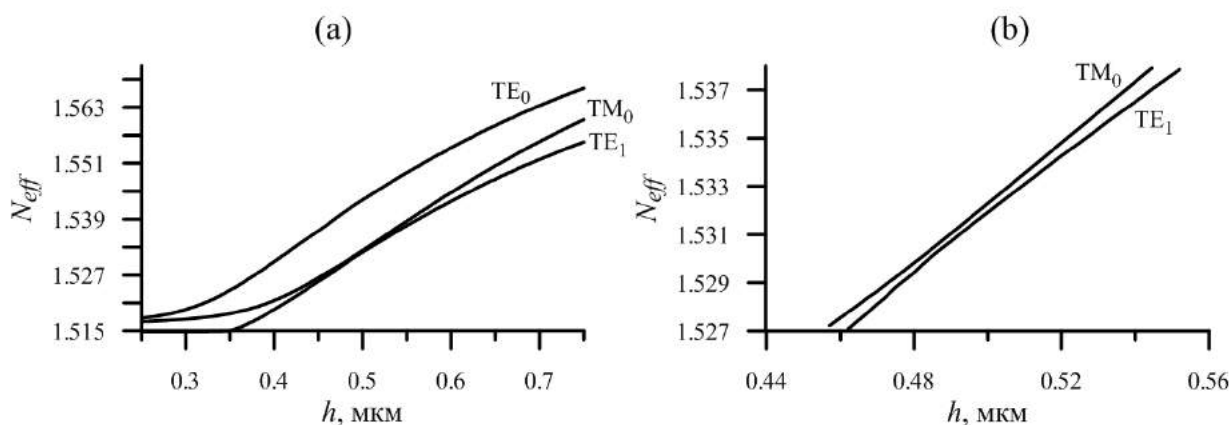


Рисунок 2.25 – а. Зависимость эффективных показателей преломления мод волновода от толщины высокопреломляющей покровной пленки,  $n_2=1,615$ ;  
 б. Увеличенная часть этой зависимости для мод TM<sub>0</sub> и TE<sub>1</sub> в области толщин пленки, соответствующей максимальному сближению их эффективных показателей преломления

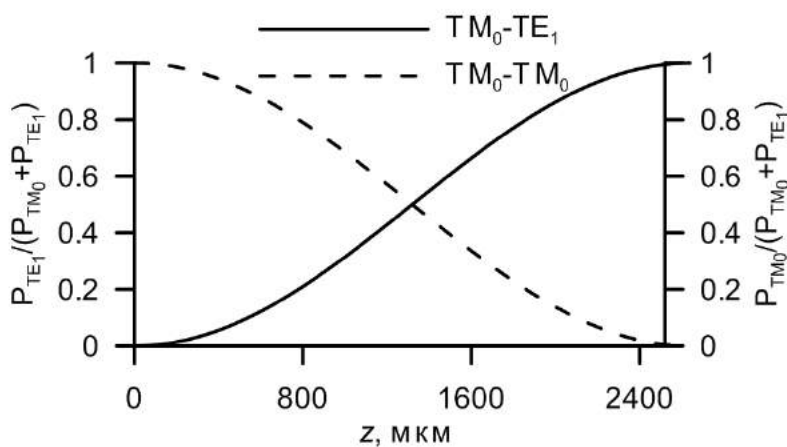


Рис. 2.26 Зависимость эффективности модового преобразования от длины преобразователя поляризаций эволюционного типа

максимальному сближения их эффективных показателей преломления. Как видно из графиков, эти две моды, хотя направления поляризации излучения при увеличении толщины пленки не меняют, но в достаточно широком интервале толщин пленки имеют примерно одинаковые показатели преломления. Проведенный расчет полей этих двух мод показал, что при фазовом синхронизме обе они являются гибридными с циркулярной поляризацией.

Во-вторых, для преобразователя поляризаций эволюционного типа оценена динамика преобразования поляризаций – зависимость ее эффективности от длины преобразователя. На рисунке 2.26 показана зависимость эффективности модового преобразования от длины волновода  $z$  с клинообразно нанесенной пленкой с разницей толщин в 10 нм. Данный расчет, проведенный для длины волны 0,85 мкм, предполагает, что на входе преобразователя поляризаций начинается распространяться мода  $TM_0$ . Эффективность преобразования определяется как мощность переносимая той или иной модой в волноводе  $P$ , по отношению к суммарной мощности всех мод, которые в нем распространяются. Соответственно, обозначенная на рисунке 2.26 величина  $P_{TE1}/(P_{TE1}+P_{TM0})$  обозначает эффективность преобразования мод  $TM_0$ – $TE_1$  в точке с продольной координатой  $z$ , обозначающей длину волновода. Аналогично, величина  $P_{TM0}/(P_{TE1}+P_{TM0})$  обозначает ту часть мощности оптического излучения, которая своей поляризацией не изменяет. Расчетные данные, представленные на рисунке, показывают о полном 100% преобразовании моды  $TM_0$  в ей ортогонально поляризованную моду  $TE_1$ .

В-третьих, был исследован случай ионообменного канального волновода, как основы преобразователя поляризаций, который имеет градиентное распределение показателя преломления в своем сечении, а не его имитацию ступенчатым профилем, который для упрощения расчетов использовался выше.

Профиль показателя преломления для волноводов, получаемых по ионному обмену калий-натрий, хорошо аппроксимируется функцией (см. параграф 3.1):

$$n(x, y) = n_s + \Delta n \exp\left(-\frac{x^2}{d_x^2}\right) \operatorname{erfc}\left(-\frac{y}{d_y}\right), \quad (2.27)$$

где  $n_s$  и  $\Delta n$  – показатель преломления подложки и максимальное приращение показателя преломления волновода относительно подложки, соответственно,  $2d_x$  и  $d_y$  - эффективные размеры волновода по горизонтальной и вертикальной оси. Для расчетов использовались следующие данные:  $n_s=1,5151$ ,  $\Delta n=0,0072$ , показатель преломления покровной среды  $n_c=1$  (воздух),  $2d_x=3,75$  мкм,  $d_y=2,5$  мкм. При указанных данных волновод поддерживал без нанесенной пленки на его поверхность пленки одну  $TE$ - и одну  $TM$ -моду на рабочей длине волны 0,85 мкм.

На рисунке 2.27(a) показана зависимость эффективных показателей преломления мод волновода от толщины высокопреломляющей покровной пленки, при ее ширине  $w_1$ , равной эффективной ширине волноводного канала, ( $w_1=2d_x$ ). На рисунке 2.27(b) показана аналогичная зависимость эффективных показателей преломления мод волновода от вариации ширины пленки, при ее постоянной толщине, равной 45 нм. Как видно, наблюдается та же особенность модовой структуры волновода, что и представленная выше на рисунках 2.16–2.17, то есть, наличие градиентного профиля показателя преломления не изменяет установленные выше закономерности поляризационных характеристик канального оптического волновода. Так как градиентный профиль волновода достаточно точно характеризует его оптические характеристики, то и значения толщины и ширины пленки можно считать уточненными, по сравнению с вышеприведенными графиками.

На рисунках 2.28 и 2.29 показаны поляризации второй и третьей моды волновода при толщинах пленки (постоянной ширины) 40 нм и 45 нм. Как видно из графиков, обе эти моды изменяют свою поляризацию на ортогональную, что и является основой для построения преобразователя поляризации эволюционного типа, о чем говорилось выше.

И, в-четвертых, был проведен расчет преобразователя поляризаций для базовой телекоммуникационной длины волны 1,55 мкм. Параметры волновода соответствовали технологии его получения методом ионного обмена  $Ag^+ \leftrightarrow Na^+$  в стекле типа К–8, так как сформировать одномодовый волновод с приемлемыми параметрами путем ионного обмена  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  в этом типе стекла невозможно – см. параграф 3.1. Для расчетов был подобран волновод, который без пленки, с воздушным покровным слоем был одномодовый, то есть поддерживал одну  $TE_0$ - и одну  $TM_0$ -моды. Расчетные параметры: показатель преломления полочки  $n_1 = 1,51$ , приращение показателя преломления в волноводном канале  $\Delta n = 0,01$ , показатель преломления пленки  $n_2 = 2,4$ . Ширина канала  $w = 7$  мкм, толщина канала  $d = 4$  мкм.

На рисунках 2.30 показаны расчетные зависимости, аналогичные представленным на рисунке 2.16 – зависимости эффективных показателей преломления мод волновода от толщины высокопреломляющей покровной пленки (рисунок 2.30(a)), а на рисунке 2.30(b) показана увеличенная часть этой зависимости для мод М2 и М3 в области толщин, соответствующих максимальному сближению их эффективных показателей преломления. На рисунке 2.31(a) и на рисунке 2.31(b) показаны аналогичные графики, но полученные при вариации ширины покровной пленки, имеющей постоянную толщину.

Изменение длины волны не изменяет исследуемый поляризационный эффект. При увеличении длины волны будет увеличиваться толщина или ширина канала, при которых волноводных мод будут гибридные, по отношению к длине волны 0,85 мкм.

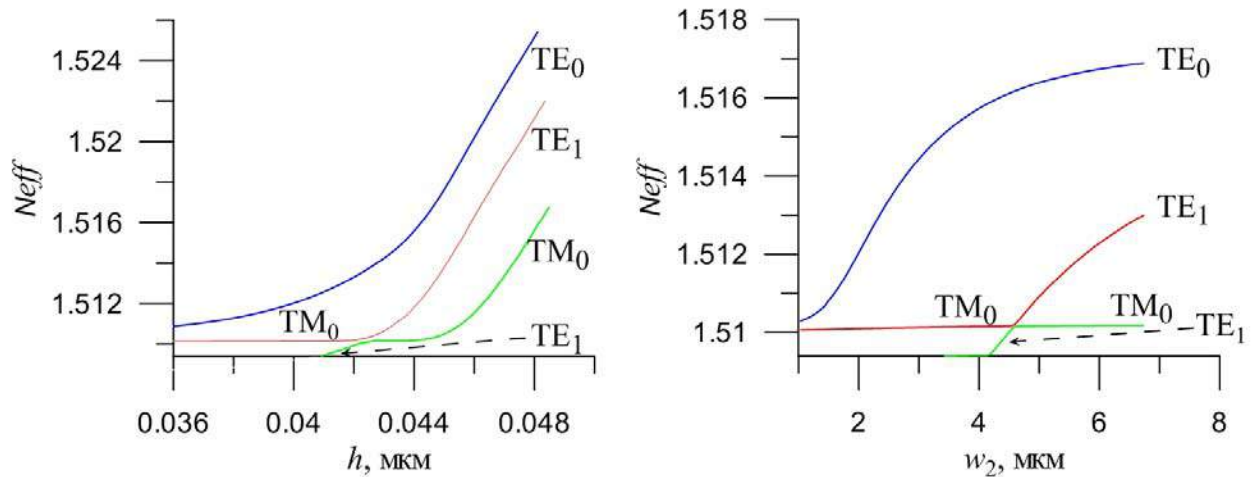


Рисунок 2.27 – Зависимость эффективных показателей преломления мод волновода от толщины высокопреломляющей покровной пленки - (а), ширина пленки  $w_1=2d_x$ , и от ширины пленки - (b), толщина пленки - 45 нм

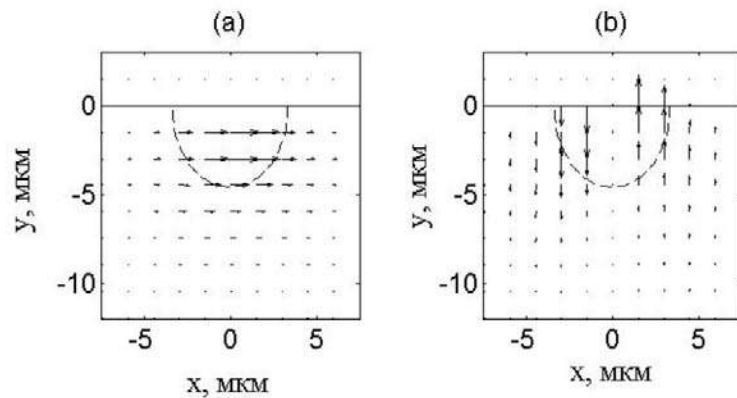


Рисунок 2.28 – Поляризации второй и третьей моды волновода - (а) и (b), соответственно. Толщина пленки - 40 нм

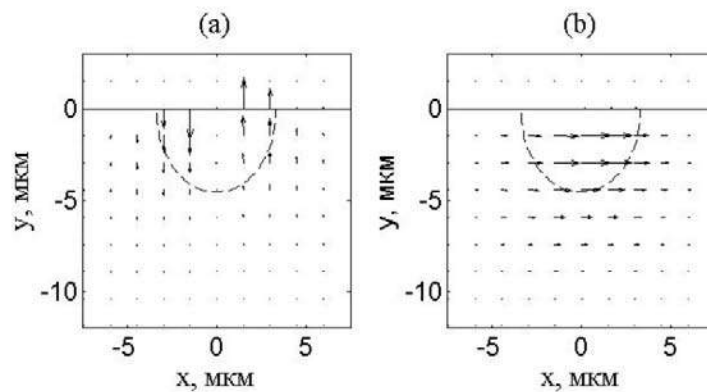


Рисунок 2.29 – Поляризации второй и третьей моды волновода - (а) и (b), соответственно. Толщина пленки - 43 нм



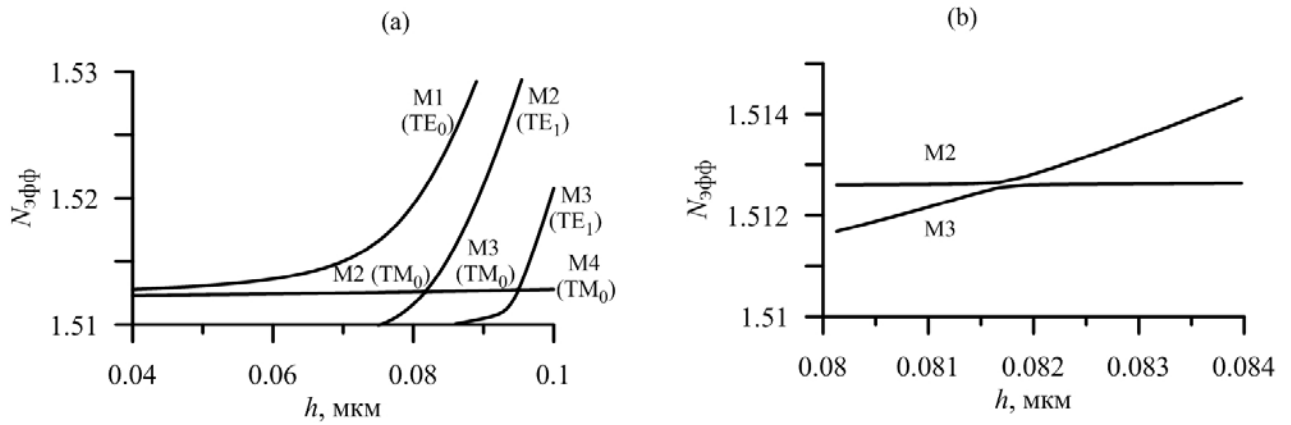


Рисунок 2.30 – а. Зависимость эффективных показателей преломления мод волновода от толщины высокопреломляющей покровной пленки,  $w_1=w_2$ ;  
 (б) Увеличенная часть этой зависимости для мод M2 и M3 в области толщин пленки, соответствующей максимальному сближению их эффективных показателей преломления

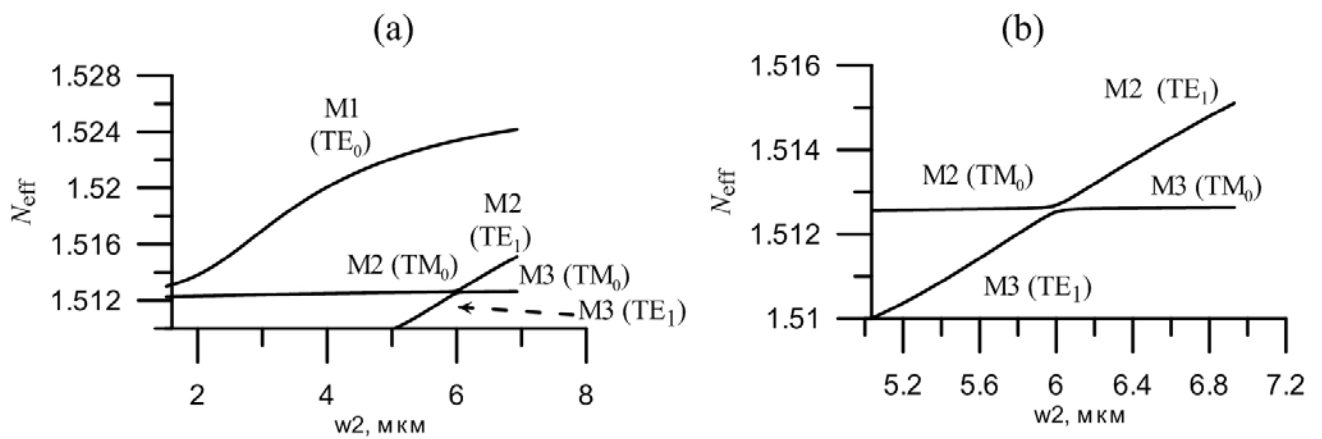


Рисунок 2.31 – а. Зависимость эффективных показателей преломления мод волновода от ширины высокопреломляющей покровной пленки постоянной толщины;  
 б. Увеличенная часть этой зависимости для мод M2 и M3 в области ширины пленки, соответствующей максимальному сближению их эффективных показателей преломления.

Исходя из полученных данных, далее были построены контурные графики распределения основных поперечных компонент магнитного поля мод волновода и поляризаций этих мод. На рисунке 2.32(a1) показано распределение компоненты магнитного поля  $H_y$  моды  $M1(TE_0)$ , на 2.32(b1) – распределение компоненты магнитного поля  $H_x$  моды  $M2(TM_0)$  и на 2.32(c1) – распределение компоненты магнитного поля  $H_y$  моды  $M3(TE_1)$ . Графики поляризаций мод  $M1$ ,  $M2$  и  $M3$  показаны на рисунке 2.32(a2), (b2) и (c2), соответственно. Толщина пленки – 80 нм. Следует обратить внимание, что волноводные моды локализованы преимущественно не покровной пленке, а под пленкой, в канале слабонаправляющего волновода.

Аналогичные графики основных компонент магнитного поля и поляризаций мод, но для толщины пленки 83 нм, то есть после прохождения области гибридизации, показаны на рисунке 2.33. Как видно из графиков поляризации мод, моды  $M2$  и  $M3$  вне этой области линейно-поляризованы и поворачивают ориентацию своей поляризации на  $90^\circ$ . Таким образом, на длине волны 1,55 мкм можно создавать преобразователи поляризаций на основе принципе модовой эволюции и исследованного поляризационного эффекта.

Таким образом, впервые предложена методика построения пассивного преобразователя плоскости поляризации оптического излучения в слабонаправляющем волноводе, сформированном в стеклянной подложке, с покровной пленкой из изотропного диэлектрического материала с высоким показателем преломления [144-146]. Результаты экспериментального исследования, подтверждающие предложенный метод преобразования поляризации с эволюционной трансформацией моды  $TM_0-TE_1$ , приведены в параграфе 4.1.

Также была проведена разработка принципа действия нового интегрально-оптического преобразователя плоскости поляризации на основе асимметричного слабонаправляющего волновода в стеклянной подложке, функционирующего в качестве четвертьволновой пластинки, то есть преобразующего линейную  $TE$ - или  $TM$ -поляризацию излучения в циркулярную [151-152].

Прототипом для конструкции является преобразователь поляризации, предложенный в работе [68], но предлагается совершенно иной вариант использования асимметричного волноводного канала с целью создания пассивного преобразователя, схема которого показана на рисунке 2.34. Преобразователь поляризации может быть выполнен на основе любых волноводов, имеющих асимметричную форму оптического канала. Требуемая асимметрия поперечного сечения канала означает, во-первых, неравенство эффективных размеров волновод – его ширины и толщины, и, во-вторых, такой волноводный канал должен быть повернут на угол  $45^\circ$  относительно осей  $x$  и  $y$  в декартовой системе координат с осями, проходящими по граням подложки.

На рисунке 2.34 показана схема преобразователя поляризаций на основе волновода в форме эллипса. Часть поверхности оптического канала покрыта слоем диэлектрического мате-

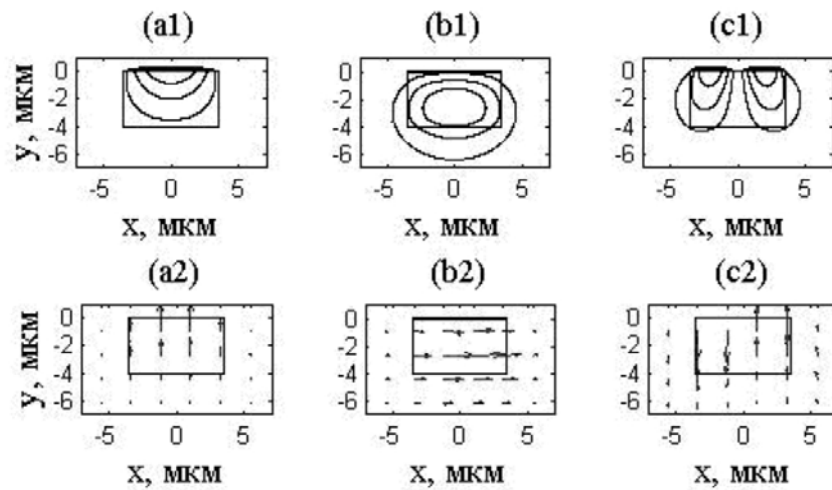


Рисунок 2.32 – Контурные графики распределения поперечных компонентов магнитного поля мод волновода на длине волны 1,55 мкм: M1( $TE_0$ ) - компонента  $H_y$ , M2( $TM_0$ ) - компонента  $H_x$  и M3( $TE_1$ ) - компонента  $H_y$  - (a1), (b1), и (c1), соответственно, и поляризации мод M1, M2 и M3 - a2, b2 и c2, соответственно. Толщина пленки 80 нм

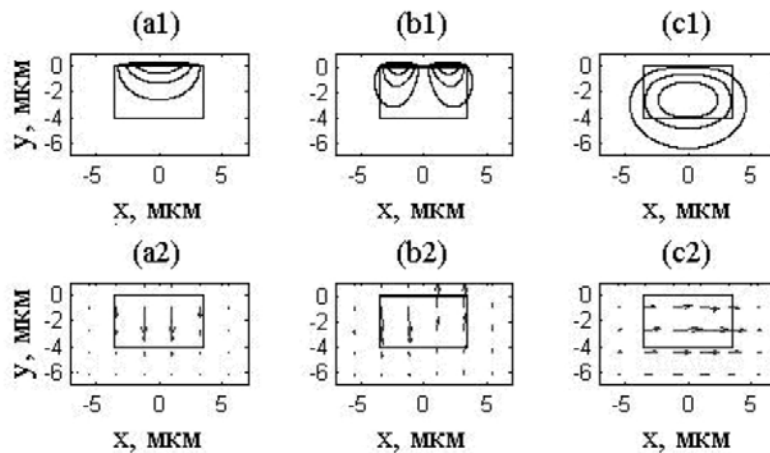


Рисунок 2.33 – Контурные графики распределения поперечных компонентов магнитного поля мод волновода на длине волны 1,55 мкм: M1( $TE_0$ ) - компонента  $H_y$ , M2( $TE_1$ ) - компонента  $H_y$  и M3( $TM_0$ ) - компонента  $H_x$  - (a1), (b1), и (c1), соответственно, и поляризации мод M1, M2 и M3 - a2, b2 и c2, соответственно. Толщина пленки 83 нм

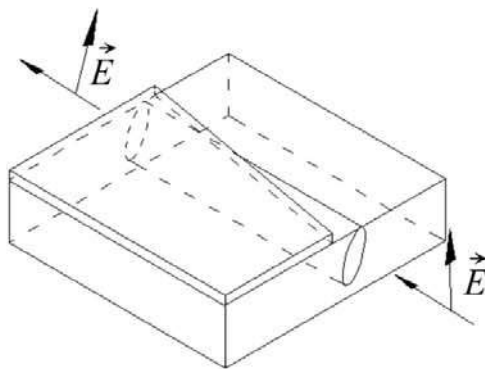


Рисунок 2.34 – Схема волноводного преобразователя поляризации

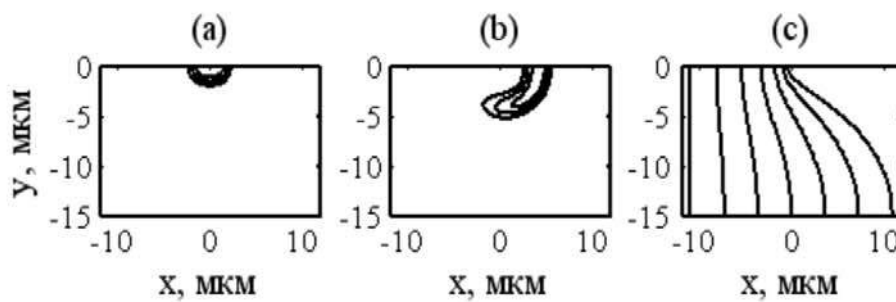


Рисунок 2.35 – а и б. Распределение показателя преломления в поперечном сечении волновода после этапа термического ионного обмена и после этапа селективного заглабления; (с) - силовые линии электростатического поля этапа заглабления волновода

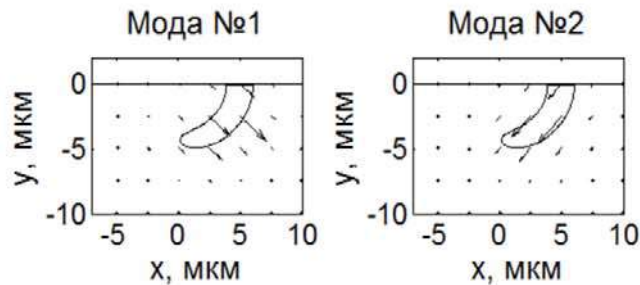


Рисунок 2.36 – Поляризации моды ионообменного волновода с показателем преломления покровного слоя, равному показателю преломления подложки

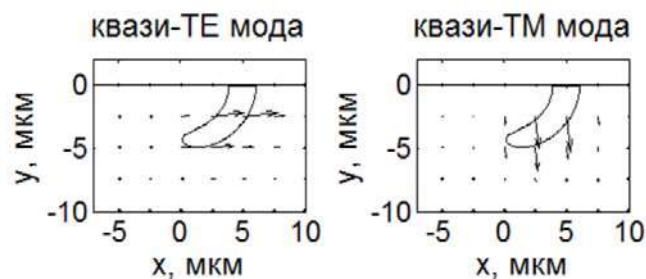


Рисунок 2.37 – Поляризации моды ионообменного волновода с воздушным покровным слоем ( $y > 0$ )

ла, который имеет показатель преломления, такой же, как и показатель преломления подложки. В той части поверхности канала, где пленка отсутствует, покровной средой служит воздух. Слой пленки ориентирован под небольшим углом относительно оси волновода (оси  $z$ ), соответственно, в зависимости от текущей координаты по этой оси, данный слой закрывает или целиком всю поверхность над оптическим каналом, или некоторую часть этой поверхности, или покровная пленка располагается вне области с волноводом.

Волноводы с такой канала можно изготовить в стеклянной подложке путем применения технологии лазерного “записи” (laser writing) волноводов фемтосекундными импульсами оптического излучения [26].

Однако более простой для построения предлагаемого преобразователя поляризации оптического излучения является рассматриваемая в настоящей работе технология многоэтапного ионного обмена (см. п.3.1). Асимметричный волновод, повернутый относительно естественных осей подложки, проходящих по ее граням, на угол  $45^\circ$ , может быть сформирован по одной из разновидностей данной технологии с выборочным электростимулированным заглублением оптического канала, при котором на стадии процесса заглубления маска на поверхности волновода закрывает половину его поверхности. Технология такого селективного (выборочного) заглубления канала, которую можно использовать для построения различных интегрально-оптических схем, будет подробнее рассмотрена в параграфе 3.1.

Процесс формирования асимметричного волноводного канала производится в 2 стадии. На первой стадии изготовления волновода ионы  $Ag^+$  внедряются в стеклянную подложку. На второй стадии выполняется выборочное электростимулированное заглубление оптического канала. На этой стадии нанесенный маскирующий слой алюминия закрывает часть поверхности над сформированным на первой стадии оптическим каналом.

Результаты моделирования процесса изготовления асимметричного оптического канала показаны на рисунке 2.35. Представлен пространственный профиль показателя преломления волновода по завершении термического ионного обмена (рисунок 2.35 (а)) и после стадии выборочного электростимулированного заглубления (рисунок 2.35 (b)). На рисунке 2.35(с) показана форма силовых линий электростатического поля на стадии заглубления.

Принцип работы предложенного оптического преобразователя поляризаций поясняется на основе данных расчетов поляризационных характеристик собственных мод асимметричного волновода в двух его видах – с покровной диэлектрической пленкой, и с покровной средой из воздуха. Модовый анализ волновода осуществлялся на основе конечно-разностного решения векторного волнового уравнения.

Материальные и геометрические параметры оптического волновода: показатель преломления подложки – 1,5003, максимальное приращение показателя преломления оптического канала – 0,02; показатель преломления слоя диэлектрической покровной пленки – либо 1, либо 1,5003; место расположения геометрического центра волновода по отношению к границе раздела стеклянная подложка – воздушный покровный слой – 2,5 мкм. Длина волны оптического излучения – 1,55 мкм.

На рисунке 2.36 приведены поляризации фундаментальных мод волновода, покрытого пленкой. Поляризации мод отображены на графике в форме пространственного распределения вектора напряженности электрического поля волноводных мод. Моды имеют линейную поляризацию и ориентированы вдоль и поперек длинной и короткой части сечения волноводного канала. Решение векторного волнового уравнения проведено методом конечных разностей [132].

На рисунке 2.37 показаны поляризации мод волновода с покровным слоем из воздуха. В этом случае поляризации мод тоже линейные, но они направлены перпендикулярно и параллельно границе раздела стеклянная подложка – воздушной среда, то есть это квази-ТЕ и квази-ТМ моды. Поляризации мод в этом случае обусловлены близким расположением воздушного слоя к оптическому каналу.

Угол поворота направления поляризации волноводной моды относительно вертикальной оси определяется по формуле [66]:

$$\tan(\theta) = \frac{\iint_{S_1} n^2(x, y) E_x(x, y) dx dy}{\iint_{S_1} n^2(x, y) E_y(x, y) dx dy}, \quad (2.28)$$

где  $n(x, y)$  – распределение показателя преломления в поперечном сечении волновода,  $E_x(x, y)$  и  $E_y(x, y)$  – поперечные компоненты вектора напряженности электрического поля моды волновода.

Интегрирование в формуле (2.28) проводится по всей площади, которую занимает мода. Для приведенных выше данных волновода, нагруженного пленкой, вычисленные значения угла поворота поляризации равны относительно осей  $x - y$ :  $-42,4^\circ$  для первой моды волновода и  $47,6^\circ$  для второй моды. Для волновода с воздушной покровной средой угол поворота поляризации равен  $0,5^\circ$  для первой моды и  $-89,5^\circ$  для второй моды.

Сама схема пассивного интегрально-оптического преобразователя поляризации, представленная на рисунке 2.34, базируется на адиабатической трансформации моды волновода [78, 149, 151-155]. Исходя из основного варианта этой методики, нужно эволюционно видоизменить

форму оптического канала. Но по отношению к исследуемому волноводу можно поступить по-другому – не поворачивать форму поперечного сечения волновода по продольной координате, а плавно изменять профиль показателя преломления покровной среды по поперечной координате вдоль волновода, как это и показано на рисунке 2.34. Такая интегрально-оптическая схема будет функционировать как четвертьволновая пластинка, преобразующая линейную ТЕ- или ТМ-поляризацию оптического излучения в циркулярную.

Физико-математическое моделирование адиабатического преобразования моды был выполнено методом распространяющегося пучка, в его полном векторном варианте. Результаты вычислений: преобразование ТЕ<sub>0</sub>- или ТМ<sub>0</sub>-моды в оптическое излучение с циркулярной поляризацией происходит с вносимыми потерями оптической энергии 0,5 дБ при длине устройства 20 мм.

Таким образом, предложен и обоснован новый метод создания интегрально-оптического конвертора поляризации излучения, использующий волновод с асимметричной формой канала и эволюционное преобразование его моды. Согласно принципу своей работы данный конвертор функционирует в широком спектральном диапазоне.

### 2.3 Разработка новых методов пространственного разделения ТЕ- и ТМ-волн в волноводных асимметричных Y-разветвителях и интерферометрах

Предложен и обоснован новый способ построения волноводных оптических схем для разделения ТЕ- и ТМ-волн в пространстве [156]. Способ основан на принципе селекции мод в асимметричных Y-разветвителях [57], модифицированном для разделения поляризаций. Требуемое для функционирования разделителя поляризаций модовое двулучепреломление создается путем подбора параметров волноводов.

Схема разделителя поляризаций предполагает использование волноводов на основе слоев из диэлектрического изотропного материала. В работах [126–127] (см. параграф 2.1) установлено, что модовое двулучепреломление волновода, основанного на слабонаправляющем оптическом канале, с нанесенной поверх канала высокопреломляющей диэлектрической пленкой, приводит, при оптимальном подборе параметров волновода и пленки, к большому различию распределений электрических и магнитных полей ТЕ- и ТМ-мод. В данных работах эти особенности волновода были применены для построения оптических волноводных поляризаторов ТЕ- и ТМ-типа.

Модовая селекция в асимметричном Y-разветвителе означает, что если его конфигурация такова, что входной двухмодовый волновод разделяется на 2 различных по параметрам одномодовых канала, то существует возможность направления мод нулевого и первого порядков в

разные каналы, к примеру, мод входного волновода  $TE_0$  и  $TE_1$ . Для определения условия модовой селекции вводится специальный коэффициент модового преобразования  $MCF$ ,  $MCF=(\beta_1-\beta_2)/\vartheta\gamma$ , где  $\beta_1, \beta_2$  – константы распространения мод в выходных каналах 1 и 2,  $\vartheta$  – угол разветвления, а параметр  $\gamma$  рассчитывается по следующей формуле [4, 57]:

$$\gamma = \sqrt{\frac{(\beta_1 + \beta_2)^2}{4} - k_0^2 n_s^2}, \quad (2.29)$$

$n_s$  – показатель преломления подложки с Y-разветвителем,  $k_0=2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  – длина волны оптического излучения.

Путем применения теории связанных мод было установлено [4], что если коэффициент  $MCF$  по модулю больше чем 0,43 то разветвитель разделяет фундаментальную моду и моду первого порядка по разным каналам: фундаментальная мода будет распространяться в волноводе с большей константой распространения, а мода первого порядка – в другом выходном канале.

Для разнесения фундаментальных  $TE_0$ - и  $TM_0$ -мод указанный принцип адаптируется в следующей форме. Оптическое излучение, подаваемое на вход разделителя поляризаций, порождает  $TE_0$ - и  $TM_0$ -моду в волноводе разветвителя. Коэффициент  $MCF$  обязан быть большим ( $\gg 0.43$ ), но разного знака для  $TE_0$ - и  $TM_0$ -моды. В соответствии с описанным принципом модовой селекции эти моды направляются в различные каналы.

Следует отметить, что с практической точки зрения вход интегрально-оптической схемы должен быть одномодовым, поэтому двухмодовый волноводный сегмент рупорообразной формы (см. п.3.2) разветвителя не является входом схемы, а соединяется с входным одномодовым каналом.

Схема нового пространственного разделителя поляризаций излучения представлена на рисунке 2.38. В основе разделителя поляризаций лежит асимметричный Y-разветвитель на основе канальных ионообменных волновода в стеклянной подложке. На входной канал и на выходной канал 1 наносится высокопреломляющая диэлектрическая пленка (показатель преломления  $\sim 2.4$ ) некоторой толщины для создания области с сильно отличающимися константами распространения. Таким образом, удовлетворяется условие  $\beta_1^{(TE)} > \beta_2^{(TE)}$  для констант распространения TE-волн. Для удовлетворения аналогичного условия для волн TM-поляризации  $\beta_1^{(TM)} < \beta_2^{(TM)}$  выходной канал разветвителя, куда выводится излучение этой поляризации, должен иметь параметры, отличающиеся от параметров входного канала и другого выходного канала. Т.е. подбирается некоторое компромиссное решение для удовлетворения обоих



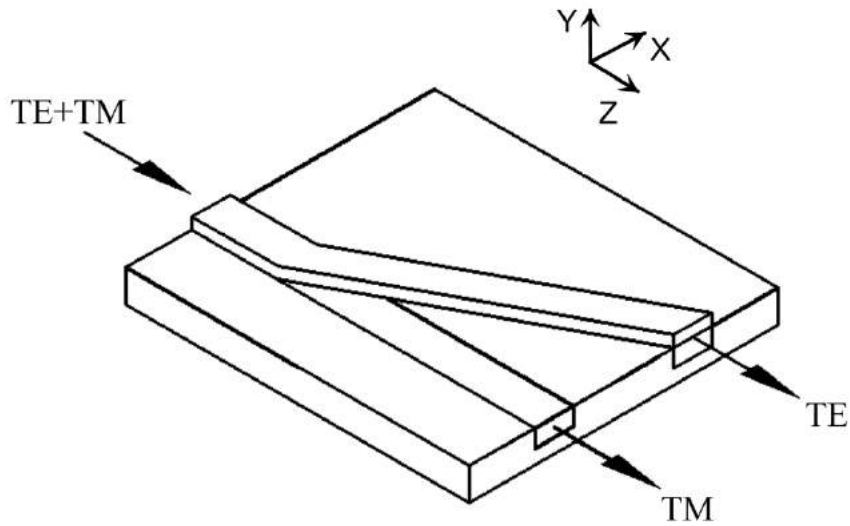


Рисунок 2.38 – Схематический вид пространственного разделителя TE/TM-волн на основе интегрально-оптического асимметричного Y-разветвителя

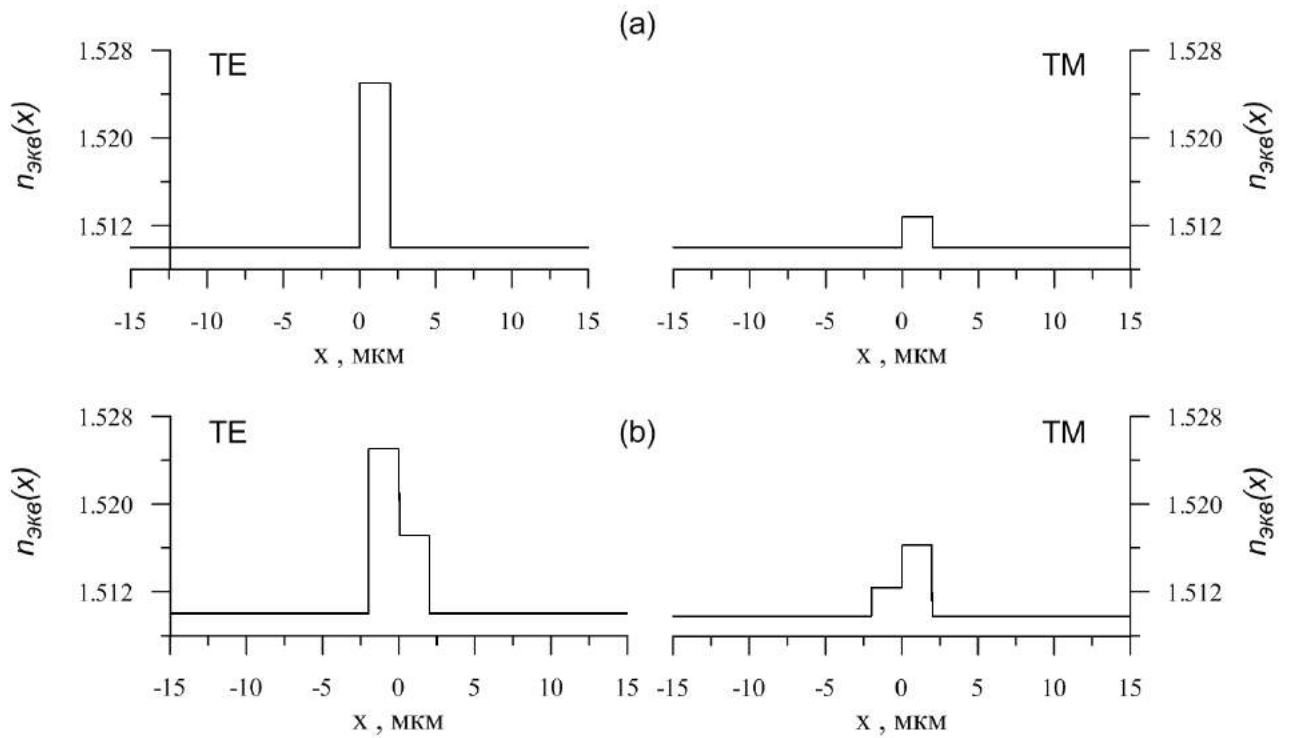


Рисунок 2.39 – Распределение показателя преломления эквивалентного планарного волновода поляризационного расщепителя пучка на входе и выходе рупорообразного участка; (а) и (б), соответственно

неравенств  $\beta_1^{(TE)} > \beta_2^{(TE)}$  и  $\beta_1^{(TM)} < \beta_2^{(TM)}$ . Пример такого решения – ширина всех каналов должна быть равной, и, дополнительно, нужно увеличить толщину выходного волновода без пленки.

Для подтверждения данного метода разделения поляризации и для определения его характеристик физико-математическое моделирование Y-разветвителя с описанной выше конфигурацией выполнялось методом распространяющегося пучка. Был использован метод эффективного показателя преломления, понижающий число пространственных измерений определяющего волновой процесс дифференциального уравнения. Согласно этому методу, трехмерный волновод с локализацией излучения по обеим поперечным координатам  $x$  и  $y$ , или некоторая конфигурация на основе трехмерных волноводов, рассматривается в своем поперечном сечении как комбинация 2-х одномерных волноводов, одного – по вертикальной оси  $y$ , второго – по горизонтальной оси  $x$ .

Для квази-ТЕ-волн поперечная компонента электрического поля представляется в виде двух сомножителей [5, 157]:

$$E_x = Y(y)X(x, z). \quad (2.30)$$

Для волн ТЕ-поляризации исходное трехмерное волновое уравнение замещается двумя уравнениями:

$$\frac{d^2 Y}{dy^2} + k_0^2 (n^2(y) - N^2) Y = 0, \quad (2.31)$$

$$\frac{d^2 X}{dz^2} + \frac{d^2 X}{dx^2} + k_0^2 n_{\text{эKB}}^2(x, z) X = 0 \quad (2.32)$$

Функция  $Y(y)$  представляет собой решение волнового уравнения (2.31) для ТЕ-мод с распределением показателя преломления исходного трехмерного волновода по вертикальной оси  $n(y)$ . В нашем случае берется вертикальный “срез” этого распределения по центру волноводного канала.

Поэтому для входного канала разветвителя функция  $Y(y)$  представляет собой распределение электрического поля моды волновода, состоящего из четырех слоев, а формируемый эквивалентный планарный волновод по оси  $x$  будет трехслойным.  $n_{\text{эKB}}$  – профиль показателя преломления эквивалентного планарного волновода по оси  $x$ . Для расходящихся выходных кана-

лов уравнение (2.31) необходимо решать в отдельности и планарный волновод, формируемый по горизонтальной оси – по оси  $x$  в этом случае будет иметь пять слоев.

Уравнение (2.32) является дифференциальным уравнение, описывающим распространение оптических волн в эквивалентной планарной структуре Y-разветвителя.

Для волн ТМ-поляризации поперечная компонента магнитного поля  $H_x$  выражается в виде двух сомножителей [157]:

$$H_x = Y(y)X(x, z), \quad (2.33)$$

и происходит переход к двум планарным структурам:

$$n^2(y) \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{n^2(y)} \frac{\partial Y}{\partial y} \right) + k_0^2 (n^2(y) - N^2) Y = 0, \quad (2.34)$$

$$\frac{\partial^2 X}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} - \frac{1}{n_{\text{экс}}^2(x, z)} \frac{\partial n_{\text{экс}}^2(x, z)}{\partial x} \left( \frac{\partial X}{\partial x} \right) + k_0^2 n_{\text{экс}}^2(x, z) X = 0. \quad (2.35)$$

Функция  $Y(y)$  представляет собой решение уравнения (2.34), определяющего характеристики собственных ТМ-мод планарного волновода по оси  $y$ .  $X(x, z)$  – это решение уравнения (2.35), описывающего распространение волн в эквивалентной планарной структуре разветвителя в плоскости  $x - z$ .

В результате применения метода эффективного показателя преломления трехмерная задача была заменена на двумерную. Разветвитель на основе канального волновода имитируется ему эквивалентным планарным разветвителем. Далее был применен метод распространяющегося пучка в параксиальном приближении, основанный на введении волнового пакета с константой распространения  $\beta = k_0 n_0$ ,  $n_0$  – средний (опорный) эффективный показатель преломления. Распространение оптического излучения в разветвителе описывается следующими уравнениями [157]

$$2ik_0 n_0 \frac{\partial X}{\partial z} = \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + k_0^2 (n_{\text{экс}}^2(x, z) - n_0^2) X, \quad (2.36)$$

$$2ik_0 n_0 \frac{\partial X}{\partial z} = n_{\text{экс}}^2(x, z) \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{n_{\text{экс}}^2(x, z)} \frac{\partial X}{\partial x} \right) + k_0^2 (n_{\text{экс}}^2(x, z) - n_0^2) X, \quad (2.37)$$

для ТЕ- и ТМ-волн, соответственно.

Уравнения (2.36) и (2.37), описывающие распространение пучка волн, были решены методом конечных разностей [134]. На границах области вычислений использовались прозрачные граничные условия [135]. Параметры Y-разветвителя, использованные в расчетах: угол разветвления  $2^\circ$ , показатель преломления стеклянной подложки 1,51, волноведущего канала 1,52, пленки из диэлектрического материала – 2,4. Выходной оптический канал, не покрытый пленкой, имеет толщину 2 мкм. Оптический канал под пленкой имеет толщину 1,3 мкм, толщина самой высокопреломляющей пленки – 0,03 мкм. Длина волны оптического излучения – 0,63 мкм. На рисунке 2.39 представлен профиль показателя преломления рупорообразного планарного волновода, эквивалентного для расчетов исходному трехмерному каналному волноводу.

Решение уравнений (2.36) и (2.37)  $X(x,z)$  – это горизонтальная составляющая напряженности электрического поля для волн ТЕ-поляризации, и напряженность магнитного поля для волн ТМ-поляризации. На рисунке 2.40 показано пространственная зависимость  $X(x,z)$  (как функция координаты  $x$ ) для двух значений  $z$  – для входа и выхода рупорообразного волновода для ТЕ-волн (рисунок 2.40(a)) и ТМ-волн (рисунок 2.40(b)) при подаче на вход его локальной собственной моды (т.е. моды входного сечения рупора). Рупорообразный волновод в данном случае формируется естественным наложением каналов разветвителя.

Судя по графикам, происходит пространственное разделение направленных ТЕ- и ТМ-волн по различным выходным оптическим каналам. На рисунке 2.41 представлены результаты моделирования процесса распространения оптического излучения в Y-разветвителе на расстояние 200 мкм. Эффективность развязки между выходными каналами, которая определяется по отношению мощностей мод на выходах разветвителя, равна 28 дБ для ТЕ-поляризованных волн и 25 дБ для ТМ-поляризованных волн. Потери оптической энергии в разветвителе и для ТЕ-, и для ТМ-волн не превышают 0,05 дБ.

Для эффективного соединения разветвителя с волоконными световодами, входное и выходное излучение должно быть локализовано в волноводном слабонаправляющем канале, находящемся в стеклянной подложке. Для этого во входном и выходном волноводах часть покровной пленки должна быть с пленкой переменной толщины. Поэтому ТЕ-поляризованное излучение, поданное на вход интегрально-оптической схемы, перейдет без потерь оптической энергии в слой покровной пленки. Аналогично, с помощью такой же клинообразной пленки, после процесса разделения поляризаций ТЕ-волна перемещается обратно в слабонаправляющий оптический канал в стеклянной подложке. Схема поляризационного разделителя с клинообразными пленками представлена на рисунке 2.42(a).

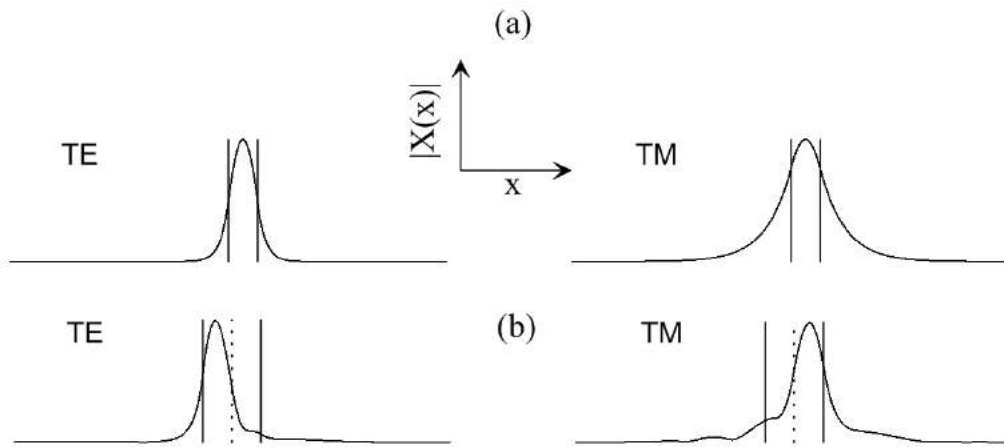


Рисунок 2.40 – Распределение показателя преломления эквивалентного планарного волновода поляризационного расщепителя пучка на входе и выходе рупорообразного участка; (a) и (b), соответственно

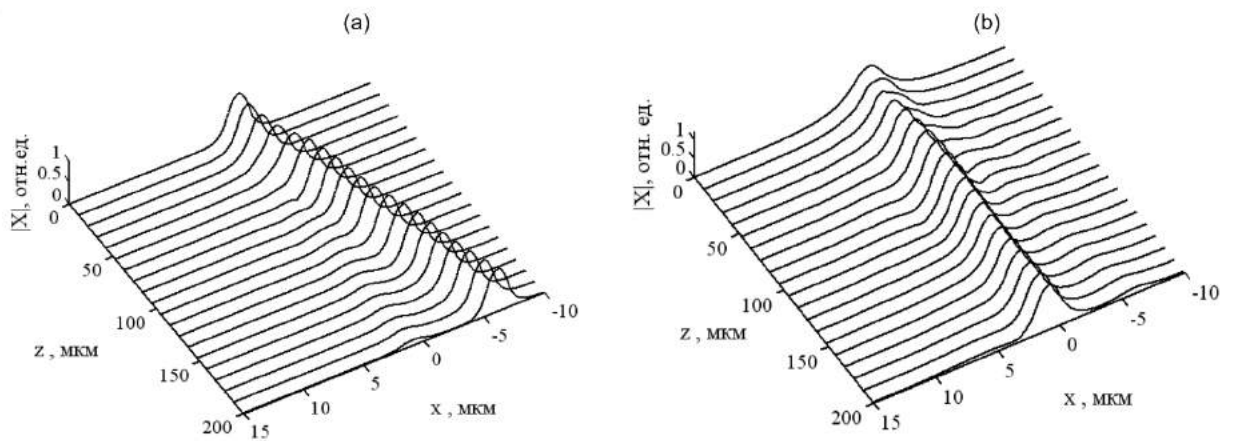


Рисунок 2.41 – Картина распространения ТЕ- и ТМ-волн в разветвителе, (a) и (b), соответственно

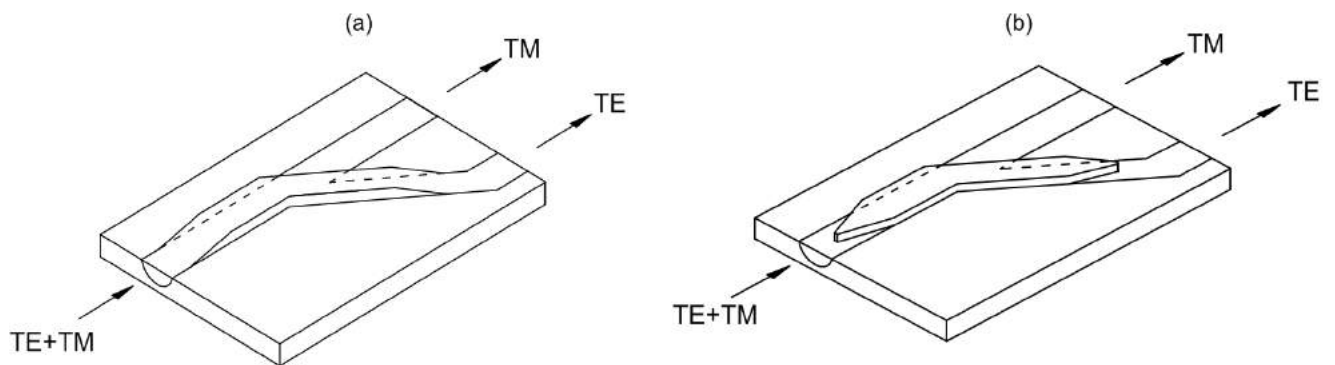


Рисунок 2.42 – Схематический вид 2-х вариантов интегрально-оптического разделителя ТЕ/ТМ-волн, совместимого с волоконными световодами, с покровным слоем переменной толщины (a) и ширины (b)

Эта же задача может быть решена по-другому: покровная пленка должна иметь рупорообразную форму. Схематический вид такого поляризационного разделителя приведен на рисунке 2.42(b).

Таким образом, предложен новый тип интегрально-оптического пространственного разделителя TE/TM поляризаций оптического излучения. Поляризационный разделитель основан на асимметричном Y-разветвителе с использованием канальных волноводов в стеклянной подложке, покрытых тонкой пленкой из высокопреломляющего диэлектрического материала. Принцип работы разделителя поляризаций базируется на большом модовом двулучепреломлении волноводов Y-разветвителя. В результате расчета параметров устройства было установлено, что эффективность развязки TE- и TM-волн имеет значение 25 дБ, вносимые потери оптической энергии отсутствуют.

Предложена модифицированная интегрально-оптическая схема разделителя поляризаций оптического излучения с применением комбинированной волноводной структуры на основе слабонаправляющего оптического канала и микрополоскового волновода, поддерживающего распространение поверхностных плазмонов и сопровождающих их поверхностных электромагнитных волн. В качестве ионообменного канала применяется волновод, полученный путем термического ионного обмена в стеклянной подложке [158]. Схема использует тот же принцип, который рассматривался выше для построения пространственного разделителя поляризаций на основе диэлектрических изотропных слоев [156], но, в данном случае, предлагается использовать тонкие наноразмерные металлические слои, способные канализировать световые волны.

Оптическая схема предлагаемого пространственного разделителя поляризаций с применением дополнительного поверхностного металлического слоя определенной толщины показана на рисунке 2.43. Поляризационный разделитель основан на асимметричном Y-разветвителе. На части поверхности Y-разветвителя присутствует металлическая пленка определенной толщины специальной конфигурации (см. рисунок 2.43) для создания волноводной области, имеющей отличные друг от друга константы распространения для мод обеих поляризаций с целью выполнения условий модовой селекции.

Микрополосковые волноводы из пленок золота или серебра в однородном диэлектрическом окружении имеют, при длине волны 1,55 мкм, потери оптической энергии TM-волн, сопровождающих распространение длиннопребжных плазмонов, низкое значение, до 0,7 дБ/см, что дает возможность применять такие волноводы при создании различных оптических волноводных схем в волоконной и интегральной оптике.

Пространственное разделение поляризаций согласно принципу модовой селекции основано на модовом двулучепреломлении, в данном случае моды TE<sub>0</sub> и длиннопребжной моды поверхностных плазмонов. Модовое двулучепреломление влечет за собой большое различие в

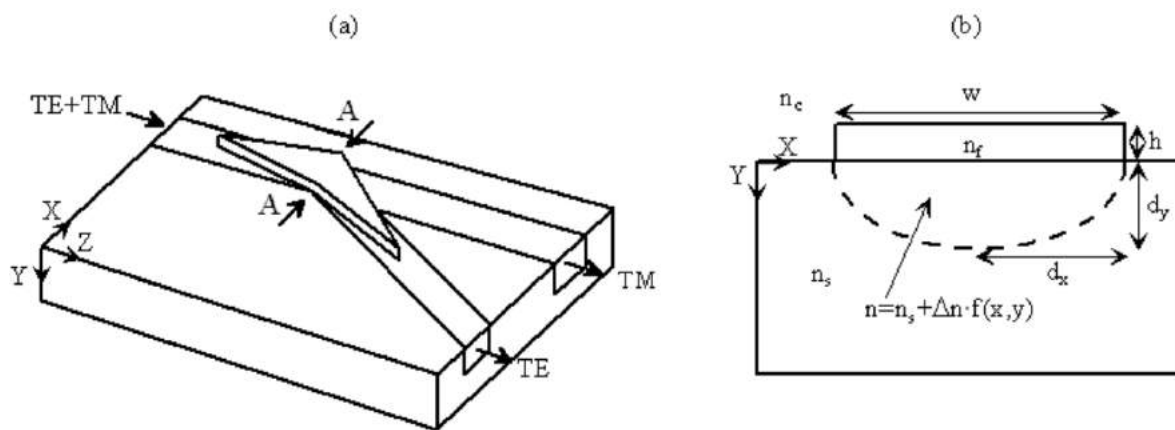


Рисунок 2.43 – Схема конструкции интегрально-оптического разделителя ТЕ/ТМ-волн - (а) и его поперечное сечение АА' - (б)

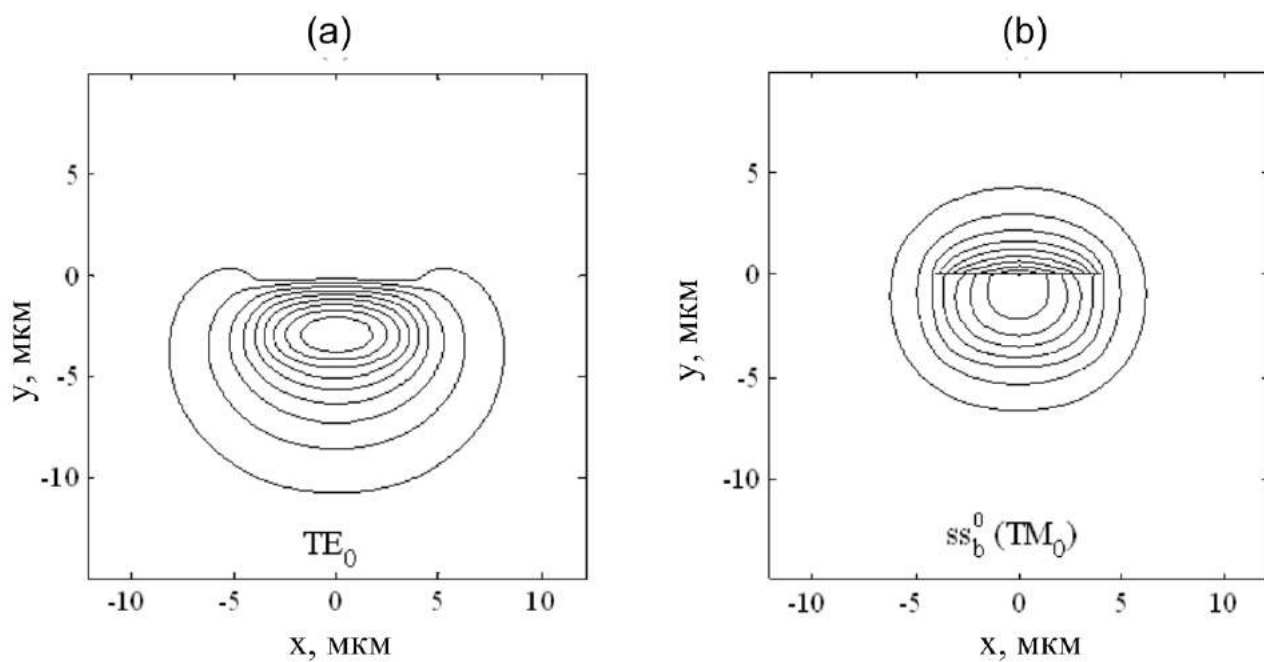


Рисунок 2.44 – Распределение напряженности электрического поля ТЕ0-моды (а) и плазмонной моды ТМ0 - (б) в сечении АА' разделителя поляризации с применением металлического полоскового волновода.

областях локализации волн обеих поляризации: ТМ-волна вследствие наличия металлической пленки локализуется над каналом в стекле с центром своей локализации в этой самой пленке, а мода  $TE_0$  локализуется в самом канале.

В разделителе поляризаций используются волноводы с переменной шириной и постоянной толщиной покровной пленки. Разделитель поляризаций должен обладать свойствами волноводного перехода в адиабатическом режиме, для этого необходимо очень малый продольный градиент распределения показателя преломления волноводной структуры.

Для моделирования работы разделителя поляризаций применялась теория связанных мод. Изменения нормализованных амплитуд локальных мод  $a_m(z)$  в разветвителе определяются следующим дифференциальным уравнением [148]:

$$\frac{da_p(z)}{dz} + j\beta_p a_p(z) = \sum_q \kappa_{qp}(z) a_q(z), \quad (2.38)$$

где  $\delta\beta(z) = \beta_p(z) - \beta_q(z)$ ,  $\beta_p, \beta_q$  – константы распространения локальных мод  $p$  и  $q$ . Выражение для коэффициента связи  $\kappa_{pq}$  между локальными модами следующее:

$$\kappa_{pq} = \frac{\omega}{4\delta\beta(z)} \iint_S \frac{\partial n^2}{\partial z} e_q^*(x, y, z) e_p(x, y, z) dx dy, \quad (2.39)$$

где  $e_p(x, y, z), e_q(x, y, z)$  – нормализованные амплитуды полей мод,  $n = n(x, y, z)$  – распределение показателя преломления в разветвителе,  $\omega$  – частота волны. Электрические поля и константы распространения мод определялись посредством решения волнового уравнения в его полной векторной форме.

Для разделения поляризаций выдвигаются те же условия модовой селекции, которые были рассмотрены для предыдущей схемы разделителя поляризаций [4, 156, 158]. Данная схема разделителя поляризаций с использованием волновода, поддерживающим распространение поверхностных плазмонов, имеет энергетические потери, вызванные поглощением в металле. В данном случае длина устройства определяется с учетом компромисса между потерями на поглощение и радиационными потерями в разветвителе.

Расчет был осуществлен для волновода, формируемого путем термического ионного обмена серебро–натрий в стеклянной подложке [2-3, 161]. Рабочая длина волны – 1,55 мкм. Показатель преломления подложки из стекла типа К-8  $n_s=1,5003$ . Профиль волновода  $n(x, y)$  аппроксимируется функцией:  $n(x, y) = n_s + \Delta n f(x) g(y)$ , где  $g(y) = \exp(-y^2 / d_y^2)$ ,  $f(x) = \exp(-x^2 / d_x^2)$ ,



$\Delta n$  – приращение показателя преломления на поверхности подложки,  $2d_x, d_y$  – размеры поперечного сечения оптического канала. Приращение показателя преломления  $\Delta n=0,01$ . Размеры канала:  $2d_x=9$  мкм,  $d_y=4,5$  мкм. При указанных данных волновод (без пленки поверх канала) имеет одну  $TE_0$ - и одну  $TM_0$ -моду. Показатель преломления и толщина металлической пленки –  $0.55+11.5i$  (Au), 15 нм, соответственно. Показатель преломления диэлектрической среды, покрывающей волновода такой же, как у стеклянной подложки. Угол разветвления –  $1^\circ$ .

Контуры полей локальных  $TE$ - и  $TM$ -мод в сечении  $AA'$  разделителей поляризаций представлены на рисунке 2.44.

Оптический волновод, основанный на распространение поверхностных плазмонов, имеющий ширину, равную эффективной ширине слабонаправляющего канала, обладает потерями для собственной моды  $ss_b^0$  ( $TM_0$ ) – 1 дБ/см, для моды  $TE_0$  – 0,15 дБ/см. Эффективность развязки имеет значение 14 дБ для  $TE$ -поляризации и 16 дБ для  $TM$ -поляризации. Общие потери разделителя поляризаций с применением волновода на поверхностных плазмонах имеют значение 2,5 дБ для  $TM$ -поляризованных волн и 0,5 дБ для  $TE$ -поляризованных волн, при этом общая длина устройства составляет 3 мм.

В итоге, предложена оптическая схема пространственного разделителя поляризаций адиабатического типа, использующего  $Y$ -разветвитель на основе ионообменных волноводов в стеклянной подложке, с нанесенной поверх волноводов металлической пленкой нанометровой толщины специальной конфигурации, функционирующей как плазмонный оптический канал.

Предложена и обоснована новая интегрально-оптическая схема разделителя поляризаций с применением волноводного интерферометра Маха-Цендера с направленными ответвителями в качестве элементов ввода-вывода излучения [50, 56]. С целью построения на базе интерферометра разделителя поляризаций фазовый сдвиг между волнами, проходящими плечи интерферометра, должен быть поляризационно-зависимым. Для одной из поляризаций распространение волн в плечах интерферометра не будет сопровождаться внесением сдвига фаз между ними, и вывод мощности в этом случае будет производиться в один из выходных каналов, а для другой поляризации внесенный при распространении в плечах сдвиг фаз должен (в идеальном случае) составлять  $180^\circ$ , и сигнал будет выводиться в противоположный выходной канал.

Для создания такого разделителя поляризаций волновод в одном из плеч интерферометра должен обладать выраженным модовым двулучепреломлением. Были изучены различные способы создания выраженного модового двулучепреломления.

Известно, что оптические волноводы с покровным слоем из металла имеют высокие поляризующие свойства. Для увеличения этих поляризующих свойств между оптическим каналом и металлической пленкой размещается промежуточный слой из диэлектрического материала для формирования оптимальных условий передачи большой доли энергии волноводной мо-

ды затухающей поверхностной электромагнитной волне, сопровождающей распространение поверхностных плазмонов по границе металлической пленки. Аспекты создания таких поляризаторов достаточно хорошо изучены, см. работу [72] и ссылки в ней. Но недостаточно исследованными являлись закономерности и особенности влияния металлических слоев оптических металлодиэлектрических волноводов на действительную часть константы распространения моды.

Проведенные исследования позволили предложить новый вариант пространственного разделения поляризации на основе асимметричного интерферометра Маха-Цендера (см. рисунок 2.45). Значительное модовое двулучепреломление создается за счет покрытия металлической пленкой определенной длины через диэлектрический низкопреломляющий промежуточный (буферный) слой поверхности канального оптического волновода для организации различия времен распространения ТЕ- и ТМ-мод в одном из плеч интерферометра Маха-Цендера. Таким образом, анизотропия волноведущих свойств в одном из плеч интерферометра определяется не свойствами материала волновода, а влиянием металлической пленки, расположенной через промежуточную диэлектрическую прослойку поверх волновода. Для подтверждения возможности функционирования такой оптической схемы проведено исследование зависимости действительной части константы распространения ТЕ- и ТМ-мод от параметров тонких металлических пленок, а также оценены потери оптической энергии при распространении волноводных мод. Базовый принцип работы предложенного устройства на основе интерферометра Маха-Цендера такой же, как и указанный выше принцип работы поляризационного разделителя: для ТЕ-волн сдвиг фаз после прохождения плеч должен быть близок нулю, а для ТМ-волн та же величина должна составлять  $180^\circ$ .

Построена физико-математическая модель поляризационного разделителя. В неравноплечном интерферометре Маха-Цендера [162-170] с применением 3 дБ направленных ответвителей мощность на его выходах рассчитывается как [162]:

$$P_4^{out} = \sin^2(\Delta\Phi/2)P_1^{in}, \quad (2.40a)$$

$$P_3^{out} = \cos^2(\Delta\Phi/2)P_1^{in}, \quad (2.40b)$$

где  $P_1^{in}$  – мощность волн, направленная на вход интерферометра №1,  $P_3^{out}$  и  $P_4^{out}$  – мощности волн на выходе интерферометра (см. рисунок 2.45),  $\Delta\Phi$  – фазовый сдвиг между волнами, прошедшими оба плеча интерферометра. Из этих соотношений следует, что соотношение мощностей оптического излучения на обоих выходах интерферометра определяется сдвигом фаз,

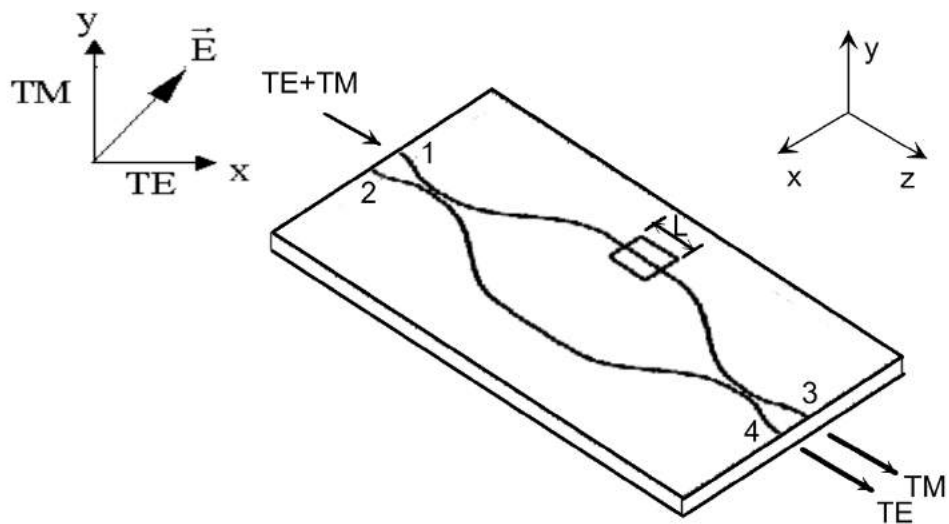


Рисунок 2.45 – Пространственный разделитель ТЕ-ТМ мод на основе асимметричного интерферометра Маха-Цендера

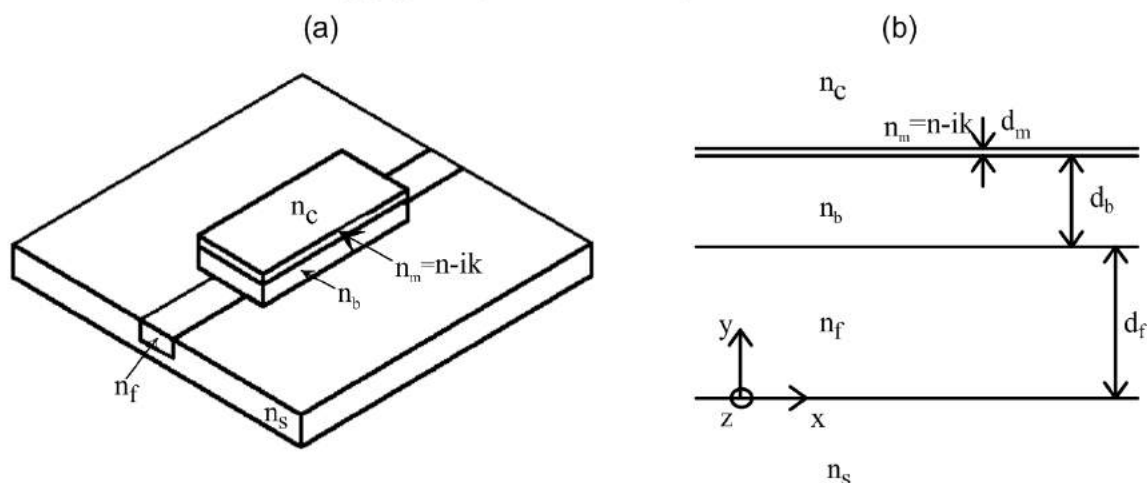


Рисунок 2.46 – а. Схематический вид металлodieлектрического каналного волновода с буферным слоем. б. Схематический вид планарного металлodieлектрического волновода с буферным слоем

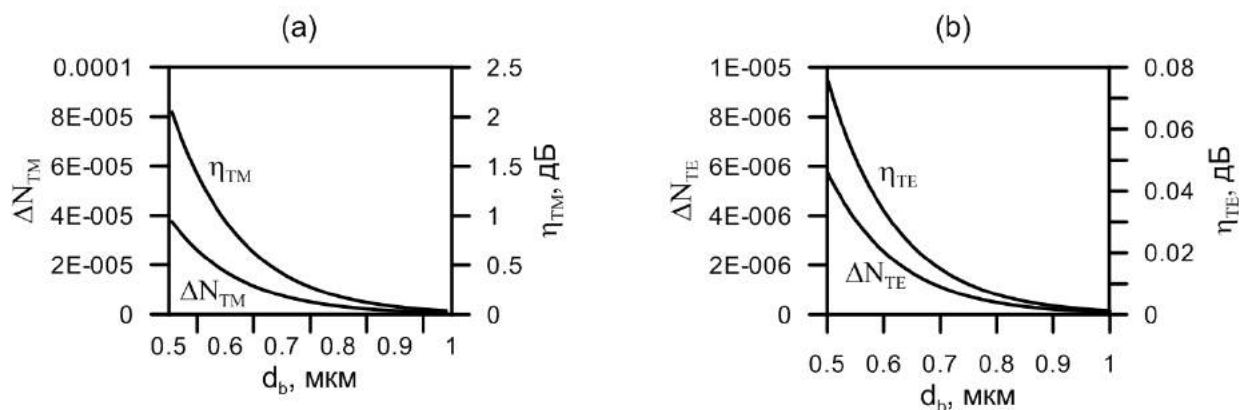


Рисунок 2.47 – Совмещенная зависимость разности эффективных показателей преломления плеч волноводного интерферометра и потерь мощности от толщины буферного слоя металлodieлектрического волновода для ТМ-мод (а) и для ТЕ-мод (б)

вносимых в его волноводных плечах. В частном случае, если  $\Delta\Phi = \pi$ , то вся мощность входного излучения (за исключением потерь мощности в самом направленном ответвителе) будет подана в выходной порт № 1; если  $\Delta\Phi = 0$ , то, наоборот, излучение будет полностью подано на выход схемы через порт № 2.

Если константы распространения волноводных мод  $\beta$  двух плеч интерферометра имеют различные значения:  $\beta$  и  $\beta + \Delta\beta$ , а геометрическая длина обоих плеч  $L$  одинаковая, то величина разности фаз между плечами на выходе интерферометра рассчитывается по следующей формуле:

$$\Delta\Phi = L(\beta + \Delta\beta) - \beta L = L\Delta\beta. \quad (2.41)$$

Рассмотрим формулу (2.41) отдельно для ТЕ- и ТМ-мод, имеющих отличные друг от друга константы распространения, и, следовательно, эффективные показатели преломления:

$$\Delta\Phi_{TE} = k_0(N_{TE}^{(1)} - N_{TE}^{(2)})L = k_0\Delta N_{TE}L, \quad (2.42)$$

$$\Delta\Phi_{TM} = k_0(N_{TM}^{(1)} - N_{TM}^{(2)})L = k_0\Delta N_{TM}L, \quad (2.43)$$

где  $\Delta\Phi_{TE}$ ,  $\Delta\Phi_{TM}$  – сдвиги фаз между ТЕ- и ТМ-волнами на выходе плеч интерферометра (т.е. на входе выходного направленного ответвителя), соответственно;  $N_{TE}^{(1)}$  и  $N_{TM}^{(1)}$  – эффективные показатели преломления ТЕ- и ТМ-мод волновода одного из плеч интерферометра, который покрыт через буферный слой металлической пленкой;  $N_{TE}^{(2)}$  и  $N_{TM}^{(2)}$  – эффективные показатели преломления волноводных мод другого плеча;  $\Delta N_{TE} = N_{TE}^{(1)} - N_{TE}^{(2)}$ ,  $\Delta N_{TM} = N_{TM}^{(1)} - N_{TM}^{(2)}$ .

Согласно изложенному выше принципу пространственного разделения поляризационных компонент оптического излучения, необходим поляризационно-зависимый сдвиг фаз:  $\Delta\Phi_{TE} = 0$ ;  $\Delta\Phi_{TM} = \pi$ . При этом условии ТЕ-волна и ТМ-волна будут разнесены в различные выходные порты схемы.

Далее рассмотрим применяемый в предложенном пространственном разделителе поляризаций металлодиэлектрический канальный интегрально-оптический волновод и его планарную модель (рисунок 2.46). Необходимо выбрать такие параметры волновода, при которых модовое двулучепреломление было бы значительным, но потери оптической энергии при распространении ТЕ- и ТМ-моды, особенно последней, были бы небольшими. Выраженное модовое двулучепреломление необходимо для выполнения соотношения  $\Delta\Phi_{TM} = \pi$  при приемлемой геометрической длине плеча, покрытого пленкой, которое ограничивается допустимыми линейными

размерами интегрально-оптической схемы. То есть введение металлической пленки должно сильно влиять на действительную часть константы распространения ТМ-моды, но не должно существенно влиять на действительную часть константы распространения ТЕ-моды, и сдвиг фаз между ТЕ-модами после прохождения ими плеч интерферометра должен быть малым:  $\Delta\Phi_{TE} \rightarrow 0$ .

Вносимые потери мощности оптического излучения должны быть малы – ниже 1 дБ. В металлах оптические волны затухают, поэтому необходимо введение промежуточного слоя из диэлектрического материала между слоем металла и волноводом. В ходе расчетов нужно подбирать необходимую толщину буферного слоя и слоя металла.

Рассчитаны оптические характеристики металлodieлектрического волновода. Данные ТЕ- и ТМ-мод получены на основе решения волнового уравнения. Для расчетов применялся планарный волновод, поддерживающий одну ТЕ<sub>0</sub>-моду и одну ТМ<sub>0</sub>-моду, с материальными данными, соответствующими технологии его формирования способом термического ионного обмена в стеклянной подложке.

Параметры волновода: показатель преломления стеклянной подложки  $n_s=1,51$ ; показатель преломления базового волноведущего слоя и толщина волновода  $n_f=1,52$  и  $d_f=1,7$  мкм, соответственно. Длина волны  $\lambda=0,63$  мкм. Для промежуточного слоя использовался оксид кремния SiO<sub>2</sub> с показателем преломления  $n_b=1,457$ . Использовалась серебряная пленка, подходящая по своему комплексному значению диэлектрической проницаемости для порождения длиннопребных плазмонов с целью их влияние на константу распространения ТМ<sub>0</sub>-моды. Показатель преломления серебра  $n_m=0,066-4,00i$  ( $\lambda=0,63$  мкм). Поверх слоя серебра располагался воздух,  $n_c=1$ .

Оптимизировались, для получения приемлемых результатов, толщина промежуточного слоя  $d_b$  в интервале 0–2 мкм и толщина металлической пленки в интервале 10-50 нанометров, с учетом возможностей современных технологий нанесения пленок наноразмерной толщины.

На рисунке 2.47(а) представлены результаты расчетов влияния толщины промежуточного слоя на разность эффективных показателей преломления моды ТМ<sub>0</sub> волновода с указанными выше параметрами и такого же волновода, но с удаленной пленкой –  $\Delta N_{TM}$ . Аналогичный график для моды ТЕ<sub>0</sub> приведен на рисунке 2.47(б).

Также на рисунке 2.47((а) и (б)) приведены результаты расчетов влияния толщины промежуточного слоя на уровень потерь оптической энергии в волноводе для ТМ<sub>0</sub>-моды и ТЕ<sub>0</sub>-моды, соответственно.

Если допустить приемлемые общие потери ТМ-волны в 1 дБ, то подходящая величина  $\Delta N_{TM}$  будет иметь значение  $2 \cdot 10^{-5}$  при толщине буферного диэлектрического слоя 0,6 мкм (толщина металлической пленки 20 нм). Для создания требуемого сдвига фаз двух ТМ-волн

длина металлической пленки должна иметь величину 1,5 см. Согласно расчетам разность эффективных показателей преломления ТЕ-мод плеч интерферометра  $\Delta N_{TE}$  имеет значение в 10 раз меньшее, чем величина  $\Delta N_{TM}$ . Эффективность развязки между каналами, рассчитываемая как отношение мощностей оптического излучения ТЕ<sub>0</sub>- и ТМ<sub>0</sub>-моды на выходе каналов 1 и 2, составляет 17 дБ для излучения ТЕ-поляризации при величине  $\Delta N_{TE}=2 \cdot 10^{-6}$ . Эффективность развязки между каналами для оптического излучения ТМ-поляризации в обоих случаях соответствует случаю 100% перевода энергии излучения этой поляризации в один выходной канал.

Таким образом, предложена и обоснована новая оптическая волноводная схема для пространственного разделения поляризационных компонент излучения на основе ионообменного интерферометра Маха-Цендера в стекле с элементами направленной связи, принцип работы которой основан на высоком модовом двулучепреломлении металлодиэлектрического волновода, введенного в одно из плеч интерферометра.

## 2.4 Выводы к главе 2

1. Предложены новый метод построения интегрально-оптических пространственных разделителей поляризации и новый метод создания ТЕ- и ТМ-поляризаторов, использующие высокое модовое двулучепреломление пассивных волноводных структур на основе трехслойных и четырехслойных волноводов из изотропных диэлектрических слоев. На основе предложенных методов разработаны волноводные разделители поляризаций на основе Y-разветвителей, а также поляризаторы с эффективностью развязки свыше 25 дБ. Построены физико-математические модели их функционирования.

2. На основе установленных закономерностей формирования гибридных мод в слабонаправляющем оптическом волноводе на основе диэлектрических изотропных слоев с резкой асимметрией профиля показателя преломления в вертикальном направлении предложен новый метод создания пассивных преобразователей поляризации оптического излучения, использующий эволюционное преобразование моды ТМ<sub>0</sub>-ТЕ<sub>1</sub> (в одном варианте построения преобразователей) и биения гибридных мод со взаимно противоположной циркулярной поляризацией (в другом варианте их построения). Построена физико-математическая модель поворота плоскости поляризации в преобразователе поляризаций, экспериментально верифицированная.

3. Предложен новый метод пассивного преобразования линейной плоскости поляризации излучения в круговую с применением асимметричного частично заглубленного ионообменного волновода в стекле, основанный на принципе модовой эволюции. Расчетные значения угла поворота поляризации составляют  $-42,4^\circ$  и  $47,6^\circ$  при входном ТЕ- и ТМ-поляризованном излучении, соответственно. Создана модель функционирования данного оптического преобразователя.

4. Предложена и теоретически обоснована новая простая схема заграждающего оптического фильтра на основе четырехслойного диэлектрического волновода для работы с эрбиевыми волноводными усилителями оптического излучения, который подавляет излучение накачки с длиной волны 0,98 мкм и имеет плоскую АЧХ в диапазоне 1,5-1,6 мкм и максимальные вносимые потери в 0,6 дБ.

5. Предложен и теоретически обоснован новый тип интегрального оптического пространственного разделителя поляризаций интерференционного типа в стекле с применением металлодиэлектрических волноводов в схеме интерферометра Маха-Цендера на основе направленных ответвителей. Построена модель распространения излучения различных поляризаций через разделитель поляризаций.

6. Модифицирована схема пространственного разделителя поляризации на основе Y-разветвителя, с использованием канальных ионообменных волноводов в стекле, покрытых металлической пленкой нанометровой толщины с переменной шириной. Эффективность развязки между каналами составляет 14 дБ для ТЕ-волн и 16 дБ для ТМ-волн. Общие потери разделителя поляризаций с применением плазмонного волновода составляют 2,5 дБ для ТМ-волн и 0,5 дБ для ТЕ-волн, при этом общая длина устройства составляет 3 мм.

### Глава 3. МОДИФИЦИРОВАННЫЕ ФИЗИКО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРИЕМЫ И ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ КОМПОНЕНТНОЙ БАЗЫ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФОТОНИКИ В СТЕКЛАХ

#### 3.1 Физико-математическая модель процессов формирования оптических волноводных элементов в силикатных стеклах методами многоэтапного ионного обмена

Для создания интегрально-оптической схемы в стеклянных подложках необходимо сформировать волноводные каналы определенной топологии, имеющие увеличенный показатель преломления относительно подложки, что может быть реализовано путем внедрения ионов различных металлов из расплава соли этого металла по технологии ионного обмена в стекле [1–3, 18, 25, 34, 171]. Концентрация ионов в приповерхностном слое стекла и показатель преломления в области их локализации пропорциональны друг другу. Связь этих двух величин имеет место посредством нескольких факторов [1, 3, 18, 34], которые будут указаны ниже.

Известно несколько технологических разновидностей ионного обмена [1–3]. Прикладное значение для построения оптических элементов систем оптической связи имеет технология ионного обмена “серебро-натрий” ( $\text{Ag}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$ ) в расплаве соли  $\text{AgNO}_3$ , согласно которой проводится:

1. ионный обмен в расплаве соли, простой термический или с приложением внешнего электрического поля ( т.е. осуществляется электростимулированное внедрение ионов) [2-3];
2. электростимулированное “погружение” (заглубление) волноводного канала [2-3];
3. термический отжиг волновода (дополнительный этап, не всегда применяется).

Как указывалось во введении к работе, данная технология является наиболее подходящей для изготовления элементов интегральной оптики для систем оптической связи по причинам низких потерь в формируемых волноводах на телекоммуникационной длине волны 1,55 мкм, крайне низком уровне модового двулучепреломления, и как следствие, отсутствии какой-либо поляризационной зависимости у их оптических характеристик, и высокой эффективности, свыше 90%, стыковки волноводов с одномодовыми волоконными световодами.

Для создания волноводных сенсорных устройств применяется другая, более простая разновидность этой технологии - ионный обмен “калий-натрий” ( $\text{K}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$ ) в расплаве соли  $\text{KNO}_3$ . Этапы заглубления и отжига для их изготовления не используют, а ионный обмен проводят без стимулирующего электрического напряжения. В результате применения технологии формируются одномодовые волноводы в приповерхностной области стекла с низкими потерями.



На рис.3.1(a) показаны схема формирования волноводов методом ионного обмена из расплава соли  $\text{AgNO}_3$  [2–3]. В стекле внедрение ионов серебра происходит по причине термической диффузии, а если приложено внешнее электрическое поле, то существует и дрейфовая составляющая движения, которая будет доминировать. При ионном обмене  $\text{Ag}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$  существует эффект образования кластеров серебра в приповерхностном слое стекла, который приводит к поглощению оптического излучения, пропускаемого через волновод [1, 3]. Используя смесь расплавов  $\text{AgNO}_3$  и  $\text{NaNO}_3$ , максимальное приращение показателя преломления волновода уменьшается, также снижается и поглощение коллоидального серебра.

Скорость ионного обмена увеличивается приложением внешнего электрического поля между расплавом, служащим анодом, и металлическим слоем, нанесенным на тыльную сторону стекла – катодом, что показано на рисунке 3.1(b). Под действием поля, ионы серебра мигрируют вглубь стекла на значительно большее расстояние, нежели при термическом ионном обмене (за равное время). Профиль показателя преломления такого волновода является ступенчатым по причине того, что ионы серебра внедряются под действием внешнего электрического поля, а влияние диффузионной (ионообменной) составляющей данного процесса очень мало [1–3]. Электростимулированную миграцию применяют для получения многомодовых волноводов и микролинз [2].

Процесс заглабления волновода показан на рис.3.1(c). Подложка помещается в расплав соли  $\text{AgNO}_3$  и прикладывается внешнее электрическое поле в вертикальном направлении поперек подложки. Маскирующий слой на стороне стеклянной подложки с волноводом отсутствует. Ионы серебра внедряются вглубь подложки, и в приповерхностный слой внедряются ионы натрия.

При заглаблении волновода в нем снижаются потери оптической энергии, обусловленные рассеянием на границе волноведущий слой – стеклянная подложка.

Также становится симметричным распределение электрического поля моды по обеим поперечным координатам. По размерам оно становится соразмерным аналогичному распределению волоконного световода, что облегчает стыковку волокно–волновод.

Процесс термического отжига волновода показан на рис.3.1(d). Внешнего источника ионов в этом случае нет, и область пространственной локализации концентрации ионов серебра увеличивается только за счет термической диффузии при повышенной температуре. Этот процесс используется для увеличения размеров поля моды и уменьшения двулучепреломления.

Основное расчетное уравнение, описывающее процесс бинарного ионного обмена  $\text{Ag}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$ , как термического, так и электростимулированного, в общем случае [1, 3, 34, 171] имеет вид:

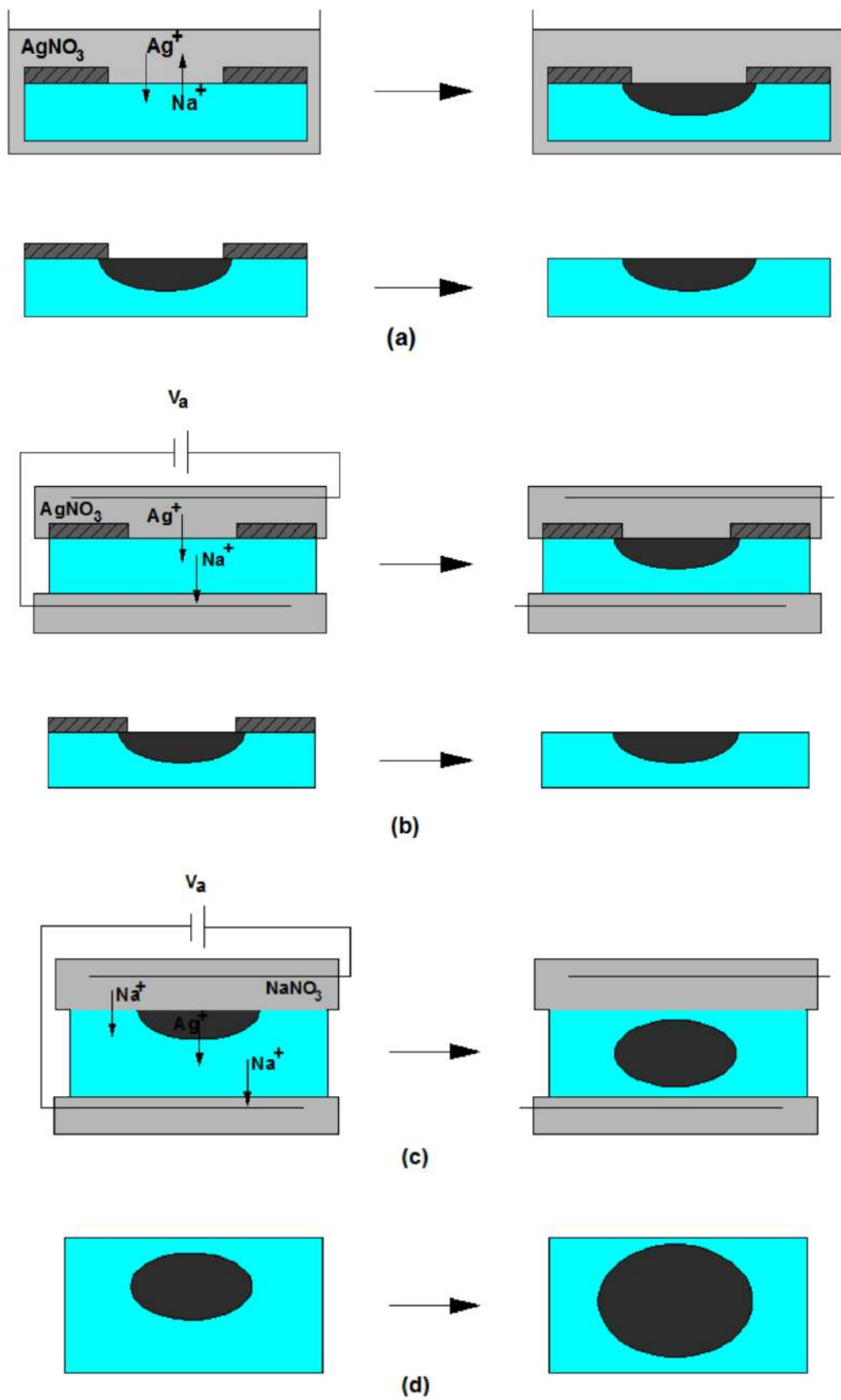


Рисунок 3.1 - Технология формирования волноводов в стекле методом ионного обмена:  
 (а) - термический ионный обмен, (б) - электростимулированная миграция ионов,  
 (с) - электростимулированное заглубление волновода, (д) отжиг [1-3]

$$\frac{\partial C_{Ag}}{\partial t} = \frac{D_{Ag}}{1 - (1 - M)C_{Ag}} \left[ \nabla^2 C_{Ag} + \frac{(1 - M)(\nabla C_{Ag})^2}{1 - (1 - M)C_{Ag}} - \frac{q}{HkT} \vec{E}_{ext} \cdot \nabla C_{Ag} \right], \quad (3.1)$$

где  $C_{Ag} = c_{Ag} / c_0$  является нормализованной концентрацией ионов серебра,  $c_{Ag}$  – концентрация ионов серебра,  $c_0$  – исходная концентрация ионов натрия в стекле на момент начала процесса обмена, величина  $M = D_{Ag} / D_{Na}$  является отношением коэффициентов диффузии ионов серебра и натрия,  $q$  – заряд электрона,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура,  $H$  – постоянная Хавена,  $\vec{E}_{ext}$  – электрическое поле, вызванного приложенным внешним напряжением.

Электростимулированная миграция ионов описывается уравнением при наличии слагаемого с приложенным электростатическим полем с напряженностью  $\vec{E}_{ext}$ . Для термического ионного обмена внешнее электростатическое поле не применяется.

Относительную (нормализованную) концентрации  $C_{Ag}$  используют для того, чтобы не применять значение начальной концентрации  $c_0$ . Допускается (приближенно), что в приповерхностном слое стеклянной подложки при ионном обмене имеет место полное 100% замена ионами серебра ионов натрия, и концентрация серебра  $c_{Ag}$  это зоны равна начальной концентрации  $c_0$ .

Следовательно, на границе стеклянная подложка – расплав соли величину  $C_{Ag}$  имеет значение, равное 1. Использование уравнение (3.1) предполагает известные значения параметров  $D_{Ag}$  и  $M$ . Уравнение (3.1) корректно и для одномерного и для двумерного и для трехмерного случая.

Решение уравнения (3.1) требует введения граничных условий для нормализованной концентрации ионов  $Ag^+$  (см. рисунок 3.2) [3]. На рисунке показаны эти граничные условия. Область вычислений имеет достаточно большие размеры, чтобы его боковые стороны ( $|x| = w/2$ ) и нижняя граница ( $y = h$ ) были удалены от волновода, который планируется сформировать. В этом случае можно использовать условие Дирихле  $C_{Ag} = 0$ . На рисунке у величины концентрации  $C_{Ag}$  подстрочный индекс опущен, так как та же схема используется и для расчета процесса формирования  $K^+$ -волноводов.

Для границы с расплавом, граничные условия для уравнения, описывающего ионный обмен, определяются конфигурацией маскирующего слоя и типом ионообменного процесса, либо процесса стимулированного внедрения ионов.

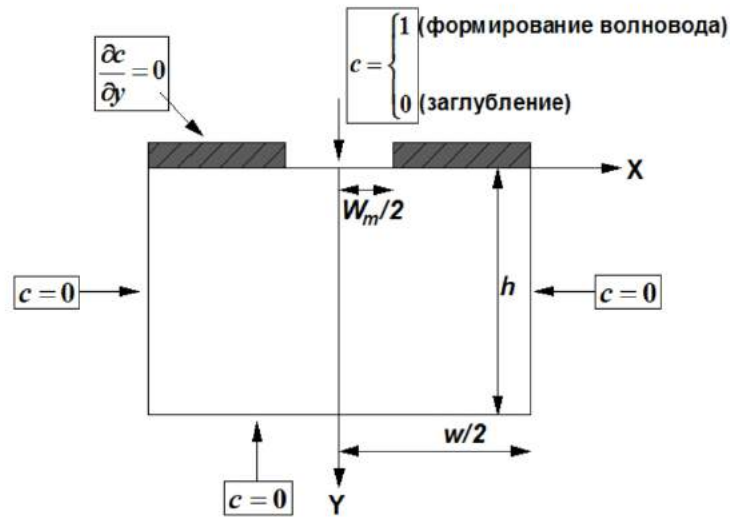


Рисунок 3.2 – Схема и граничные условия для математического моделирования технологического процесса формирования волноводных структур в стекле методами ионного обмена и электростимулированной миграции ионов

Таблица 3.1 – Граничные условия для моделирования этапов технологического процесса

Технологический этап	$y=0$ (поверхность)	$y=h$	$x=-w/2$ $x=w/2$
Ионный обмен	$c=1$ (маска открыта) $\frac{\partial c}{\partial y}=1$ ((маска закрыта)	$c=0$	$c=0$
Формирование волновода во внешнем э.л. поле	$c=1$ (маска открыта) $\frac{\partial c}{\partial y}=1$ ((маска закрыта)	$c=0$	$c=0$
Погружение	$c=0$ (маска открыта)	$c=0$	$c=0$
Отжиг	$\frac{\partial c}{\partial y}=1$	$c=0$	$c=0$

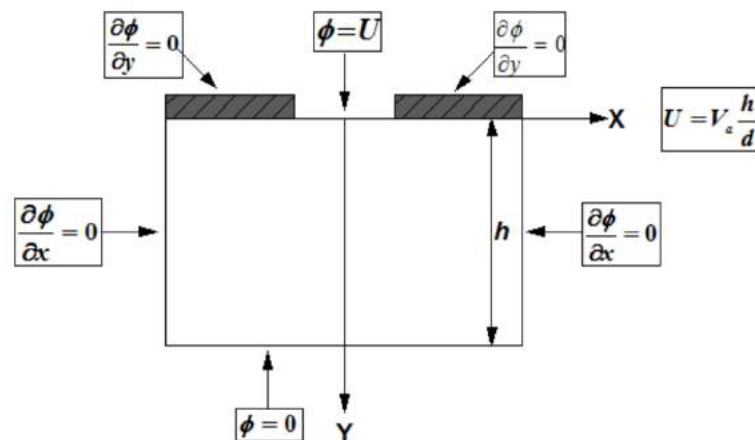


Рисунок 3.3 – Схема и граничные условия для расчета напряженности электростатического поля для моделирования электростимулированной миграции ионов в стекле

В области окна в маскирующем слое, где расплав соли граничит со стеклянной подложкой, нормализованная концентрация серебра  $C_{Ag}$  равна 1 в случае термического, либо электро-стимулированного процесса внедрения ионов, и нулю в случае стимулированного погружения сформированного волновода.

Там, где маскирующий слой блокирует прямое взаимодействие расплава и поверхности подложки, вводится условие Неймана  $\partial C_{Ag}/\partial y=0$ , что с физической точки зрения означает, что поток ионов в вертикальном направлении через этот слой отсутствует. Однако следует отметить, что под маской существует составляющая потока ионов в поперечном направлении (по оси  $x$ ). Граничные условия для процесса ионного обмена в обобщенном виде приведены в таблице 3.1.

Аналитического решения  $u$  дифференциального уравнения (3.1) в общем случае нет. В ряде частных случаев, тем не менее, можно получить аналитическое выражение для решения. Первый такой случай предполагает: формирование планарного волновода методом термического ионного обмена, что описывается одномерным уравнением диффузии и равенство коэффициентов диффузии внедряемых ионов и ионов натрия. В этом случае одномерное уравнение диффузии имеет аналитическое решение в виде дополнительной функции ошибок [172]. Аналитическое выражение для формы концентрации имеет место и в случае формирования планарного (одномерного) волновода посредством стимулированного внедрения ионов, при котором дрейфовая составляющая потока ионов преобладает над ионообменной составляющей. В этом случае решение одномерного уравнения 3.1 описывает область локализации внедренных ионов с четкой границей, то есть профиль волновода или микролинзы – ступенчатый [173].

Однако общее решение уравнения (3.1) возможно только путем применения численных методов решения дифференциальных уравнений в частных производных.

Самым простым способом численного решения уравнения (3.1) является метод Эйлера – явная конечно-разностная схема решения [136]. Согласно методу конечных разностей строится сетка для вычислений и разностная схема для определения концентрации, и эти значения концентрации на некотором временном шаге вычисляются по рекуррентному соотношению, исходя из значений этих величин на предыдущем временном шаге. Однако данный метод является только условно стабильным, и его неэффективность доказывает необходимость использования очень малых временных интервалов, необходимых для достижения стабильности на достаточно плотной сетке пространственных координат, которые требуются, в свою очередь, для получения решения с необходимой степенью точности [1, 3].

Известно, что для решения уравнения диффузии может быть применен метод Дюфорта-Франкеля [3]. Данный алгоритм решения обладает безусловной стабильностью, Однако, нужно отметить, что эта стабильность выполняется только в отношении линейного уравнения диффу-

зии. Установлено [174], что решение уравнения (3.1) нестабильно, если величина  $M$  меньше, чем 0,1, и от размерности разбиения (числа узлов дискретизации) стабильность почти не зависит. Значение отношения коэффициентов диффузии  $M$  для ионного обмена  $Ag^+ \leftrightarrow Na^+$  определяется компонентами стеклянной подложки, и для силикатного оптического стекла эта величина меньше единицы [3, 18, 175], а в ряде случаев существенно меньше единицы [176]. Поэтому решение может быть нестабильно, также как и для ряда других важных случаев ионного обмена в различных типах стекол, исследования которых представляют большой интерес.

Неявные конечно-разностные методики решения дифференциальных уравнений параболического типа стабильны. Метод Кранка-Николсона [136] является одним из неявных метода. Для решения двумерного варианта уравнения диффузии и электростимулированного ионного обмена (3.1) применение метода Кранка-Николсона приводит к необходимости решения на каждом временном шаге системы линейных уравнений с пятидиагональной матрицей большой размерности. Расчет требует больших вычислительных затрат.

Известен явно-неявный метод чередующихся направлений Писмэна – Рэчфорда, который в ряде исследований использовался в задачах моделирования ионного обмена [177-178]. Метод уменьшает в объеме вычислительные операции, так как на каждом своем шаге требует решение систем линейных уравнений с трехдиагональными матрицами. Однако, как и в случае алгоритма Дюфорта-Франкеля, при малых значениях  $M$  метод теряет стабильность.

Как будет показано далее, реконструкция параметров ионного обмена  $Ag^+ \leftrightarrow Na^+$  в стеклянных подложках типа К-8 по данным изготовленных волноводов в рамках настоящей работы приводит к значению величины отношения коэффициентов диффузии серебра и натрия  $M=0,02-0,03$ , что согласуется со значением величины  $M=0,01$  [176] у стекла типа ВК-7 зарубежного производства. Отечественное стекло К-8 является близким аналогом стекла ВК-7.

Поэтому задача создания физико-математической модели ионообменного процесса в стеклянных подложках требовала разработки метода решения уравнения диффузии и электростимулированного ионного обмена, устойчивого, в том числе и при очень низких значениях величины  $M$ . Было решено использовать указанную выше неявную схему Кранка-Николсона для решения уравнения (3.1), несмотря на необходимость привлечения больших вычислительных ресурсов.

Двумерный вариант уравнения (3.1) в декартовой системе координат имеет вид:

$$\frac{\partial C_{Ag}}{\partial t} = \frac{D_{Ag}}{1 - (1 - M)C_{Ag}} \times \left[ \frac{\partial^2 C_{Ag}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C_{Ag}}{\partial y^2} + \frac{(1 - M)}{1 - (1 - M)C_{Ag}} \left( \left( \frac{\partial C_{Ag}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial C_{Ag}}{\partial y} \right)^2 \right) - \frac{q}{HkT} \left( E_x \frac{\partial C_{Ag}}{\partial x} + E_y \frac{\partial C_{Ag}}{\partial y} \right) \right] \quad (3.2)$$

где  $E_x$  и  $E_y$  – декартовы компоненты напряженности стимулирующего электростатического поля.

В вычислительном окне создается сетка с шагом  $\Delta h = \Delta x = \Delta y$ . Производные от концентрации аппроксимируются конечными разностями как

$$\begin{aligned} \frac{\partial C}{\partial t} &\approx \frac{C_{i,j}^{s+1} - C_{i,j}^s}{\Delta t}, \\ \frac{\partial C}{\partial y} &\approx \frac{C_{i+1,j}^s - C_{i-1,j}^s}{2\Delta h}, \quad \frac{\partial C}{\partial x} \approx \frac{C_{i,j+1}^s - C_{i,j-1}^s}{2\Delta h}, \\ \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} &\approx \frac{C_{i+1,j}^s + C_{i,j+1}^s + C_{i,j-1}^s + C_{i-1,j}^s - 4C_{i,j}^s}{\Delta h^2} \end{aligned} \quad (3.3)$$

где  $C_{i,j}^s$  и  $C_{i,j}^{s+1}$  – неизвестные значения концентрации в узлах сетки  $i, j$  на смежных точках временной дискретизации  $s$  и  $s+1$ .

Согласно методу Кранка-Николсона, дискретизированное уравнение в матричной записи имеет вид [136]:

$$\frac{C^{s+1} - C^s}{\Delta t} = L \left( \frac{C^{s+1} + C^s}{2} \right), \quad (3.4)$$

где  $C^s = [C_k^s]$  – вектор концентрации в узлах сетки, введена нумерация узлов сетки  $\{i, j\}$  посредством одного индекса  $k \leftrightarrow \{i, j\}$ ,  $L \left( \frac{C^{s+1} + C^s}{2} \right)$  – дискретизированная, с применением соотношений (3.3), правая часть уравнения (3.2).

Уравнение (3.4) представляет собой систему нелинейных уравнений. В матричной форме оно имеет вид:

$$F(C^{s+1}) = [F_k(C^{s+1})] = 0. \quad (3.5)$$

Решение может быть получено методом Ньютона [136]. Метод предполагает на каждом шаге по времени проведение ряда итераций для получения решения с заданной степенью точности. Обозначим как  $U_m$  некоторое приближение к решению  $C^{s+1}$  на шаге  $(s+1)$ , где  $m$  – номер итерации. Согласно методу Ньютона линеаризации нелинейных систем, разлагая правые части уравнений системы (3.5) в ряд Тейлора, получим:

$$0 = F(C^{s+1}) = F(U_m) + \left[ \frac{\partial F_k(U_m)}{\partial C_l^{s+1}} \right] (C^{s+1} - U_m), \quad (3.6)$$

где индексы  $k$  и  $l$  обозначают номер узла по единой системе их отсчета. Обозначая результирующую аппроксимацию  $U_{m+1}$ ,  $U_{m+1} \approx C^{s+1}$ , получим систему уравнений

$$\left[ \frac{\partial F_k(U_m)}{\partial C_l^{s+1}} \right] (U_{m+1} - U_m) = -F(U_m). \quad (3.7)$$

Система (3.7) представляет собой систему линейных уравнений, решаемую на каждом шаге итераций относительно вектора неизвестных значений  $U_{m+1}$  до достижения заданной точности сходимости  $\varepsilon$ ,  $\|U_{m+1} - U_m\| < \varepsilon$ . Результат последней итерации и принимают за определяемое значение концентрации  $C^{s+1}$  на шаге  $(s+1)$ . Матрица коэффициентов системы есть якобиан  $\left[ \frac{\partial F_k(U_m)}{\partial C_l^{s+1}} \right]$ , имеющий для рассматриваемой двумерной задачи пятидиагональную форму. В случае матриц большой размерности система уравнений эффективнее решается методом неполной блочной факторизации, нежели стандартным методом Гаусса.

Данный метод был использован для решения уравнения (3.2), однако, в целях повышения достоверности полученных результатов, было решено прибегнуть и к альтернативной методике, также основанной на методе Кранка-Николсона. Уравнение (3.2) преобразуется в уравнение с постоянными коэффициентами, если принять значение концентрации в знаменателях коэффициентов в правой части уравнения равным его значению  $C_{i,j}^s$  из предыдущего шага  $s$

[174]. Также для линеаризации уравнения величина  $\left( \frac{\partial C_{Ag}}{\partial y} \right)^2$  в узле  $(i,j)$  выражается следующим образом:



$$\left(\frac{\partial C_{Ag}}{\partial y}\right)^2 \approx \frac{(C_{1+1,j}^{s+1} - C_{1-1,j}^{s+1})(C_{1+1,j}^s - C_{1-1,j}^s)}{2\Delta h \cdot 2\Delta h}, \quad (3.8)$$

и аналогично представляется слагаемое для оси  $X$ .

Тогда дискретизированное уравнение согласно схеме Кранка-Николсона имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{C_{j,i}^{s+1} - C_{i,j}^s}{\Delta t} = & \frac{D}{2(C_{i,j}^s(M-1)+1)} \times \\ & \left( \frac{C_{1+1,j}^{s+1} + C_{1,j+1}^{s+1} + C_{1-1,j}^{s+1} + C_{1,j-1}^{s+1} - 4C_{1,j}^{s+1}}{\Delta h^2} + \frac{C_{1+1,j}^s + C_{1,j+1}^s + C_{1-1,j}^s + C_{1,j-1}^s - 4C_{1,j}^s}{\Delta h^2} \right) + \\ & \frac{D(M-1)}{(C_{i,j}^s(M-1)+1)^2} \left( \frac{(C_{1+1,j}^{s+1} - C_{1-1,j}^{s+1})(C_{1+1,j}^s - C_{1-1,j}^s)}{4\Delta h^2} + \frac{(C_{1,j+1}^{s+1} - C_{1,j-1}^{s+1})(C_{1,j+1}^s - C_{1,j-1}^s)}{4\Delta h^2} \right) - \\ & \frac{qD}{2(C_{i,j}^s(M-1)+1)HkT} \left( \frac{E_{y,ij}(C_{1+1,j}^{s+1} - C_{1-1,j}^{s+1})}{2\Delta h} + \frac{E_{y,ij}(C_{1+1,j}^s - C_{1-1,j}^s)}{2\Delta h} + \frac{E_{x,ij}(C_{1,j+1}^{s+1} - C_{1,j-1}^{s+1})}{2\Delta h} \right) \\ & + \frac{E_{x,ij}(C_{1,j+1}^s - C_{1,j-1}^s)}{2\Delta h} \end{aligned} \quad (3.9)$$

$E_{y,ij}$  и  $E_{x,ij}$  – декартовы проекции электрического поля в узлах сетки с индексами  $i,j$ . Объединяя коэффициенты при подлежащих определению значениях концентрации в различных узлах на временном шаге  $(s+1)$ , получим расчетное разностное уравнение

$$a_1 C_{i+1,j}^{s+1} + a_2 C_{i-1,j}^{s+1} + a_3 C_{i,j+1}^{s+1} + a_4 C_{i,j-1}^{s+1} + a_5 C_{i,j}^{s+1} = b, \quad (3.10)$$

где коэффициенты  $a_1$ – $a_5$  и  $b$  вычисляются по формулам:

$$a_1 = -\frac{D(M-1)(C_{i+1,j}^s - C_{i-1,j}^s)}{4(C_{i,j}^s(M-1)+1)^2 \Delta h^2} + \frac{D}{2(C_{i,j}^s(M-1)+1)\Delta h^2} - \frac{qDE_{y,ij}}{4(C_{i,j}^s(M-1)+1)\Delta h HkT}$$

$$a_2 = \frac{D(M-1)(C_{i+1,j}^s - C_{i-1,j}^s)}{4(C_{i,j}^s(M-1)+1)^2 \Delta h^2} + \frac{D}{2(C_{i,j}^s(M-1)+1)\Delta h^2} + \frac{qDE_{y,ij}}{4(C_{i,j}^s(M-1)+1)\Delta h HkT}$$

(3.11a)

$$a_3 = -\frac{D(M-1)(C_{i,j+1}^s - C_{i,j-1}^s)}{4(C_{i,j}^s(M-1)+1)^2 \Delta h^2} + \frac{D}{2(C_{i,j}^s(M-1)+1)\Delta h^2} - \frac{qDE_{x,ij}}{4(C_{i,j}^s(M-1)+1)\Delta h HkT}$$

$$a_4 = \frac{D(M-1)(C_{i,j+1}^s - C_{i,j-1}^s)}{4(C_{i,j}^s(M-1)+1)^2 \Delta h^2} + \frac{D}{2(C_{i,j}^s(M-1)+1)\Delta h^2} + \frac{qDE_{x,ij}}{4(C_{i,j}^s(M-1)+1)\Delta h HkT}$$

$$a_5 = \frac{2D}{(C_{i,j}^s(M-1)+1)\Delta h^2} + \frac{1}{\Delta t}$$

$$b = -\frac{D(C_{i+1,j}^s + C_{i,j+1}^s + 2C_{i-1,j}^s + C_{i,j-1}^s - 4C_{i,j}^s)}{2(C_{i,j}^s(M-1)+1)\Delta h^2} - \frac{C_{i,j}^s}{\Delta t} +$$

(3.11b)

$$\frac{qD}{2(C_{i,j}^s(M-1)+1)HkT} \left( \frac{E_{y,ij}(C_{i+1,j}^s - C_{i-1,j}^s)}{2\Delta h} + \frac{E_{y,ij}(C_{i,j+1}^s - C_{i,j-1}^s)}{2\Delta h} \right)$$

Расчет неизвестных значений концентрации  $C_{ij}$  на каждом шаге по времени сводится, в конечном счете, к решению системы линейных уравнений. Матрица системы имеет разреженную пятидиагональную форму, с ненулевыми элементами  $a_1$ – $a_5$ . Вектор-столбец свободных членов состоит из элементов  $b$ .

Уравнение, описывающее процесс формирования планарного волновода методом электростимулированного ионного обмена, имеет вид:

$$\frac{\partial C_{Ag}}{\partial t} = \frac{D_{Ag}}{1-(1-M)C_{Ag}} \left[ \frac{\partial^2 C_{Ag}}{\partial y^2} + \frac{(1-M)}{1-(1-M)C_{Ag}} \left( \frac{\partial C_{Ag}}{\partial y} \right)^2 - \frac{qE_{ext}}{HkT} \frac{\partial C_{Ag}}{\partial y} \right]. \quad (3.12)$$

Внедрении ионов происходит вдоль оси  $Y$ . Решение данного уравнения с дискретизацией конечно-разностным методом Кранка-Николсона производится таким же способом, как для описанного выше двумерного случая. Похожая схема решения одномерного уравнения диффузии описана в работе [179], где он применен для моделирования диффузии серебра из твердотельного источника (серебряной пленки на поверхности подложки) в фосфатных стеклах со значением  $M=0,7$ .

Внешнее статическое электрическое поле  $\vec{E}_{ext}$ , прикладываемое для формирования или заглабления волновода, определяется путем решения уравнения Лапласа:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0, \quad (3.13)$$

где  $\phi$  - электрический потенциал, связанный с электрическим полем соотношением

$$\vec{E}_{ext} = -\nabla \phi. \quad (3.14)$$

Уравнение (3.13) должно дополняться соответствующими граничными условиями, исходя из геометрии задачи (см. рисунок 3.3).

При заглаблении волновода электрическое поле прикладывается в вертикальном направлении поперек подложки (вдоль оси  $Y$ ). Стеклоанная подложка с одной стороны граничит с расплавом. Маски на этой стороне стекла нет. Поле направлено в сторону от анода (расплава) к катоду – нанесенному на противоположную поверхность стекляннй подожки электроду (см. рисунок 3.1(с) процесса заглабления волновода). Между катодом и анодом приложено напряжение  $V$  и в первом приближении поле можно считать однородным. Величина его напряженности:

$$E_{ext} = V / W. \quad (3.15)$$

где  $W$  – толщина стекляннй подожки.

Однако проводимость стекла в области волновода из-за разницы в проводимости двух видов ионов, вследствие их различной подвижности, не является совсем постоянной величиной. Этот факт влияет на величину и форму силовых линий в области заглабления [180–181]. Более точные результаты получаются при использовании определяющего уравнения следующего вида [180]:

$$\sigma \nabla^2 \phi + \nabla \sigma \cdot \nabla \phi = 0, \quad (3.16)$$

где общяя ионная проводимость  $\sigma$ , рассчитываемая как:

$$\sigma = \frac{D_{Ag} c_0 q^2}{HkT} \left[ \frac{1}{M} (1 - C_{Ag}) + C_{Ag} \right], \quad (3.17)$$

зависит от концентрации. Таким образом, задача определения внешнего электрического поля  $\vec{E}_{ext}(x, y)$  сводится к решению уравнения (3.16), в котором проводимость определяется выраже-

нием (3.17). Граничные условия для решения уравнений (3.13) и (3.16) показаны на рисунке 3.3.

Для решения уравнений (3.13) и (3.16) так же, как и для уравнения ионного обмена, был использован метод конечных разностей с пятиточечной аппроксимацией второй производной.

В уравнение ионообменного процесса (3.1) входит напряженность внешнего электрического поля, декартовы компоненты которого при конечно-разностном решении в узлах сетки рассчитываются по значениям потенциалов:

$$\begin{aligned} E_{x,ij} &= \frac{\partial \phi}{\partial x} \approx \frac{\phi_{i,j+1} - \phi_{i,j-1}}{2\Delta x}, \\ E_{y,ij} &= \frac{\partial \phi}{\partial y} \approx \frac{\phi_{i+1,j} - \phi_{i-1,j}}{2\Delta y}. \end{aligned} \quad (3.18)$$

Если в процессе формирования волновода или микролинзы прикладывается внешнее стимулирующее напряжение, то геометрия задачи усложняется и необходимо определять электростатическое поле, порождаемое щелью в маске. Для определения формы электрического поля необходимо решать либо уравнение Лапласа (3.13), либо, в уточненном варианте, уравнение (3.16). Устанавливается значение  $\phi = 0$  на дне расчетной области ( $y = h$ ) и  $\phi = U$  на поверхности в области щели (отверстия) в маскирующем слое. Напряжение  $U$  между верхней и нижней границей вычислительного окна пропорционально напряжению, приложенному к границам стеклянной подложки:

$$U = V \frac{h}{W}, \quad (3.19)$$

где  $h$  – высота вычислительного окна. На покрытых сверху маскирующим слоем областях должно выполняться граничное условие  $\partial \phi / \partial y = 0$ . Маска здесь выполняет функцию электрического изолятора и прямо под ней формируется некоторый пространственный заряд для компенсации электрического поля [182].

Подобная схема применяется и для моделирования селективного заглубления волновода, когда часть сформированного канала закрывается маской, а оставшаяся часть продвигается вглубь стеклянной подложки.

Для случая электростимулированного формирования волноводов, через единичную щель в маске, или через периодическую последовательность щелей, существует прямое аналитическое решение уравнения Лапласа (3.13) методом конформного отображения [183-184], по которой рассчитывается пространственное двумерное распределение напряженности электростати-

ческого поля. Для одной щели в маскирующем слое решение уравнение Лапласа имеет вид [183]:

$$E_x - iE_y = i \frac{V}{W} \frac{\pi}{2K \left( \sqrt{1 - \left[ \operatorname{sn} \left( \frac{\pi x_w}{4W}, 1 \right) \right]^2} \right)} \sqrt{\frac{1 - \tanh^2 \left( \frac{\pi}{2W} (x + iy) \right)}{\tanh^2 \left( \frac{\pi x_w}{4W} \right) - \tanh^2 \left( \frac{\pi}{2W} (x + iy) \right)}}, \quad (3.20)$$

где  $E_x, E_y$  – компоненты электростатического поля  $\vec{E}_{ext}(x, y)$  в декартовой системе координат;  $W$  – толщина подложки;  $V$  – напряжение, прикладываемое к подложке в процессе миграции ионов;  $K$  – полный эллиптический интеграл,  $x_w$  – ширина щели в маске.  $\operatorname{sn}$  – эллиптическая функция Якоби. Результаты моделирования формирования микролинз посредством электростимулированного ионного обмена через периодический набор щелей в маске будут представлены в параграфе 4.3.

Для расчета оптических свойств ионообменных волноводов необходимо преобразовать распределение концентрации серебра в распределение показателя преломления в области волновода. Присутствие ионов серебра изменяет показатель преломления вследствие, во-первых, различия в размерах (радиусах) ионов серебра и замещаемых им в ходе ионного обмена ионов натрия и, во-вторых, ионной поляризуемости [185-186].

Профиль показателя преломления волновода можно записать как:

$$n(x, y, \lambda) = n_s(\lambda) + \Delta n(\lambda) C_{Ag}(x, y). \quad (3.21)$$

В выражении (3.21) показаны пространственная и спектральная функциональные зависимости профиля и приращения показателя преломления. Приращение показателя преломления является величиной, подлежащей определению экспериментальным путем. Для этого решается обратная задача – по измеренным оптическим характеристикам волновода определяется величина его  $\Delta n$ .

В случае формирования оптических волноводов путем ионного обмена  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  в расплаве  $KNO_3$  основной вклад в увеличение показателя преломления и двулучепреломление волновода вносит механическое напряжение вследствие различия размеров ионов натрия и калия [187-188]. Для  $K^+$ -волноводов это механическое напряжение приводит к оптической анизотропии областей внедрения ионов калия и двулучепреломление у этих волноводов значительно большее, чем у  $Ag^+$ -волноводов.

Зная распределение показателя преломления, можно перейти к расчету оптических параметров ионообменных канальных волноводов, главные из которых определяются путем модового анализа, то есть посредством расчета характеристик мод. Если не ставить целью расчет двулучепреломления волноводов, то можно использовать скалярное волновое уравнение, которое для модового анализа имеет вид [4–5]:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) = 0, \quad (3.22)$$

где  $E=E(x,y)$  – пространственное распределение электрического поля моды в поперечном сечении волновода,  $\beta$  – константа распространения моды,  $k_0=2\pi/\lambda$  – волновой вектор вакуума,  $\lambda$  – длина волны. Волновод поддерживает дискретное количество мод. Уравнение решается методом конечных разностей. Дискретизированное уравнение для равномерной сетки с шагом  $\Delta h=\Delta x=\Delta y$  имеет вид:

$$\frac{E(i,j+1)+E(i,j-1)+E(i+1,j)+E(i-1,j)-4E(i,j)}{\Delta h^2} + k_0^2 n_{i,j}^2 = \beta^2 E(i,j) \quad (3.23)$$

где  $E(i,j)$  – искомые значения электрического поля в узлах сетки с индексами  $\{i,j\}$ ,  $n_{i,j}$  – значение показателя преломления в этих же узлах. В результате решение дифференциального уравнения (3.22), описывающее модовую структуру волновода, сводится к линейно-алгебраической задаче на собственные значения.

Расчетное вычислительное окно создается достаточно больших размеров, чтобы по его краям можно было бы применить нулевые граничные условия Дирихле, в этом случае не влияющие на истинную форму поля моды. При расчете используется сетка дискретизации, смещенная относительно сетки, использованной для вычисления распределения концентрации, так как последняя проходит по границе расплав-стекло, а в этом месте происходит резкое изменение показателя волновода. Поэтому сетка смещается на половину шага дискретизации, а значение показателя преломления в новых узлах получают интерполяцией.

Направленные моды градиентного волновода обладают тем свойством, что их константа распространения находится в диапазоне:

$$k_0 n_s < \beta < k_0 (n_s + \Delta n), \quad (3.24)$$

что позволяет использовать методы нахождения отдельных собственных значений диагональных матриц большой размерности. Соответствующие им собственные вектора будут значениями электрического поля мод в узлах дискретизации.

Решение скалярного волнового уравнения позволяет определить эффективные размеры мод и их константы распространения. Однако для определения величины модового двулучепреломления  $Ag^+$ -волноводов, необходимо проводить расчет полей квази-ТЕ мод и квази-ТМ мод, что проводится по другим волновым уравнениям. Такой расчет также выполнялся методом конечных разностей, с учетом условий непрерывности компонент полей на границах раздела сред и специальной процедуры дискретизации для этого случая [189].

Расчет нормализованной концентрации ионов в приповерхностном слое стекла при различных формах его внедрения из расплава, в соответствии с описывающим данные процессы уравнением (3.1), предполагает знание коэффициента диффузии  $D_a$  и отношения коэффициентов диффузии ионов  $M$ . Переход от распределения концентрации к распределению показателя преломления, в соответствии с соотношением (3.21) требует знания приращения показателя преломления  $\Delta n$  на поверхности. Эти параметры не входят в число паспортных данных оптических стекол, поэтому необходима методика для экспериментального определения их значений.

Реконструкция параметров волноводов в стекле основана на измерении параметров планарного волновода, изготовленного методом термического ионного обмена, который описывает уравнение

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{D_a}{1 - (1 - M)C} \left[ \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{(1 - M)}{1 - (1 - M)C} \left( \frac{\partial C}{\partial y} \right)^2 \right], \quad (3.25)$$

являющееся частным случаем уравнения (3.1).

Восстановление параметров  $\Delta n$ ,  $D_a$ ,  $M$  означает построение специального метода определения профиля показателя преломления планарного волновода  $n(y)$ , которому бы однозначно соответствовал профиль распределения концентрации  $C(y, t)$  – решение уравнения (3.25):

$$n(y) = n_s + \Delta n \cdot C(y, t). \quad (3.26)$$

Прямое определение распределения концентрации внедренных ионов возможно с помощью ионной масс-спектрометрии [190]. К сожалению, данный способ требует применения дорогостоящего оборудования. Возможно определение показателя преломления канальных, а не планарных, волноводов с помощью ряда известных методик: метода ближнего поля [191], ме-

тогда преломленного ближнего поля [192], путем применения интерференционного [193] и ближнепольного микроскопов. Как правило, все названные методики принимают в качестве исходных данных только распределение поля моды и поэтому обладают низкой точностью.

Следует отметить, что в нашем случае извлечение информации о профиле показателя преломления должно увязываться с двумерным распределением концентрации  $c(x,y)$  с целью восстановления технологических параметров.

Наиболее простой и экономичный способ получения информации о параметрах волновода состоит в использовании призмной системы возбуждения мод планарного волновода с целью измерения эффективных показателей преломления волновода  $n_{eff}$  [194] и извлечения информации о его профиле показателя преломления.

Отношение коэффициентов диффузии  $M$  для большинства стекол отлично от 1, и аналитического выражения для распределения концентрации  $C(y,t)$  не существует, что значительно упростило бы процедуру восстановления. Поставленные в работе цели требовали восстановления профиля показателя преломления и параметров диффузии в общем виде. Используемая для этого методика, построенная на основе оптимизационных алгоритмов, не предполагает какой-либо информации о виде распределения профиля и сводится к следующим действиям:

1. Вводятся начальные приближения для всех трех параметров  $\{D_a, M, \Delta n\}$ .
2. Рассчитывается ионообменный процесс, определяется распределение концентрации по глубине  $C(y,t)$  путем решения нелинейного уравнения диффузии (3.25).
3. Рассчитываются значения эффективных показателей преломления волноводных мод  $N_{eff}$  посредством решения волнового уравнения для  $E$ -компоненты ТЕ-мод планарного волновода

$$\frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + (k_0^2 n^2(y) - N_{eff}^2) E = 0. \quad (3.27)$$

4. Полученные таким путем значения  $N_{eff}$  сопоставляются с набором измеренных значений эффективного показателя преломления  $n_{eff}$ . Если они не согласуются с приемлемой степенью точности, формируется новый набор параметров  $\{D_a, M, \Delta n\}$ , исходя из значений предыдущих, и процесс повторяется, пока не достигается необходимая степень точности приближений расчетных значений  $N_{eff}$  к измеренному набору этих значений.

Блок-схема расчетов по методу показана на рисунке 3.4. Был использован симплекс-метод многомерной оптимизации Нелдера-Милда с заменой переменных, позволяющих учитывать ограничения на диапазон поиска. К недостаткам данного метода, по отношению к решаемой задаче, следует отнести то, что он является громоздким и медленным. Волновое уравнение для



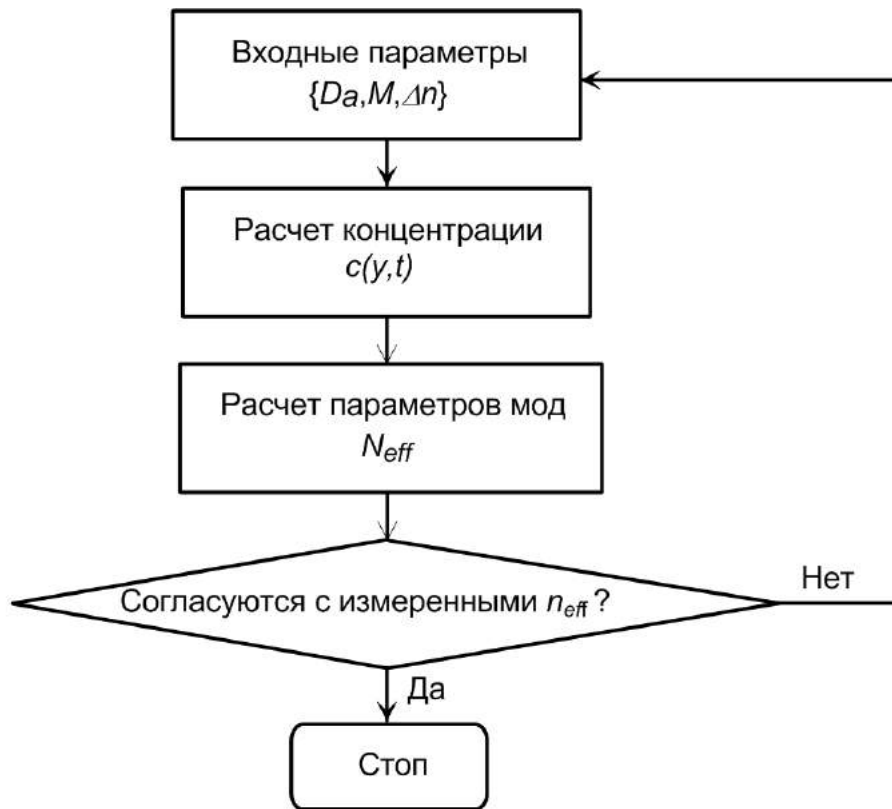


Рисунок 3.4 – Блок-схема определения параметров ионного обмена

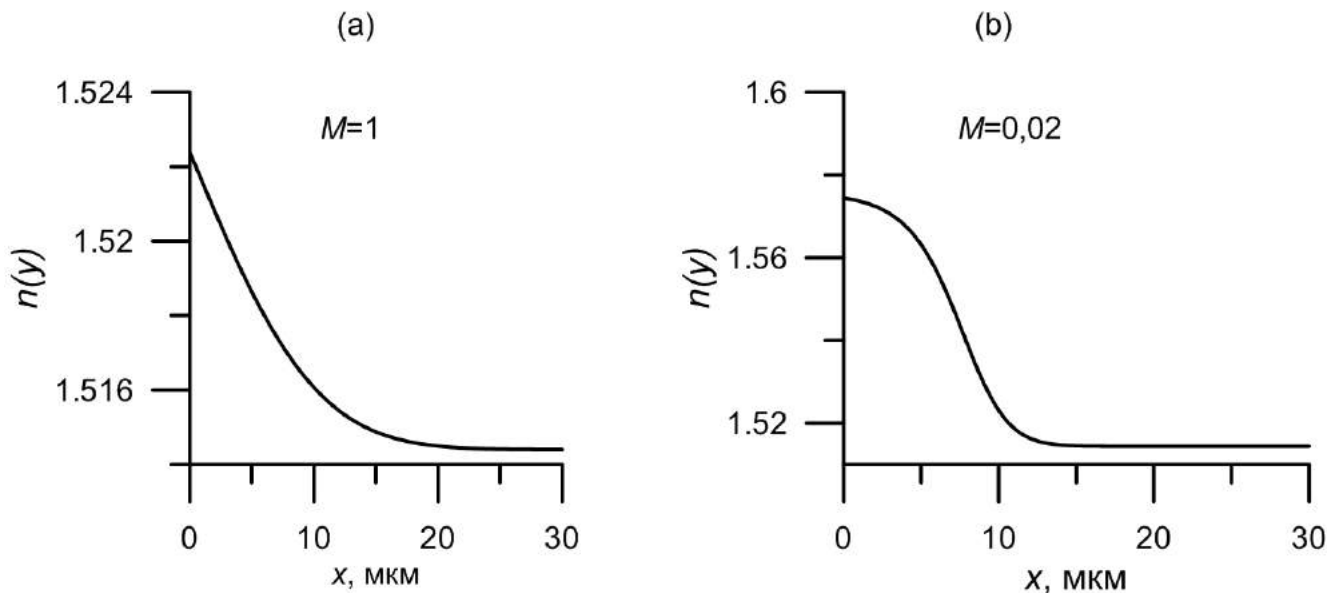


Рисунок 3.5 – Восстановленные распределения профилей показателей преломления  $n(y)$  волноводов, полученных путем термического ионного обмена.

- а. Ионный обмен  $K^+ \leftrightarrow Na^+$ :  $\Delta n=0,008$ ,  $D_K=2,2 \cdot 10^{-15} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $M=1$ ;  
 б. Ионный обмен  $Ag^+ \leftrightarrow Na^+$ :  $\Delta n=0,06$ ,  $D_{Ag}=0,7 \cdot 10^{-15} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $M=0,02$

планарных волноводов решалось методом матрицы передачи, что позволило точно определять параметры мод даже вблизи условия отсечки.

Восстановление значений  $\{D_a, M, \Delta n\}$  предполагает знание некоторой исходной информации о них и о других оптических и технологических параметрах волноводов. Должны быть известны рабочая длина волны оптического излучения, показатель преломления стеклянной подложки, измеренные значения эффективных показателей преломления  $n_{eff}$ , время ионного обмена. Для решения задачи оптимизации все три уточняемых параметра должны иметь верхние и нижние границы поиска. В любом случае, приращение показателя преломления на поверхности  $\Delta n$  должно быть по меньшей мере больше чем величина разности  $n_{eff,1} - n_s$ , где  $n_{eff,1}$  – показатель преломления фундаментальной моды. Отношение коэффициентов диффузии находится в интервале от 0 до 1.

Для решения нелинейного уравнения диффузии и определение распределения  $C(y,t)$  была использована описанная выше конечно-разностная неявная схема. Расчет эффективных показателей преломления планарных волноводов проводился методом матрицы передачи для многослойного волновода, который был получен из градиентного путем его разделения на большое число слоев, и, для верификации, методом конечных разностей.

Набор реконструируемых параметров  $\{D_a, M, \Delta n\}$  уточняется путем сравнения расчетным данным эффективных показателей  $N_{eff}$  с измеренными значениями  $n_{eff}$ . Данные  $n_{eff}$  получают путем измерений углов призмного возбуждения мод изготовленного планарного многомодового волновода. Оптимизационная задача сводится к поиску минимума целевой функции

$$F = \sum_m (N_{eff,m} - n_{eff,m})^2, \quad (3.28)$$

где  $N_{eff,m}$ ,  $n_{eff,m}$  – расчетные и измеренные эффективные показатели преломления моды порядка  $m$ .

Для увеличения точности расчетов на одном типе стекла было изготовлено несколько образцов планарных многомодовых волноводов с различными временами ионного обмена, и следовательно, различным модовым составом. Восстановление проводилось для всех образцов и результаты сопоставлялись между собой, так как очевидно, что величины  $D_a$  и  $M$ , при одной температуре ионного обмена, должны быть одни и те же.

Калийные планарные волноводы были изготовлены в стекле К-8 при ионном обмене  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  в расплаве соли  $KNO_3$  при температуре  $350^\circ C$  и временах ионного обмена 60, 120 и 240 минут. Волноводы имели, соответственно, 2, 2 и 4 моды.

С применением призмной системы возбуждения на гониометре Г-5 были измерены эффективные показатели преломления ТЕ-мод. Возбуждение мод волновода осуществлялось призмой из тяжелого флинта с показателем преломления  $n_p = 1,750$ . Точность измерения углов на гониометре типа Г5 составляла  $0,5''$ . Точность измерения эффективного показателя преломления составляла четыре значащие цифры после запятой.

Условия изготовления, набор измеренных эффективных показателей преломления и результаты восстановления параметров калийных волноводов приведены в итоговой Таблице 3.2.

Восстановленные параметры имеют следующие величины:  $M=1$ ;  $\Delta n=0,0072 - 0,0076$ ;  $D_K=0,0015 - 0,0022$  мкм<sup>2</sup>/с. Как видно, результаты реконструкции по различным образцам имеют примерно одинаковые значения. Значение приращения показателя преломления  $\Delta n$  соответствует аналогичным значениям  $\Delta n$  при ионном обмене в стекле ВК-7 иностранного производства, имеющего аналогичный состав [195-196].

Таблица 3.2 – Параметры планарных волноводов в стекле К-8 при ионном обмене  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  в расплаве соли  $KNO_3$

Температура	Время диффузии	Эффективный показатель преломления $N_{eff}$ ТЕ-мод	Реконструированные значения параметров ионного обмена		
			Приращение показателя преломления $\Delta n$	Коэффициент диффузии $D_K$ мкм <sup>2</sup> /с	Отношение коэффициентов диффузии $D_K/D_{Na}$
350°C	60 минут	1,5175	0,0072	0,0022	1,000
		1,5151			
350°C	120 минут	1,5180	0,0073	0,0015	0,999
		1,5156			
350°C	240 минут	1,5193	0,0076	0,0022	1,000
		1,5171			
		1,5158			
		1,5151			

Примечание: Длина волны измерений эффективного показателя преломления 0,6328 мкм.

Показатель преломления стеклянной подложки типа К-8  $n_s=1,5144$ .

Восстановленная форма профиля для калийных волноводов приведена на рисунке 3.5(а).

На рисунке 3.6 приведены результаты расчетов зависимости эффективного показателя преломления ТЕ-мод от времени диффузии, и результаты экспериментальных измерений этого параметра. Измеренные значения эффективного показателя преломления  $N_{eff}$  обозначены кружками. Расчет проведен для усредненных значений  $D_a$ ,  $M$ ,  $\Delta n$ . Видно, что данные измерений  $n_{eff}$

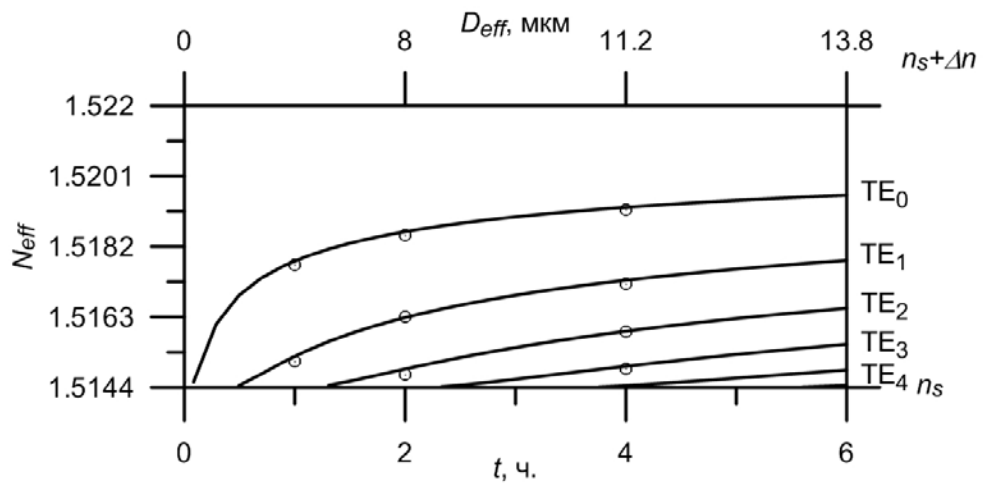


Рисунок 3.6 – График зависимости эффективных показателей преломления TE-мод волноводов, полученных путем ионного обмена  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  от времени диффузии, совмещенный с результатами его измерений этой величины

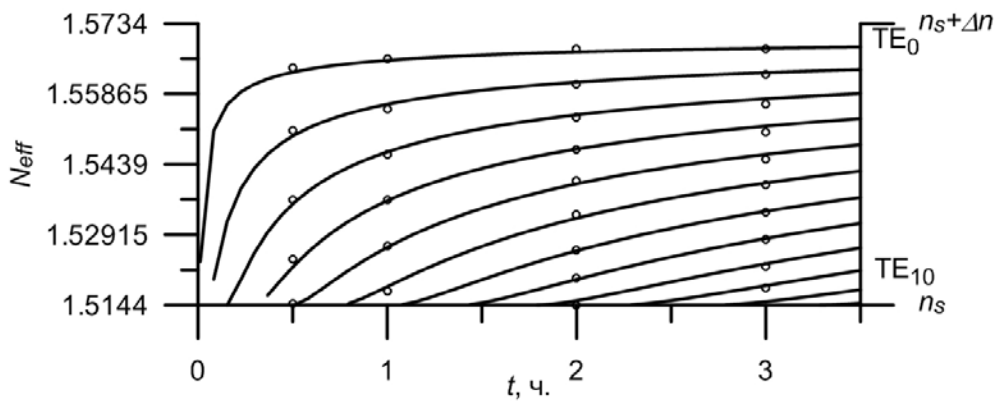


Рисунок 3.7 – График зависимости эффективных показателей преломления TE-мод волноводов, полученных путем ионного обмена  $Ag^+ \leftrightarrow Na^+$  от времени диффузии, совмещенный с результатами его измерений

по волноводам хорошо накладываются на теоретические кривые, расхождение составляет 6%.

Серебряные планарные волноводы были изготовлены в стекле К-8 при ионном обмене  $\text{Ag}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$  в смешанном расплаве солей  $\text{AgNO}_3: \text{NaNO}_3$  (молярное соотношение 1:10) при температуре  $350^\circ\text{C}$  и временах ионного обмена 30, 60, 120 и 180 минут. Волноводы имели, соответственно, 5, 6, 9 и 10 мод, их эффективные показатели преломления ТЕ-мод были измерены на длине волны 0,63 мкм.

Технологические параметры, эффективные показатели преломления и результаты восстановления параметров  $\text{Ag}^+$ -волноводов в подложке из стекла К-8 приведены в Таблице 3.3.

Так же, как и в случае  $\text{K}^+$ -волноводов, результаты реконструкции по различным образцам имеют примерно одинаковые значения:  $M=0,02-0,03$ ;  $\Delta n=0,057-0,06$ ;  $D_{\text{Ag}}=0,0006-0,0007$  мкм<sup>2</sup>/с.

Восстановленная форма профиля для  $\text{Ag}^+$ -волноводов приведена на рисунке 3.5(b). Видно, что отношение коэффициентов диффузии  $M$  для различных типов ионного обмена, с различными диффузантами, калием или серебром, существенно влияет на форму профиля показателя преломления, что видно по сопоставлению рисунков 3.5 (a) и 3.5(b). На рисунке 3.7 приведены результаты теоретических расчетов и экспериментальных измерений зависимости эффективного показателя преломления ТЕ-мод  $\text{Ag}^+$ -волноводов от времени диффузии. Измеренные значения  $n_{\text{eff}}$  обозначены кружками. Так же как и в случае калийных волноводов, из рисунка 3.7 видно хорошее согласование теории и эксперимента по всем изготовленным образцам. Расхождение составило 5%.

Получив информацию о параметрах изготовленных планарных волноводов – приращении показателя преломления  $\Delta n$  и отношении подвижностей ионов  $M$ , и имея возможность задавать данные технологического процесса (температуру и время диффузии), стало возможным, на основе построенной модели процесса формирования канального волновода, определить технологические режимы формирования волноводов с заданными характеристиками, и рассчитать эффективность ввода оптической энергии из одномодовых волоконных световодов в волноводы. При этом были рассмотрены два способа формирования канальных волноводов – на основе термического ионного обмена  $\text{K}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$  и путем обмена  $\text{Ag}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$  с последующим заглаблением.

В этих двух случаях ионного обмена преследовались разные цели. В случае обмена  $\text{K}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$  одномодовые волноводы исследовались как основа интегрально-оптических схем для различных датчиков. Существенным в этом случае являлось создание именно одномодового волновода с оптимальным уровнем части поля моды, которая выходит в покровный слой, и одновременно с приемлемыми потерями при стыковке такого волновода с оптическим волокном, через который в оптический сенсор вводится излучение полупроводникового лазера.

Таблица 3.3 – Параметры формирования планарных волноводов в стекле К-8 при ионном обмене  $Ag^+ \leftrightarrow Na^+$  в расплаве соли  $AgNO_3 + NaNO_3$  1:10 (отношение молярных долей)

Температура	Время диффузии	Эффективный показатель преломления $N_{eff}$ ТЕ-мод	Реконструированные значения параметров ионного обмена		
			Приращение показателя преломления $\Delta n$	Коэффициент диффузии $D_{Ag}$ , мкм <sup>2</sup> /с	Отношение коэффициентов диффузии $M = D_{Ag} / D_{Na}$
350°C	30 минут	1,5641	0,057	0,0007	0,02
		1,5510			
		1,5387			
		1,5262			
		1,5147			
350°C	60 минут	1,5660	0,058	0,0006	0,03
		1,5554			
		1,5459			
		1,5364			
		1,5268			
350°C	120 минут	1,5689	0,059	0,0007	0,03
		1,5607			
		1,5537			
		1,5470			
		1,5405			
		1,5334			
		1,5281			
		1,5201			
1,5143					
350°C	180 минут	1,5699	0,060	0,0007	0,03
		1,5627			
		1,5565			
		1,5506			
		1,5450			
		1,5395			
		1,5338			
		1,5282			
		1,5225			
1,51619					

В случае обмена  $\text{Ag}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$  задачи расчета состояли в определении технологических режимов изготовления одномодовых заглубленных волноводов, имеющих малую величину собственных потерь оптической энергии и также небольшую величину потерь при соединении оптическое волокно – волновод. Данные волноводы и волноводные структуры разрабатывались для использования в системах оптической связи с рабочей длиной волны 155 мкм.

Ширина щели в маске была выбрана малой – 2 мкм по соображениям получения одномодового режима для калийных канальных волноводов на длинах волн, начиная с длины волны 0,63 мкм. Кроме того, чем меньше ширина щели в маске, тем меньше будет различие в размерах волноводов по вертикальной и горизонтальной оси. Этот факт одинаково характеризует как калийные, так и серебряные волноводы.

Исходные расчетные данные, полученные путем реконструкции предварительно изготовленных планарных  $\text{K}^+$ -волноводов в стекле К-8, были следующие. Коэффициент диффузии  $D_a = 2,2 \cdot 10^{-15} \text{ м}^2/\text{с}$ , что соответствует температура ионного обмена 350 С°. Приращение показателя преломления на поверхности  $\Delta n = 0,0072$  для ТЕ-поляризованного излучения, отношение подвижностей ионов калия и натрия  $M = 1$ . Расчеты проводились в вычислительном окне размером 40×40 мкм, с разбиением сетки 400×400 узлов. При использовании показателя преломления стекла учитывалась его дисперсия: на длине волны 0,85 мкм показатель преломления стеклянной подложки  $n_s = 1,5094$ , для длины волны 1,55 мкм  $n_s = 1,5003$ .

На рисунке 3.8 приведены графики зависимости эффективных показателей преломления мод канальных трехмерных волноводов, сформированных по ионному обмену  $\text{K}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$  в стеклянной подложке К-8 от времени процесса диффузии на длине волны 0,85 мкм (а), и на длине волны 1,55 мкм (б). Численные результаты получены посредством решения уравнения диффузии с целью получения пространственного двумерного распределения концентрации с последующей подстановкой данного профиля (трансформированного в пропорциональное ему распределение показателя преломления) в волновое уравнение, которое решалось методом конечных разностей. Из обоих графиков можно определить необходимое время для формирования одномодовых волноводов вдали от условия отсечки, с хорошо локализованным модовым пятном. Как видно из графика 3.8(а), для длины волны 0,85 мкм это время равняется 60–120 мин. Из зависимости, показанной на рисунке 3.8(б) следует, что время изготовления таких волноводов для рабочей длины волны 1,55 мкм является очень большим – одномодовый режим вдали от условия отсечки реализуется при времени диффузии порядка 8-10 часов! Этот факт был подтвержден экспериментально (см. параграф 3.2). Физическая причина этого лежит в малом приращении показателя преломления  $\Delta n$  волновода по отношению к достаточно большой длине волны. Поэтому в подложках из стекла К-8 путем ионного обмена  $\text{K}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$

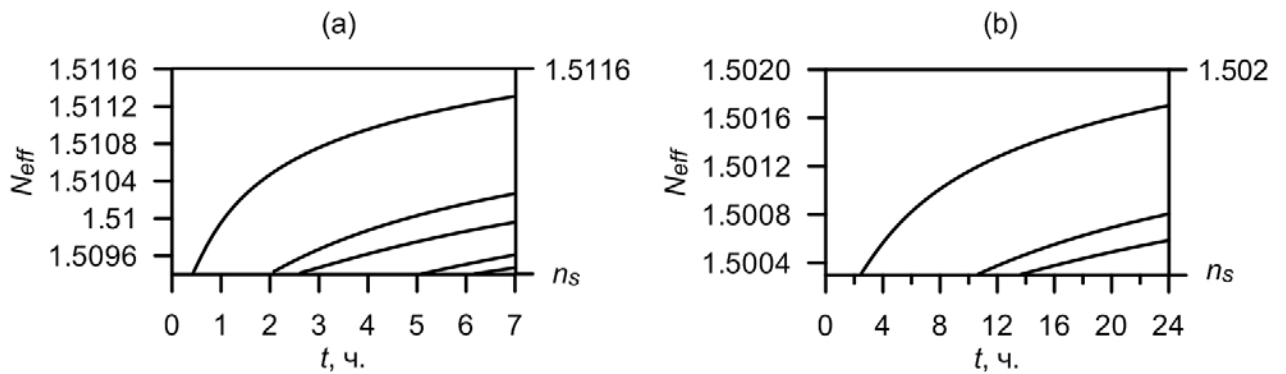


Рисунок 3.8 – Графики зависимости эффективных показателей преломления мод канальных волноводов, полученных путем ионного обмена  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  в стекле К-8 от времени диффузии. а. Длина волны 0.85 мкм; б. Длина волны 1.55 мкм

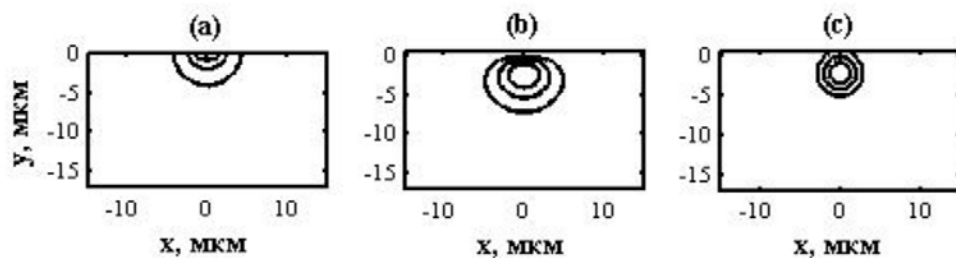


Рисунок 3.9 – а. Характерное распределение концентрации ионов калия в волноводе в результате ионного обмена в течении 1 часа 45 минут;  
 б. Соответствующее распределение электрического поля фундаментальной моды в поперечном сечении одномодового волновода ( $\lambda=0.85$  мкм)  
 с. Распределение электрического поля моды  $HE_{11}$  промышленного одномодового волокна "Nufern 780-HP" с диаметром поля моды 5 мкм на той же длине волны

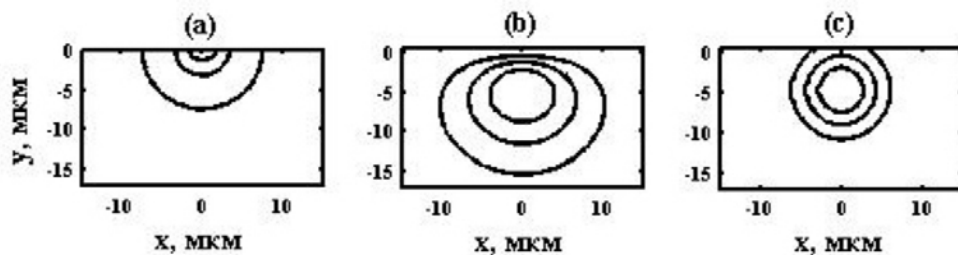


Рисунок 3.10 – а. Характерное распределение концентрации ионов калия в волноводе в результате ионного обмена в течении 10 часов;  
 б. Соответствующее распределение электрического поля фундаментальной моды в поперечном сечении одномодового волновода ( $\lambda=1.55$  мкм);  
 с. Распределение электрического поля моды  $HE_{11}$  телекоммуникационного одномодового волокна "Corning SMF-28" с диаметром поля моды 10.4 мкм на той же длине волны



на длине волны 1,55 мкм создать волноводы с хорошо локализованной модой, с приемлемым уровнем потерь, и эффективно стыкуемые с одномодовым волокном, представляется проблематичным.

Данный факт отмечался и другими исследователями [197] по отношению к стеклу ВК-7 (иностранный аналог стекла К-8). Результаты экспериментальных исследований, приведенные в работе [195], свидетельствуют о том, что эффективная глубина диффузии имеет при больших временах диффузии (10-20 часов) тенденцию к насыщению. Физические причины этого явления при ионном обмене  $K^+ \leftrightarrow Na^+$ , вероятно, связаны с различием ионных радиусов калия и натрия, которое приводит к механическим напряжениям в подложке, либо влиянием металлической маски на электрическое поле в приповерхностном слое подложки.

На рисунке 3.9(а) и рисунке 3.9(б) для времени ионного обмена 1 час 45 минут показаны распределение концентрации ионов калия в поперечном сечении канального волновода и соответствующее ему распределение электрического поля фундаментальной моды для длины волны 0,85 мкм. В качестве покровной среды в данном расчете использован воздух ( $n_c=1$ ). Как видно, волновод имеет асимметричную форму. На рисунке 3.9(с), для сравнения, продемонстрированы контуры электрического поля моды волоконного световода марки "Nufern 780-HP"(США), одномодового на длине волны 0,85 мкм и имеющего эффективный диаметр модового пятна 5 мкм. Эффективность связи мод волоконного и интегрально-оптического световодов при стыковке данного волновода с волоконным световодом составляет 76%, что соответствует потерям оптической энергии потери 1,2 дБ. При подборе модельных функций для профиля показателя преломления калийного волновода установлено, что он описывается следующей функцией со средним квадратичным отклонением менее 0,01 мкм

$$n(x, y) = n_s + \Delta n \exp\left(-\frac{x^2}{d_x^2}\right) \operatorname{erfc}\left(-\frac{y}{d_y}\right), \quad (3.29)$$

где  $2d_x$  и  $d_y$  – эффективные размеры волновода по горизонтальной и вертикальной оси.

Для указанных технологических расчетных данных аппроксимация профиля дает следующие значения этих размеров:  $d_x=3,4$  мкм,  $d_y=4,6$  мкм. Эффективные размеры поля моды по вертикали и горизонтали ( $2w_x$  и  $2w_y$ , соответственно), определяемые без введения модельных функций как

$$2\omega_x = 4 \left[ \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E^*(x, y) x^2 E(x, y) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E^*(x, y) E(x, y) dx dy} - \frac{\left( \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E^*(x, y) x E(x, y) dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E^*(x, y) E(x, y) dx dy} \right]^{1/2}, \quad (3.30a)$$

$$2\omega_y = 4 \left[ \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E^*(x, y) y^2 E(x, y) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E^*(x, y) E(x, y) dx dy} - \frac{\left( \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E^*(x, y) y E(x, y) dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E^*(x, y) E(x, y) dx dy} \right]^{1/2}, \quad (3.30b)$$

составили:  $2w_x=8,1$  мкм,  $2w_y=6,7$  мкм.

Для длины волны 1,55 мкм был проведен аналогичный расчет. На рисунке 3.10(a) и рисунке 3.10(b) для времени диффузии 10 часов приведен пространственный профиль нормированной концентрации ионов калия в канальном ионообменном волноводе и соответствующее распределение электрического поля фундаментальной моды. В качестве покровной среды также использован воздух. Для указанных технологических расчетных данных аппроксимация профиля дает следующие значения этих размеров:  $d_x=5,5$  мкм,  $d_y=7,7$  мкм. Эффективный размер поля моды имеет следующее значение:  $2w_x=16$  мкм,  $2w_y=14$  мкм. На рисунке 3.10(c) с целью сопоставления представлено пространственное распределение электрического поля моды  $HE_{11}$  стандартного телекоммуникационного волокна "Corning SMF-28" в его поперечном сечении с диаметром поля моды 10,4 мкм на той же длине волны (1,55 мкм). Эффективность стыковки волновод – оптическое волокно имеет значение 75%. В пересчете на величину потерь оптической энергии при стыковке данные потери составляют 1,2 дБ.

Расчеты одномодовых канальных трехмерных волноводов, формируемых посредством ионного обмена  $Ag^+ \leftrightarrow Na^+$  включали в себя последовательное моделирование этапов непосредственно самого ионного обмена, электростимулированного заглабления волноводов и, дополнительно, термического отжига для улучшения согласования поля волноводной моды с полем волоконного волокна. Цель расчета состояла в определении технологических режимов изготовления волноводов, приводящих к формированию одномодовых заглабленных волноводов с симметричной формой профиля, имеющих эффективные размеры поля моды, близкие к полю моды телекоммуникационного волокна (9–10 мкм), с рабочими длинами волн 1,3 мкм и 1,55 мкм. Уровень заглабления волновода из технологических соображений стыковки желательно иметь больше, чем радиус сердцевины световода, то есть не менее 5–6 мкм.

Для формирования волноводов путем ионного обмена  $Ag^+ \leftrightarrow Na^+$  применялся тот же хромированный фотошаблон, что и для описанного выше процесса изготовления волноводов путем ионного обмена  $K^+ \leftrightarrow Na^+$ , с размером щели маски в 2 мкм. Результаты восстановления профиля

показателя преломления планарных  $\text{Ag}^+$ -волноводов в стекле К-8 имеют следующие значения. Коэффициент диффузии ионов серебра при температуре ионного обмена  $350\text{ }^\circ\text{C}$  имеет значение  $D_a=0,7\cdot 10^{-15}\text{ м}^2/\text{с}$ . Максимальное приращение показателя преломления волновода  $\Delta n=0.057$ , отношение подвижностей ионов серебра и натрия имеет значение  $M=0.03$ . Показатель преломления стеклянной подложки  $n_s$  (стекло типа К-8) для длины волны  $1,55\text{ мкм}$  составляет  $1,5003$ . Размеры окна для вычислений и плотность сетки дискретизации имели такие же значения, как для расчетов, выполненных для волноводов, полученных ионным обменом  $\text{K}^+\leftrightarrow\text{Na}^+$ :  $40\times 40\text{ мкм}$  и  $400\times 400$  узлов.

На рисунке 3.11 приведены графики зависимости эффективных показателей преломления мод канальных волноводов, полученных путем термического ионного обмена  $\text{Ag}^+\leftrightarrow\text{Na}^+$  в стекле К-8 от времени диффузии на длине волны  $1,55\text{ мкм}$ . В качестве покровной среды выступал воздух. График построен по решению уравнения диффузии, определяющего профиль показателя преломления, и скалярного волнового уравнения. Как видно из графика, одномодовый режим возможен при времени диффузии порядка 15 минут. Однако в данном случае большого значения, является ли исходный волновод одномодовым или двухмодовым, не имеет, так как конечной целью является создания одномодового волновода после его заглабления.

Результаты моделирования трехэтапного процесса создания  $\text{Ag}^+$ -волновода, совместимого с волоконными световодами, применяемые в системах оптической связи, показаны на рисунке 3.12 [161]. На рисунке 3.12(a1) приведен профиль концентрации ионов серебра в волноводе, полученное путем ионного обмена  $\text{Ag}^+\leftrightarrow\text{Na}^+$  в течение 15 минут, а на рисунке 3.12(a2) показано соответствующее ему распределение электрического поля волноводной моды.

На рисунке 3.12(b1) представлены расчетные данные двумерного профиля концентрации ионов серебра, как итог электростимулированного заглабления ионообменного волновода, а соответствующее распределение электрического поля фундаментальной моды одномодового волновода показано на рисунке 2.12(b2). Параметры процесса заглабления: время заглабления –  $1500\text{ с}$ , стимулирующее напряжение  $U – 350\text{ В}$ , толщина подложки  $d – 2\text{ мм}$ . Напряжение для расчета заглабления пересчитывалось с учетом размера вычислительного окна по оси  $Y$ , по отношению к толщине подложки. То есть в расчете подставлялось значение напряжения  $U'$ , равное  $U\cdot y_{max}/d$ , где  $y_{max}$  – координата дна вычислительного окна. Температура процесса заглабления была оставлена такой же, как и для самого процесса ионного обмена –  $350\text{ }^\circ\text{C}$ . Заглавление произведено на уровень  $9\text{ мкм}$ . Как видно из графиков, при заглавлении профиль показателя преломления симметризуется относительно горизонтальной координаты, увеличивается область локализации моды, а величина  $\Delta n$  уменьшается. Некоторая асимметрия профиля показателя преломления после стимулированного заглабления по вертикали обусловлена,

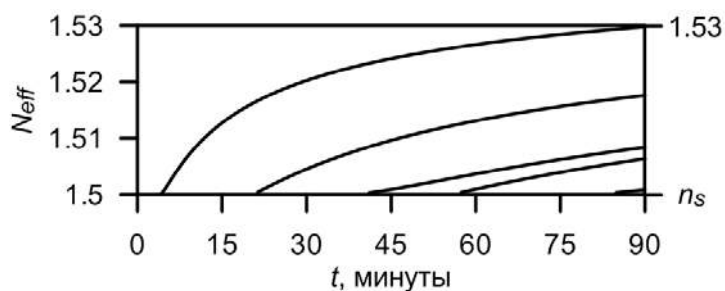


Рисунок 3.11 – Графики зависимости эффективных показателей преломления мод канальных волноводов, полученных путем термического ионного обмена  $Ag^+ \leftrightarrow Na^+$  в стекле К-8 от времени диффузии на длине волны 1.55 мкм

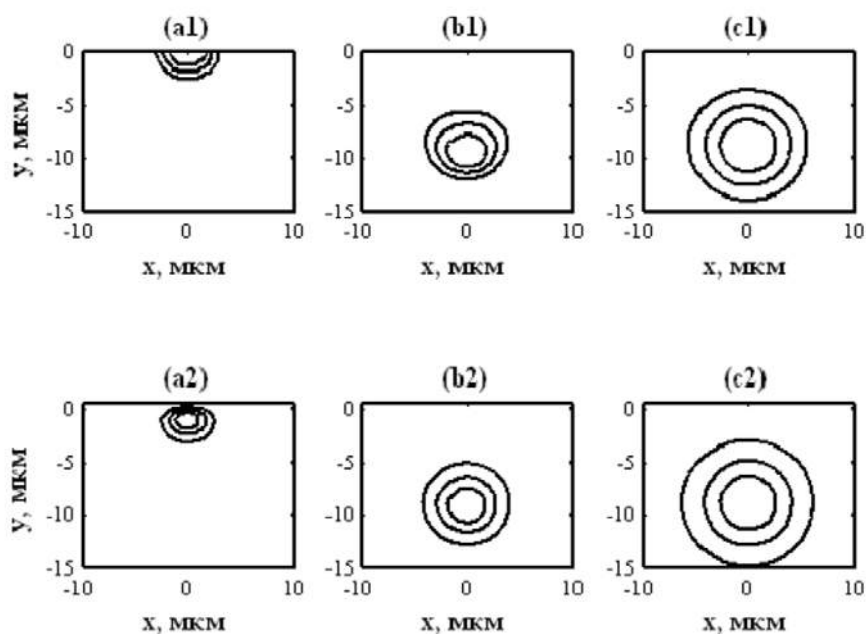


Рисунок 3.12 – Картины последовательных этапов формирования волновода: термического ионного обмена  $Ag^+ \leftrightarrow Na^+$ , электростимулированного заглабления и отжига.

a1-a2. Распределение концентрации ионов серебра в волноводе, полученного путем ионного обмена в течении 15 минут - (a1), и соответствующее распределение электрического поля фундаментальной моды в поперечном сечении волновода,  $\lambda=1.55$  мкм - (a2);

b1-b2. Распределение концентрации ионов серебра в волноводе в результате электростимулированного заглабления ионообменного волновода -(b1) и соответствующее распределение электрического поля фундаментальной моды одномодового волновода - (b2).

c1-c2. Распределение концентрации ионов серебра в волноводе в результате отжига заглабленного ионообменного волновода - (c1) и соответствующее распределение электрического поля фундаментальной моды одномодового волновода - (c2)

как показали численные эксперименты, значением отношения подвижностей ионов  $M$ . Однако на форму профиля электрического поля моды, как видно из сопоставления рисунка 3.12(b1) и 3.12(b2), это почти не влияет. Поле моды имеет симметричную форму по вертикальной и горизонтальной оси.

На рисунке 3.12(c1) представлено расчетное распределение концентрации ионов серебра в поперечном сечении волновода в результате моделирования последней стадии его отжига. Профиль электрического поля фундаментальной моды одномодового волновода, рассчитанный для такой концентрации, показан на рис. 3.12(c2). Время отжига было равно 50 мин. Температура процесса отжига имела те же значения, как и для первых двух стадий формирования волноводов –  $350\text{ C}^{\circ}$ . Как видно из графиков, отжиг волновода еще более расширяет границы моды, как это и должно следовать из физических соображений продвижения частиц серебра во все смежные с волноводом области, что и означает расширение профиля концентрации.

Расчетная эффективность связи при стыковке полученного, после трех этапов технологического процесса, волновода с волокном SMF-28 на длине волны 1,55 мкм составляет 98,9 %, что соответствует очень низким потерям 0,045 дБ. Данный расчет является результатом подбора, при фиксированной температуре всех трех процессов, времени заглабления и времени отжига для заданного времени первоначального ионного обмена  $\text{Ag}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$  и величины стимулирующего напряжения для заглабления волновода.

Влияние величины стимулирующего напряжения на параметры заглабленного  $\text{Ag}^+$ -волновода, как показали проведенные численные эксперименты, состоит в следующем. Волновод погружается на одно и то же расстояние вглубь подложки при различном отношении стимулирующего электрического напряжения к времени заглабления. Увеличивая напряжение, необходимо уменьшать время процесса заглабления. У волноводов профили распределений концентрации внедренных ионов серебра и показателя преломления имеют лучшую симметрию относительно горизонтальной оси при использовании на технологической стадии заглабления низких напряжений и больших времен. При высоких стимулирующих напряжениях асимметрия профиля концентрации волновода по вертикали более выражена. Однако, как было уже указано, позитивным фактором является то, что форма поля моды не повторяет в точности форму профиля показателя преломления, и поле моды для всех стимулирующих напряжений от 150 до 500 В было практически симметричным. Различие полей мод, полученных при различных напряжениях для заглабления, состояло только в их пространственных размерах – понижение напряжения приводило к некоторому увеличению поля моды. Данные для рисунков 3.12(b1-b2) рассчитаны для напряжения 350 В.

Проведено определение параметров профилей показателя преломления и формы электрического поля моды до отжига волновода (после электростимулированного заглабления волно-

вода) и после отжига. В качестве профильной функции была выбрана двумерная функция Гаусса, так как расчетные распределения и показателя преломления, и электрического поля заглубленных  $Ag^+$ -волноводов приближены по форме к ней.

На рисунке 3.13(a) показано двумерное распределение показателя преломления в поперечном сечении волновода, полученного в результате электростимулированного заглубления ионообменного волновода. Двумерное распределение показателя преломления  $n(x, y)$  повторяет форму распределения концентрации серебра в волноводе  $C(x, y)$ , показанное на рисунке 3.12(b1). Для такого волновода аппроксимация распределения показателя преломления (полученного по распределению концентрации путем решения уравнения диффузии) проводится с помощью гауссовой функции:

$$n = n_s + \Delta n \exp\left(-\left(\frac{x^2}{d_x^2} + \frac{y^2}{d_y^2}\right)\right), \quad (3.31)$$

где величины  $2d_x$  и  $2d_y$  обозначают эффективную ширину и высоту (глубину) профиля волновода. Численная аппроксимация дает следующие значения для этих величин, а также для максимального приращения показателя преломления  $\Delta n$ :  $\Delta n=0,0124$ ;  $2d_x=6,1$  мкм;  $2d_y=5,1$  мкм. На рисунках 3.13(b) и 3.13(c) приведены одномерные "срезы" распределения показателя преломления и результат его аппроксимации гауссовой функцией по обеим пространственным координатам  $Y$  и  $X$ , соответственно. Кривая 1 на рисунке 3.13(b) - одномерный "срез" профиля по оси  $Y$ , кривая 2 - "срез" по той же оси его двумерной гауссовой аппроксимации. По оси  $X$  горизонтальная составляющая профиля показателя преломления и его аппроксимация визуально совпадают. Уровень заглубления равен 9 мкм.

На рисунке 3.14(a) показано двумерное распределение показателя преломления в поперечном сечении волновода, полученного в результате отжига заглубленного ионообменного волновода. Аппроксимация этого профиля двумерной гауссовой функцией (3.31) приводят к следующим значениям приращения показателя преломления и эффективным значениям ширины  $2d_x$  и высоты (глубины)  $2d_y$  двумерного распределения показателя преломления:  $\Delta n=0,0057$ ,  $2d_x=8,6$  мкм,  $2d_y=8,0$  мкм. На рисунках 3.14(b) и 3.14(c) приведены одномерные "срезы" этого распределения и их аппроксимации. На рисунке 3.14(b) кривая 1 - это "срез" распределения показателя преломления по оси  $Y$ , кривая 2 - его приближение функцией Гаусса. По оси  $X$  профиль показателя преломления и его аппроксимация визуально совпадают. Уровень заглубления  $y_0=-9$  мкм.

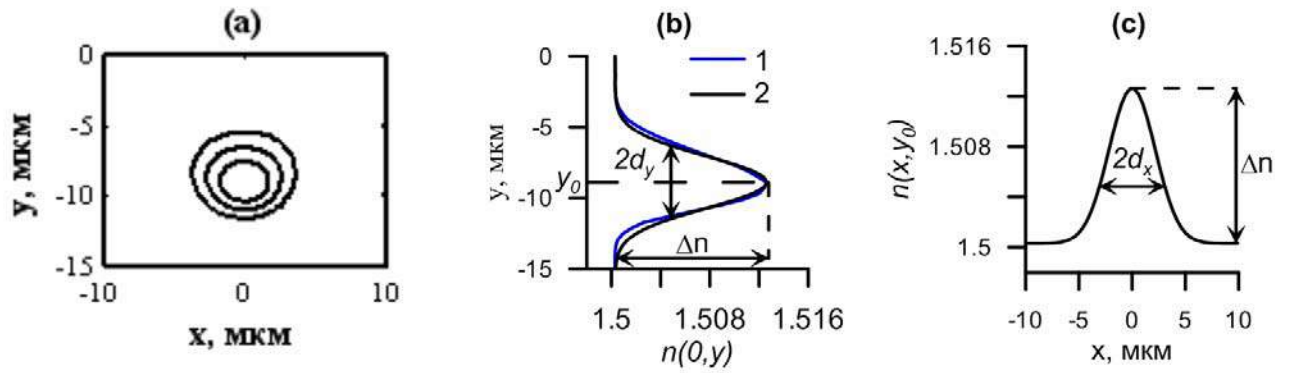


Рисунок 3.13 – а. Двумерное распределение показателя преломления в поперечном сечении волновода, полученного в результате электростимулированного заглабления ионообменного волновода (данные к рисунку 3.12 (a1-b1));  
 б. и с. - Одномерные "срезы" данного распределения по осям координат и их аппроксимация гауссовой функцией; 1 - одномерный профиль по оси  $Y$ , 2 - его гауссова аппроксимация

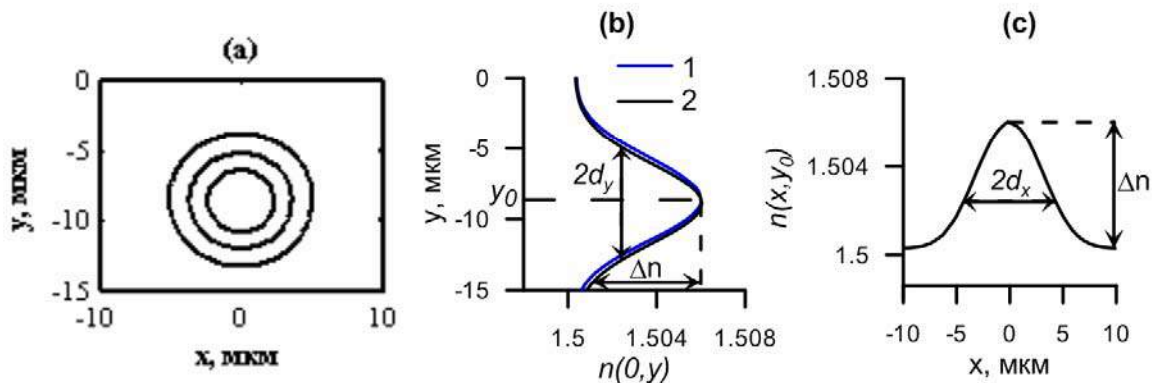


Рисунок 3.14 – а. Двумерное распределение показателя преломления в поперечном сечении волновода, полученного в результате отжига заглабленного ионообменного волновода (данные к рисунку 3.12 (c1));  
 б и с. - Одномерные "срезы" данного распределения по осям координат и их аппроксимация гауссовой функцией по обоим пространственным координатам  $Y$  и  $X$ .  
 1 - одномерный профиль по оси  $Y$ , 2 - его гауссова аппроксимация

Далее были определены эффективные параметры распределения электрического поля фундаментальной моды заглубленного волновода с указанными выше технологическими параметрами на длине волны 1,55 мкм. На рисунке 3.15(а) показано данное распределение поля моды волновода. Волновод поддерживает только одну моду. На рисунках 3.15(б) и 3.15(с) показаны "срезы" данного распределения по центру модового поля по осям  $X$  и  $Y$ . Нормированное на свое максимальное значение электрическое поле было аппроксимировано двумерной гауссовой функцией:

$$E = \exp\left(-\left(\frac{x^2}{w_x^2} + \frac{y^2}{w_y^2}\right)\right), \quad (3.32)$$

где параметры  $2w_x$  и  $2w_y$  имеют смысл эффективного горизонтального и вертикального размера поля моды, соответственно. Численные значения этих величин составляют:  $2w_x=10,6$  мкм,  $2w_y=9,9$  мкм. Расчет эффективных размеров полей можно провести и по приведенным выше более общим формулам, но, как было установлено, результаты получаются одинаковые.

Профиль поля является симметричным. На графиках срезы поля и срезы его гауссовой аппроксимации визуально совпадают. На рисунке 3.15(д) для сравнения показано распределение электрического поля волоконного световода, одномодового на длине волны 1,55 мкм, имеющего диаметром поля моды 10,4 мкм на той же длине волны. Эффективность связи соединения оптическое волокно – волновод имеет значение 99,4 % , что соответствует потерям 0,025 дБ, что является достаточно малой величиной.

Профиль показателя преломления волновода и распределения электрического поля фундаментальной моды после заглубления и после отжига достаточно точно описываются гауссовой функцией: среднее квадратичное отклонение при аппроксимации профиля равно 0,015 мкм, а поля моды – 0,01 мкм.

Аналогичный расчет параметров моды сформированного волновода был проведен и на длине волны 1,3 мкм. В Таблице 3.4 приведены данные об эффективных размерах поля моды в сечении волновода, а также значения эффективности стыковки с волокном, на длинах волн 1,3 мкм и 1,55 мкм.



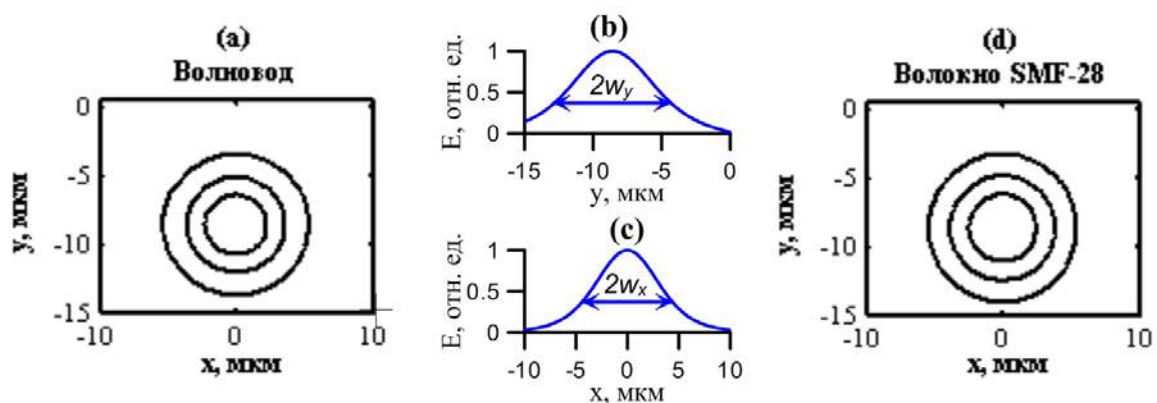


Рисунок 3.15– а. Распределение электрического поля фундаментальной моды в поперечном сечении заглубленного одномодового волновода после отжига, с параметрами, указанными к рисунку 3.14, на длине волны  $\lambda=1,55$  мкм;  
 б. и с. "Срезы" данного распределения по центру модового поля по осям  $X$  и  $Y$ , соответственно.  $2w_x$  и  $2w_y$  - эффективные размеры поля моды при его аппроксимации гауссовой функцией,  $2w_x=9,2$  мкм,  $2w_y=8,8$  мкм.  
 (d) Распределение электрического поля моды  $HE_{11}$  одномодового телекоммуникационного волокна "Corning SMF-28" с диаметром поля моды 9,2 мкм на той же длине волны. Расчетная эффективность связи при стыковке волновода с волокном 99,4 % (потери 0,025 дБ)



Рисунок 3.16 – Схема методики формирования двухслойных интегрально-оптических схем путем многоэтапного ионного обмена и электростимулированной миграции ионов

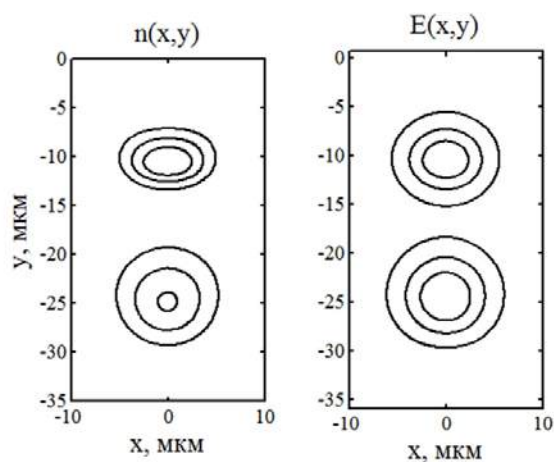


Рисунок 3.17 – Профиль показателя преломления заглубленных в 2 слоя волноводов  $n(x,y)$  – (a) и распределение электрического поля мод волноводов  $E(x,y)$  – (b)

Таблица 3.4 – Параметры пространственного распределения электрического поля мод одномодового заглубленного волновода после отжига на длинах волн 1,3 мкм и 1,55 мкм и эффективности его стыковки с волокном

Длина волны, мкм	Число мод	Эффективная ширина $2w_x$ , мкм	Эффективная высота $2w_y$ , мкм	Размер поля моды волокна SMF-28, мкм	Эффективность стыковки с волокном SMF-28, %	Потери при стыковке с волокном, дБ
1,3	1	9.2	8.8	9.2	99.4	0.025
1,55	1	10.6	9.9	10.4	98.9	0.045

Повторно стоит отметить, что применяемый при моделировании последний этап отжига волновода является дополнительным, служащим только для подстройки размеров моды и ее эффективного показателя преломления в процессе изготовления волновода. Путем подбора исходной концентрации серебра в расплаве (на первом этапе термического ионного обмена) можно сформировать волоконно-совместимый волновод и без этого этапа. В частности, если в вышеприведенных расчетах на первом этапе формирования волновода уменьшить величину  $\Delta n$  до значения 0,03, то параметры волноводов, полученных в результате заглубления ионообменного канала, без его отжига, будут сходными с указанными выше.

Указанное выше влияние соотношения стимулирующее электрическое напряжение/время заглубления на параметры моды, после введения количественной оценки профиля показателя преломления и распределения поля моды гауссовыми функциями, могут быть конкретизированы. В Таблице 3.5 показаны данные расчетов двумерного профиля показателя преломления и профиля электрического поля моды, а также результаты расчетов прямого соединения волноводов с волоконными световодами, при различном стимулирующем электрическом напряжении, применяемого для заглубления волноводов – от 150 до 500 В. Стадия отжига волноводов не использовалась.

Таблица 3.5 – Результаты расчетов двумерного профиля показателя преломления ( $n/n$ ) и двумерного профиля фундаментальной моды волновода ( $\lambda=1,55$  мкм), заглубленного на уровень  $y_0=-9$  мкм при температуре 350 С° и эффективность его прямой стыковки с волокном SMF-28

Стимулирующее напряжение, В	Время заглубления, с	Число мод	Приращение п/п, $\Delta n$	Эффективный горизонтальный и вертикальный размеры профиля п/п, $2d_x / 2d_y$ , мкм	Эффективный горизонтальный и вертикальный размеры поля моды, $2w_x / 2w_y$ , мкм	Эффективность прямой стыковки с волокном SMF-28, %	Потери при прямой стыковке с волокном, дБ
150	3500	1	0,0064	7,8 / 6,9	10,1 / 9,3	98,8	0,05
200	2500	1	0,0084	6,9 / 6,2	8,8 / 8,2	97,2	0,13
250	2000	1	0,0101	6,5 / 5,7	8,1 / 7,6	94,9	0,23
300	1750	1	0,0113	6,3 / 5,4	7,7 / 7,3	93,1	0,3
350	1500	1	0,0124	6,1 / 5,1	7,3 / 6,9	91,0	0,40
400	1320	1	0,0133	6,0 / 5,0	7,1 / 6,7	89,2	0,50
400	1300	1	0,0135	5,9 / 4,9	7,0 / 6,7	88,9	0,50
450	1100	1	0,0151	5,5 / 4,7	6,7 / 6,3	86,5	0,63
500	950	1	0,0164	5,1 / 4,6	6,5 / 6,1	84,1	0,75

Примечание: Исходный волновод получен путем термического ионного обмена в течении 15 минут при температуре 350 С°.

Уровень заглубления в численном эксперименте для всех волноводов был единый – 9 мкм, соответственно время заглубления при увеличении напряжения уменьшается. В Таблице 3.5 приведены также значения эффективности стыковки таких волноводов с волокном. Увеличение размеров моды и лучшее согласование волновода с волокном при низких стимулирующих напряжениях при погружении волновода вглубь стеклянной подложки вызвано бóльшим воздействием ионообменной составляющей этой технологической стадии по отношению к составляющей за счет миграции под действием электростатического поля, которая пропорциональна напряжению.

С применением данной технологии могут быть сформированы интегрально-оптические волноводы в два слоя (один под другим) посредством последовательно выполняемых технологических процессов термического ионного обмена  $Ag^+ \leftrightarrow Na^+$  и электростимулированной миграции ионов  $Ag^+$  в стекле К-8 [198].

Актуальность создания таких волноводов обусловлена перспективами использования интегрально-оптических схем на их основе как в области оптических межсоединений для микро-

электронных схем [199], так и области создания 3D волноводных схем различного функционального назначения, в том числе для схем квантовой фотоники и криптографии [14, 26] и т.п.

Схема способа изготовления волноводов в два слоя по вертикали показана на рисунке 3.16 [27, 198]. Процесс выполняется в 4 этапа.

Расчеты проводились с целью подбора технологических параметров, обеспечивающих формирование одномодовых на длине волны 1,55 мкм волоконно-совместимых оптических каналов с близкими параметрами. Как показали расчеты, такая возможность существует, и для формирования такой пары волноводов концентрация расплава при втором термическом ионном обмене должна быть в два раза ниже, чем для первого. Ширина щели в используемом маскирующем слое также должна отличаться: для первого этапа она должна быть равной 2 мкм, для второго этапа – 5 мкм.

Для уравнений диффузии использовались данные, полученные путем восстановления профиля показателя преломления изготовленных планарных  $Ag^+$ -волноводов: коэффициент диффузии  $D_{Ag}=0,7 \cdot 10^{-15} \text{ м}^2/\text{с}$ , что соответствует температура ионного обмена  $350 \text{ C}^\circ$ , отношение подвижностей ионов серебра и натрия  $M=0,03, f=0,5$ .

Результаты моделирования двумерного профиля показателя преломления в поперечном сечении заглубленных волноводов и их модовых полей показаны на рис.3.17.

Размеры поля собственной моды нижнего волновода – 10,4 мкм и 9,6 мкм по вертикальной и горизонтальной оси, соответственно, глубина заглубления относительно поверхности подложки – 24,5 мкм. Аппроксимация размеров поля моды производилась гауссовой функцией. Для верхнего волновода соответствующие размеры имеют значения  $9,5 \times 8,2$  мкм, уровень заглубления 10,4 мкм. Направленная связь волн между волноводами с указанными размерами полей мод, и со смещением друг относительно друга на 14 мкм, проявляться не будет.

Расчетные значения профиля показателя преломления для нижнего (по рис.3.17) волновода: приращение показателя преломления  $\Delta n=0,006$ , эффективные размеры профиля при его аппроксимации гауссовой функцией  $2d_x=9,8$  мкм по горизонтальной координате,  $2d_y=9,3$  мкм по вертикальной координате. Те же параметры для верхнего волновода:  $\Delta n=0,008$ ,  $2d_x=8,5$  мкм,  $2d_y=5,4$  мкм.

В итоге, проведено физико-математическое моделирование технологических процессов формирования погруженных канальных волноводов в стекле в 2 слоя, произведен расчет параметров их мод. Следовательно, существует возможность формирования оптических волноводных схем сложных топологий в 2 слоя в подложках из стекла К-8 методами многоэтапного ионного обмена.

Изготовление совместимых с волоконными световодами  $Ag^+$ -волноводов возможно и методом электростимулированной миграции ионов с последующим электростимулированным за-

глублением и, при необходимости, отжигом. При этом, по сравнению с термическим ионным обменом, значительно сокращается время первого этапа процесса, то есть изготовления волновода. Другим достоинством является низкая боковая диффузия ионов. Определенным недостатком этого способа формирования волноводов являются малые технологические допуски на основные параметры процесса. Требуется прецизионный мониторинг температуры, контроль времени и концентрации серебра в расплаве смеси солей.

С применением созданной физико-математической модели было проведено численное моделирование процесса изготовления волновода [200] методом электростимулированной миграции ионов. На рисунке 3.18 показаны графики зависимости эффективных показателей преломления мод канальных волноводов, сформированных посредством электростимулированной миграции ионов серебра в стекле К-8, от времени диффузии, на длине волны 1,55 мкм. Для такого расчета использовалась разновидность уравнения диффузии, которая описывает миграцию ионов серебра в стеклянную подложку через щель в маскирующем слое под действием внешнего электростатического поля.

Параметры изготовления волноводов такие же, что и для описанного выше термического обмена  $Ag^+ \leftrightarrow Na^+$ : ширина щели в маске 2 мкм, коэффициент диффузии  $D_a = 0,7 \cdot 10^{-15} \text{ м}^2/\text{с}$  (что соответствует температуре процесса  $350\text{C}^\circ$ ), отношение подвижностей ионов серебра и натрия  $M = 0,03$ . Приращение показателя преломления волновода на поверхности, определенное по данным реконструкции параметров планарного волновода,  $\Delta n = 0,057$ .

На рисунке 3.19 представлены характеристики последовательных этапов формирования волновода: электростимулированного внедрения ионов серебра  $Ag^+$ , электростимулированного заглабления и отжига. На рисунке 3.19(a1) и рисунке 3.19(a2) показано распределение концентрации ионов серебра в волноводе, полученного путем электростимулированного формирования волновода в течение 1 мин., и распределение электрического поля моды волновода при этом концентрационном профиле. В данном случае заглабляется волновод, поддерживающий две моды. Из рисунка 3.19(a1) также видно, что профиль концентрации волновода (и, следовательно, его профиль показателя преломления) представляет собой ступенчатую функцию.

На рисунке 3.19(b1) и рисунке 3.19(b2) показано пространственное распределение концентрации ионов серебра в волноводе, как результат проведенного электростимулированного заглабления волновода и соответствующее распределение электрического поля фундаментальной моды одномодового волновода. Параметры процесса: время заглабления 23 минуты, напряжение – 350 В, температура  $350\text{C}^\circ$ .

На рисунке 3.19(c1) и рисунке 3.19(c2) представлен двумерный профиль концентрации ионов серебра в волноводе в результате отжига заглабленного волновода и соответствующее распределение электрического поля фундаментальной моды одномодового волновода. Время

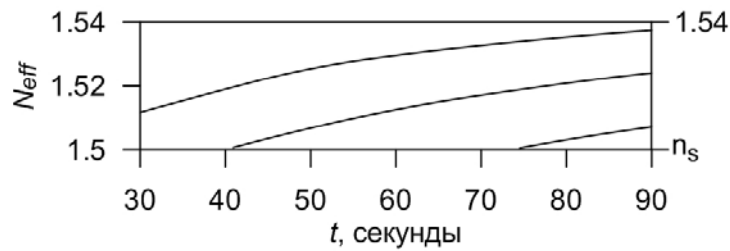


Рисунок 3.18 – Графики зависимости эффективных показателей преломления мод канальных волноводов, полученных путем электростимулированной миграции ионов  $\text{Ag}^+$  в стекле К-8 от времени диффузии на длине волны 1,55 мкм

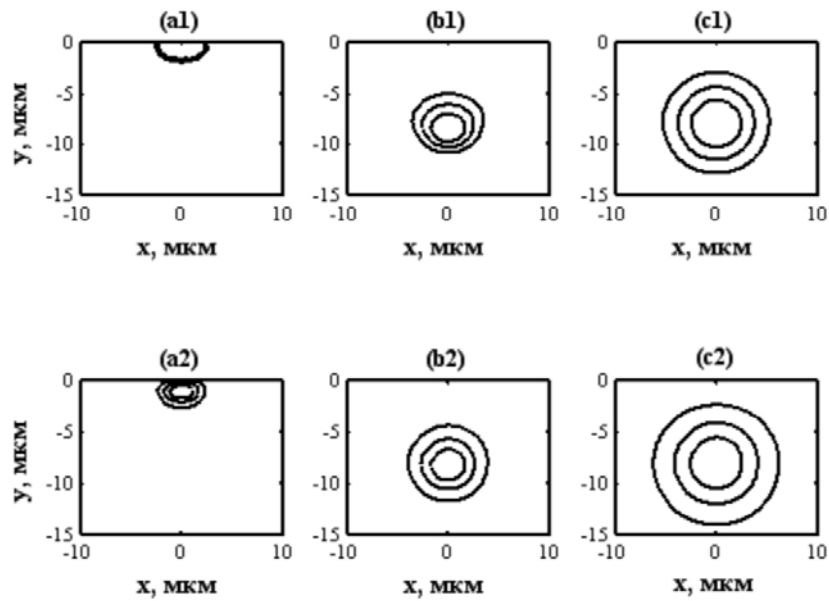


Рисунок 3.19 – Характеристики последовательных этапов формирования волновода: электростимулированного внедрения ионов  $\text{Ag}^+$ , электростимулированного заглабления и отжига.

a1-a2. Распределение концентрации ионов серебра в волноводе, полученного путем электростимулированного формирования волновода в течении 1 минуты - (a1), и соответствующее распределение электрического поля фундаментальной моды в поперечном сечении волновода,  $\lambda=1,55$  мкм - (a2);

b1-b2. Распределение концентрации ионов серебра в волноводе в результате электростимулированного заглабления ионообменного волновода -(b1) и соответствующее распределение электрического поля фундаментальной моды; одномодового волновода - (b2);

c1-c2. Распределение концентрации ионов серебра в волноводе в результате отжига заглабленного ионообменного волновода - (c1) и соответствующее распределение электрического поля фундаментальной моды \(\) одномодового волновода - (c2)

отжига – 65 минут. Температура отжига  $350\text{ C}^\circ$ . Эффективность связи при стыковке такого волновода с волокном SMF-28 составляет 99,1%, что соответствует потерям 0,04 дБ.

Из сравнения двух способов формирования стеклянных интегрально-оптических волноводов, совместимых с волокнами, следует, что форму профиля заглубленного волновода определяет именно процесс электростимулированного заглубления, а не первый этап процесса. Профиль показателя преломления у термического ионного обмена и стимулированного внедрения ионов серебра различный, но заглубленные волноводы имеют похожие профили концентрации.

Существует еще один способ формирования заглубленных волноводов в стеклянных подложках. По завершению процесса формирования волновода по любому из описанных выше способов, погружение волновода вглубь подложки может быть осуществлено простым термическим ионным обменом в расплаве соли  $\text{NaNO}_3$ .

Этот способ погружения волновод под поверхность стеклянной подложки, очевидно, технологически самый несложный. Но проводить погружение волновода таким способом нужно достаточно длительное время, поэтому максимальное приращение показателя преломления  $\Delta n$  волновода уменьшается, по отношению к первому этапу процесса, значительно сильнее, чем в случае электростимулированного заглубления. Поэтому, для поддержания одномодового волноводного режима и подборе его параметров для обеспечения стыковки с волоконным световодом, необходимо на первом этапе процесса увеличить  $\Delta n$  волновода на поверхности и расширить щель в маске, по сравнению с аналогичным заглублением, выполняемым при приложении внешнего стимулирующего поля.

Были подобраны параметры, моделирующие процесс формирования заглубленного волновода без приложения стимулирующего поля, при которых он обладает приемлемыми оптическими характеристиками. Расчетные параметры: ширина щели 3,5 мкм, время первого этапа ионного обмена – 25 минут,  $\Delta n$  на поверхности волновода – 0,1, время заглубления (второго ионного обмена) – 2,7 ч. Температура и коэффициент диффузии –  $350\text{ C}^\circ$  и  $0,7 \cdot 10^{-15}\text{ м}^2/\text{с}$ , соответственно. Расчеты проводились для длины волны 1,55 мкм. Показатель преломления подложки –  $n_s=1,5003$ , покровный слой у волновода – воздух,  $n_c=1$ .

На рисунке 3.20 показаны картины последовательных этапов формирования и заглубления волновода без применения стимулирующего поля. На рис. 3.20(a1-a2) показано распределение концентрации ионов серебра в волноводе, полученного путем ионного обмена, после первой и второй стадии технологии, а на рис. 3.20(b1-b2) приведены двумерные профили электрического поля моды в поперечном сечении волновода до и после заглубления.

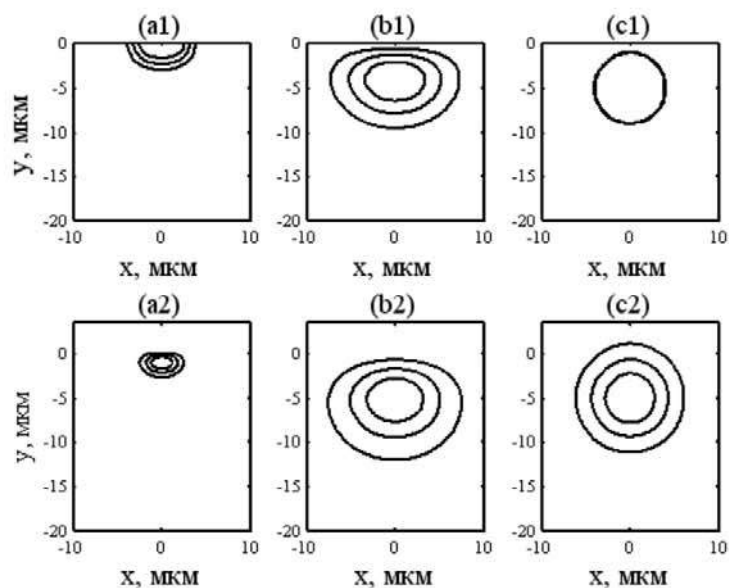


Рисунок 3.20 – Картины последовательных этапов формирования волновода: термического ионного обмена  $\text{Ag}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$  и термического заглабления в расплаве соли  $\text{AgNO}_3$ , без приложения стимулирующего электрического поля.

a1-a2. Распределение концентрации ионов серебра в волноводе, полученного путем ионного обмена в течении 25 минут - (a1), и соответствующее распределение электрического поля фундаментальной моды в поперечном сечении волновода, соответственно,  $\lambda = 1.55$  мкм - (a2);

b1-b2. Распределение концентрации ионов серебра в волноводе в результате термического заглабления ионообменного волновода в течении 2.7 ч. - (b1) и соответствующее распределение электрического поля фундаментальной моды одномодового волновода - (b2);

c1-c2. профиль показателя преломления и распределение электрического поля моды  $\text{HE}_{11}$  телекоммуникационного одномодового волокна "Corning SMF-28" с диаметром поля моды 10.4 мкм на той же длине волны

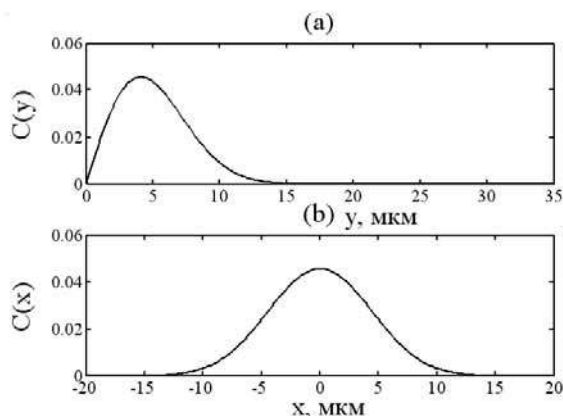


Рисунок 3.21 – Одномерные "срезы" распределения концентрации ионов серебра в волноводе по пространственным координатам  $Y$  и  $X$  - (a) и (b), соответственно



На рисунке 3.20(с1-с2), для сравнения, показаны профиль показателя преломления и распределение электрического поля моды стандартного телекоммуникационного одномодового волокна SMF-28.

Расчетные значения профиля показателя преломления заглабленного волновода: приращение показателя преломления  $\Delta n=0,0046$ , эффективные размеры профиля (аппроксимация гауссовой функцией)  $6,2 \times 4$  мкм по вертикальной и горизонтальной оси, соответственно. Эффективные размеры моды, также при ее аппроксимацией гауссовой функцией,  $2d_x=12,9$  мкм по горизонтальной координате,  $2d_y=9,1$  мкм по вертикальной координате. Уровень заглабления – 5 мкм. Эффективность связи при стыковке такого волновода с волокном SMF-28 составляют 91%, что соответствует потерям 0,4 дБ.

На рисунке 3.21 показаны одномерные "срезы" распределения нормализованной концентрации ионов серебра в волноводе по вертикальной и горизонтальной пространственной координате - (а) и (б), соответственно. Как видно из обоих графиков, максимальная концентрация уменьшается более, чем в 20 раз от значения  $C_{Ag}=1$  до значения 0,046, и, следовательно, уменьшается приращение показателя преломления – от значения  $\Delta n=0,1$  до значения 0,0046.

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что и по более простой технологии двухэтапного ионного обмена без стимулирующего электрического напряжения возможно создание волноводов с достаточно высокими оптическими характеристиками, потенциально пригодных для ряда элементов и устройств интегральной оптики. Именно о такой возможности формирования оптических волноводов указывалось в работе [199], в которой изучались процессы формирования волноводов в ламинированной пленке из стеклянного материала для потенциального применения таких волноводов для межплатных соединений в микроэлектронике

Для выбора приемлемого способа формирования волноводов и волноводных схем в стеклянных подложках большое значение имеют факторы простоты и воспроизводимости технологического процесса. Воспроизводимость технологии, то есть изготовление серий волноводов с одинаковыми свойствами, зависит от точности внедрения одинакового количества серебра в стекло. В этом смысле предпочтительной, по сравнению со способом электростимулированной миграции ионов, является методика термического ионного обмена, имеющая значительно большие технологические допуски.

Заглабленные волноводы имеют симметричную, почти круглую форму распределения поля моды и такие размеры моды, которые дают возможность эффективно стыковать эти волноводы с волоконными световодами с низким уровнем вносимых потерь оптической энергии. Однако многие интегрально-оптические устройства на основе подложек из стекла включают волноводы, имеющие границу оптического канала по поверхности раздела стеклянная подложка – покровная среда. Это сенсорные устройства различного функционального назначения, в первую

очередь сенсоры, спектральные оптические фильтры на основе субмикронной брэгговской решетки, лазеры с распределенной обратной связью и т.п.

В этих устройствах с целью направления оптического излучения от заглубленного волновода к волноводу, расположенному вблизи поверхности подложки стеклянной необходим связующий канал. Создать такой переходной волновод можно по технологии селективного электростимулированного заглубления канала [201-202]. Для данной технологии требуется маскирующий слой специальной формы – его край должен образовывать с осью оптического канала небольшой угол. При такой маске погружение осуществляется для волновода или его части, где маски нет.

В результате, формируется плавный волноводный переходной канал по вертикальной координате поперек стеклянной подложки. Схема селективного заглубления канала приведена на рисунке 3.22. На рисунке 3.22(a) показано расположение маски для селективного заглубления ионообменного волновода (вид сверху). Расстояние от оси волновода до края край маски обозначено как  $x_w$ . На рисунке 3.22(b) показан схематический вид волноводной структуры после заглубления.

Для исследования возможности создания плавного адиабатического волноводного перехода с низкими потерями оптической энергии был проведен расчет влияния времени заглубления и ориентации края маски относительно продольной оси волновода (оси  $z$ ) на форму селективно заглубляемого канала, то есть на его распределение показателя преломления.

На рисунках 3.23(a)-(d) представлен двумерный профиль показателя преломления заглубляемого волновода. На тех же графиках показаны силовые линии электростатического стимулирующего поля. Закрытая часть маски показана красной линией.

Маскирующий слой защищает левую часть волновода от прямого воздействия расплава,  $x_w=0$ . Заглубляемый волновод сформирован простым термическим обменом  $Ag^+ \leftrightarrow Na^+$ , время обмена – 15 мин., ширина щели в маскирующем слое – 2 мкм.

На рисунке 3.23(a) показан двумерный профиль показателя преломления исходного волновода, который планируется селективно заглубить, на рисунках 3.23(b, c, d) показаны двумерные профили показателя преломления после заглубления в течение 250 с, 900 с, и 1500 с, соответственно. Напряжение, прикладываемое для заглубления – 350 В, температура процесса заглубления – 350 С°. На рисунке 3.23(e) показано векторное поле напряженности электростатического поля в области заглубления и вблизи нее.

На рисунках 3.24(a1-e1) также приведен двумерный профиль показателя преломления волновода. На тех же графиках показаны силовые линии электростатического поля, применяемые в процессе заглубления. Только в этом случае варьируется положение края маски относительно оси волновода. Закрытая часть маски указана красной линией; (a1) – маски нет,

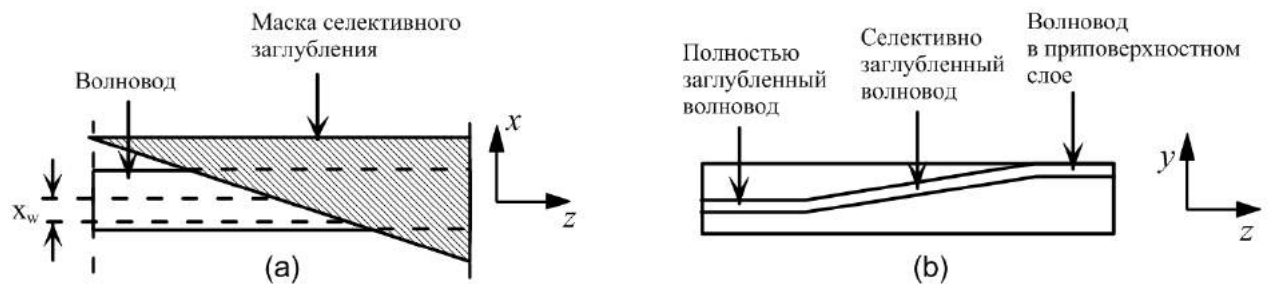


Рис. 3.22 . (a) Расположение маски для селективного заглабления ионообменного волновода (вид сверху) [40-41]  
 (b) Схематический вид волноводной структуры после заглабления

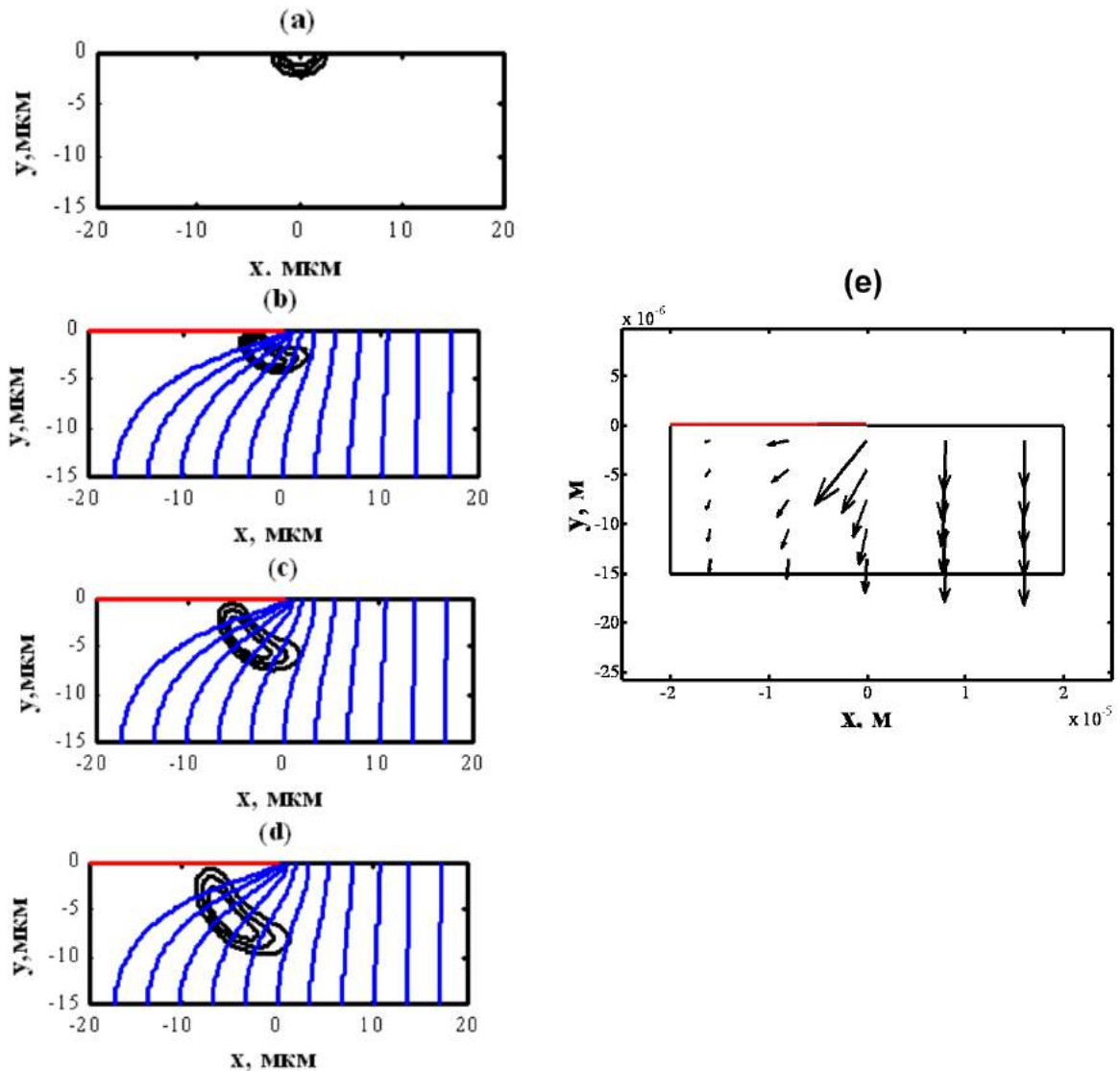


Рисунок 3.23 – a-d. Контурные распределения показателя преломления волновода, формируемого путем селективного заглабления ионообменного  $Ag^+$ -волновода, совмещенный с силовыми линиями электростатического поля. Закрытая часть маски указана красной линией. Маска закрывает левую половину волновода -  $x_w=0$ .  
 а. - распределение показателя преломления исходного волновода, подвергаемого заглаблению; б, с, d. - распределения показателя преломления после заглабления в течении 250 с, 900 с, и 1500 с, соответственно. Стимулирующее напряжение - 350 В, температура  $385\text{ C}^0$ ; е. Вектор напряженности электростатического поля в области заглабления и вблизи нее

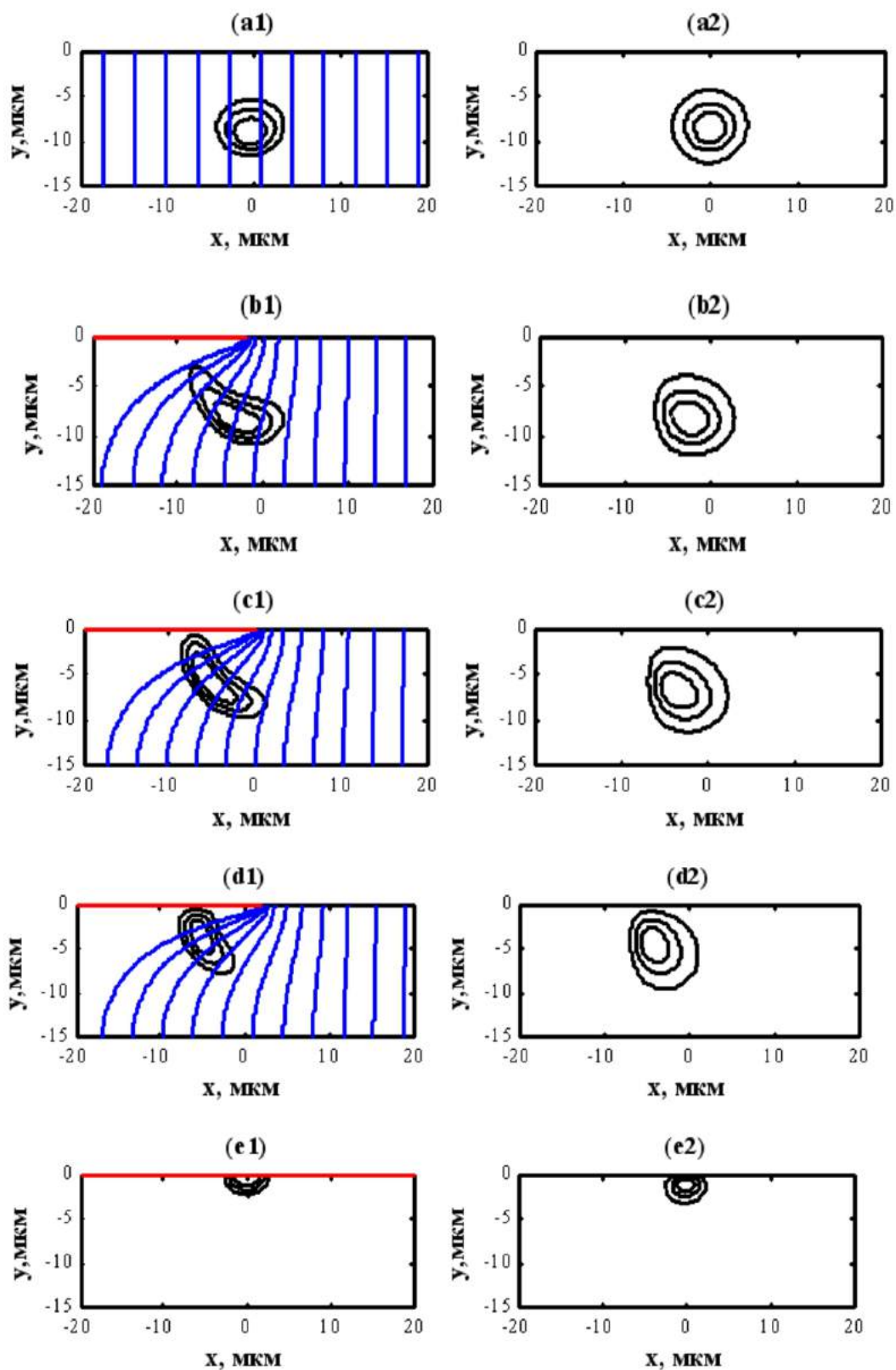


Рисунок 3.24 – a1-e1. Контуры распределения показателя преломления волновода, формируемого путем селективного заглабления ионообменного волновода, совмещенный с силовыми линиями электростатического поля. Закрытая часть маски указана красной линией;  
(a1) - маски нет, (b1)  $x_W = -2$  мкм; (c1)  $x_W = 0$  мкм; (d1)  $x_W = 2$  мкм,  
(e1) - маска полностью закрывает подложку  
(a2-e2) Соответствующие контурные графики распределения электрических полей мод. Все волноводы одномодовые.

(b1) –  $x_w = -2$  мкм; (c1) –  $x_w = 0$  мкм; (d1) –  $x_w = 2$  мкм, (e1) – маска полностью закрывает подложку. Заглубляемый волновод имеет те же исходные параметры. Стимулирующее напряжение – 350 В, время заглубления – 1500 с, температура – 350 С°. На рисунках 3.24(a2-e2) приведены соответствующие графики распределения электрических полей мод. Все волноводы являются одномодовыми.

Как видно из обеих серий графиков, заглубление сопровождается боковым смещением профиля концентрации волновода. Данное боковое смещение обусловлено ориентацией и плотностью силовых линий электростатического поля, прикладываемого для заглубления, вблизи края маски. В этих областях силовые линии ориентированы под углом к вертикальной оси  $Y$ , и их плотность выше.

Большая плотность силовых линий вблизи края маски значит, что напряженность электростатического поля в этой зоне больше, чем вдали от этого края, что видно и по графику векторного электростатического поля на рисунке 3.23(e). Однако при малом угле края маски относительно оси волновода, несмотря на заметное смещение профиля показателя преломления по горизонтальной оси, влияния данного смещения на распространение направленной волны не будет – мода просто адиабатически видоизменяет свою форму.

Выполнен расчет, определяющий приемлемые размеры переходного волноводного канала с изменяющимся уровнем заглубления. С применением метода распространяющегося пучка [134] установлено, что для максимального заглубления на уровень 10 мкм, при угле между осью волновода и краем маски менее  $1,5^\circ$ , распространение моды в селективно-заглубленном канале не сопровождается излучательными потерями. Мода волновода при распространении эволюционно изменяет свою форму.

Метод частичного (селективного) погружения оптического канала под поверхность стеклянной подложки, помимо указанных выше приложений, может быть использован для создания асимметричных в поперечном сечении волноводов с целью построения различных поляризационных интегрально-оптических схем, так как такие волноводы обладают гибридными модами. В параграфе 2.2 было описано применение такого волновода для построения волноводного преобразователя линейной поляризации излучения в циркулярную.

Существует другой способ селективного заглубления каналов для передачи оптической энергии от заглубленного волновода к волноводу, расположенному в приповерхностном слое стекла. Согласно этому способу металлическая или диэлектрическая маска располагается не на поверхности волновода, а под ним с противоположной стороны стеклянной подложки. Она имеет треугольную форму, что позволяет регулировать интенсивность электростатического поля, используемого для заглубления канала за счет изменения своей ширины  $W$  вдоль продольной оси волновода  $z$ .

На рисунке 3.25 показано расположение волновода и маски согласно этому способу селективного заглабления ионообменного волновода – вид сверху и снизу подложки, а также схематический вид волноводной структуры после заглабления.

Была произведен расчет распределения электростатического поля для такого способа заглабления. На рис.3.26 представлено векторное распределение напряженности электростатического поля в области заглабления и вблизи него при отсутствии экранирующей маски (а) и при ее ширине  $W=50$  мкм (b).

С использованием этих расчетных данных об электростатическом поле в области заглабления, были построены двумерные распределения показателя преломления селективно заглабляемого волновода. На рисунке 3.27 показаны контуры двумерного профиля показателя преломления волновода, получаемого путем погружения  $Ag^+$ -волновода в случае отсутствия маски под волноводом – (а) и в случае ее ширины, равной 50 мкм – (b). Как видно из графиков, варьируя ширину маски, можно изменять уровень расположения канала относительно поверхности подложки. Следует отметить одну особенность этого способа селективного заглабления – волновод, который непосредственно находится под маской, в процессе этапа заглабления находится в расплаве  $NaNO_3$  и поэтому сам подвержен некоторому заглаблению и расширению размеров канала, а его максимальное приращение показателя преломления волновода уменьшается, что в ряде случаев нежелательно. Уменьшить уровень заглабления приповерхностного канала можно за счет сокращения времени заглабления, что достигается увеличением величины стимулирующего напряжения, прикладываемого к подложке.

В частности, для данного расчета  $\Delta n$  волновода до заглабления имело значение 0,037, а после заглабления  $\Delta n$  приповерхностного канала – 0,008. Параметры расчета: ширина щели в маске – 3 мкм, температура –  $350C^{\circ}$ , стимулирующее напряжение – 350 В, толщина подложки – 2 мм. Ширина маски варьировалась от 0 до 100 мкм. Время первого этапа диффузии – 30 минут, время заглабления – 25 минут. Эффективные размеры волноводного канала вне маски и пограничной с ней области –  $9 \times 9$  мкм, в приповерхностной области  $5 \times 8$  мкм.

Очевидно, что при таком способе заглабления, во-первых, канал не имеет асимметричной формы, и, во-вторых, технологические допуски на расположение маски относительно канала в данном случае менее критичные.

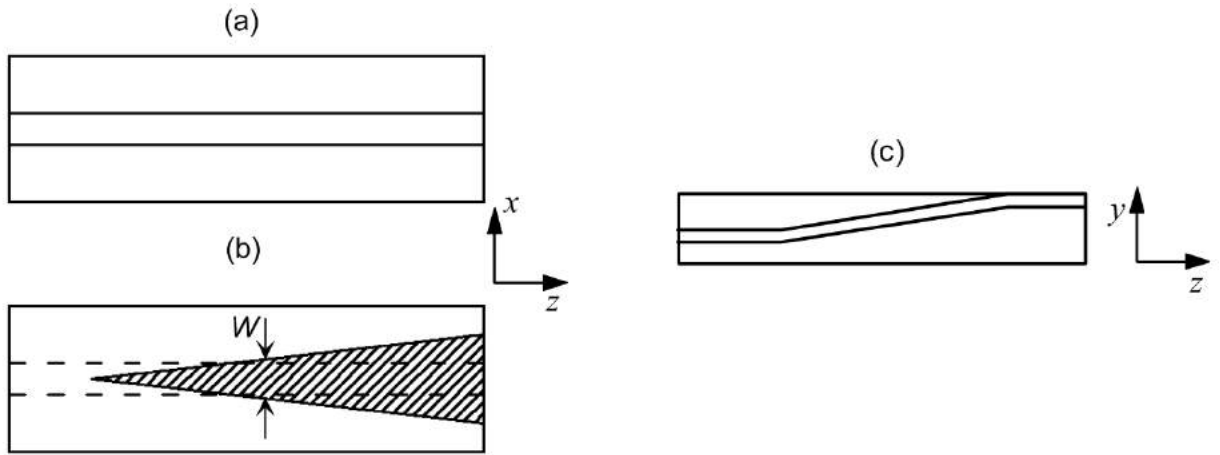


Рисунок 3.25 – а и б. Расположение волновода и маски согласно второму способу селективного заглабления ионообменного волновода - вид сверху и снизу подложки, соответственно; с. Схематический вид волноводной структуры после заглабления

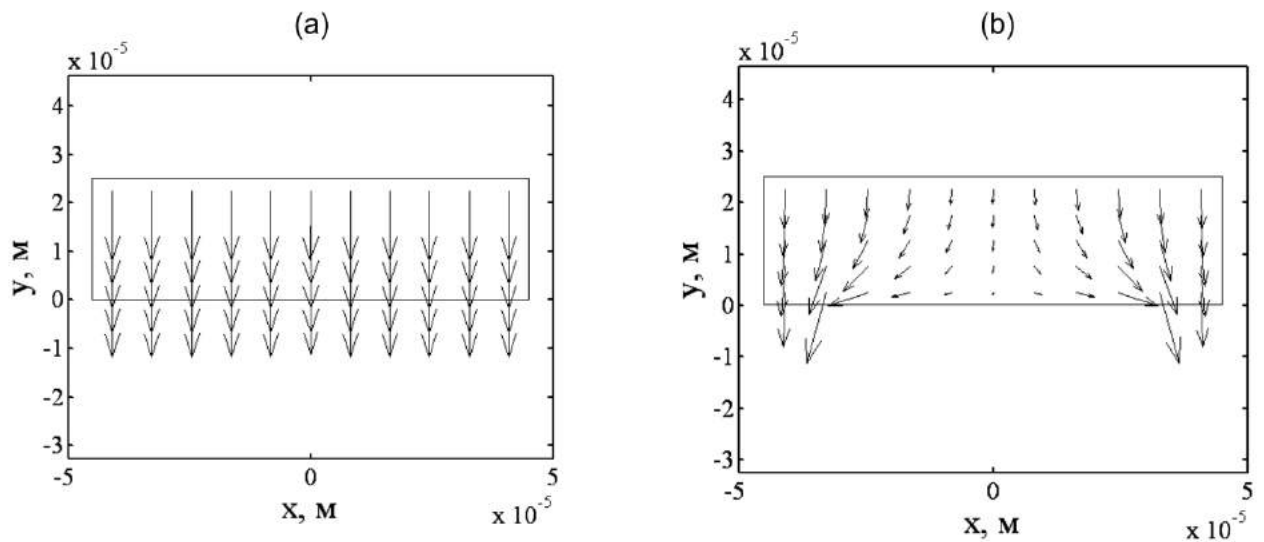


Рисунок 3.26 – Распределение вектора напряженности электростатического поля в области заглабления и вблизи него при отсутствии экранирующей маски - (а) и при ее ширине  $W=50$  мкм - (б)

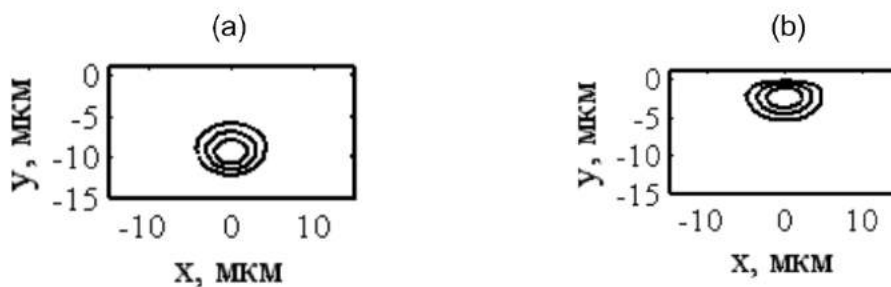


Рисунок 3.27 Контуры распределения показателя преломления волновода, формируемого путем заглабления ионообменного  $Ag^+$ -волновода в случае отсутствия маски под волноводом - (а) и в случае ее ширины, равной 50 мкм - (б)

### 3.2 Расчет, изготовление и исследование одномодовых волноводных функциональных структур с прогнозируемыми физико-технологическими параметрами

Для разработки, изготовления и исследования одномодовых волноводных оптических схем в стеклянных подложках различного функционального назначения была разработана специальная система их моделирования и проектирования, основанная на применении метода распространяющегося пучка. Построенная модель интегральной схемы трансформировалась, в конечном счете, в чертеж фотошаблона, по которому он изготавливался, а по нему изготавливалась и сама интегрально-оптическая схема. При разработке собственного программного обеспечения учитывались методики построения систем автоматизированного проектирования аналогичного назначения, описанные в работах [203-207]

Компьютерная система моделирования волноводных структур реализована в среде Windows/Matlab и может быть условно разделена на две основные части. Первая часть используется для формирования топологии волноводной схемы (то есть построения ее геометрической схемы) и создание чертежа маски для фотолитографии. Топология схемы полностью определяет и распределение показателя преломления световедущей оптической структуры, необходимое для базовой части программы - вычислительного модуля, основанного на 3D анализаторе распространяющегося пучка. Он моделирует распространение излучения в волноводной структуре. В программу введен отдельный вычислительный модуль, который моделирует технологию изготовления ионообменных волноводов. Данный модуль связан с системой анализа распространяющегося пучка.

Структурная схема разработанной программы для расчета и проектирования элементов интегральной оптики в стекле показана на рисунке 3.28(а). Ядром системы служит трехмерный анализатор распространяющегося пучка в волноводных структурах общего вида. Топология схемы, то есть конфигурация волноводной структуры, задается отдельно, и анализатору передается информация о трехмерном распределении показателя преломления  $n(x,y,z)$  в пределах схемы. Информация о данном распределении формируется на основе заданной геометрии волноводной структуры и распределения показателя преломления волноводов. Последняя информация является результатом работы отдельного вычислительного блока, который предоставляет информацию о распределении показателя преломления на основе описанной выше физико-математической модели процессов формирования волноводов методом ионного обмена и его разновидностями. Исходными данными для данной части моделирования являются технологические параметры процесса изготовления волноводов, полученные на основе экспериментальной информации.





Помимо распределения показателя преломления, для анализа распространяющегося пучка должны быть заданы рабочие параметры схемы: длина волны, тип поляризации и пространственное распределение поля источника входного оптического излучения. Учитывается дисперсия показателя преломления материала. Существует возможность расчета полей и констант распространения мод в поперечном сечении волновода. Может быть проведен полный векторный модовый анализ, полувекторный или скалярный.

Результатом расчета является построение картины распространения направленной волны в световодной структуре и определение численных параметров, характеризующих перераспределение энергии световой волны между каналами, частичное преобразование направленных волн в излучательные, то есть рассеяние, а также затухание волн в металлodieлектрических каналах.

Оптимизация производится путем итеративной коррекции технологических и геометрических параметров схемы. Технологические параметры определяют поперечный профиль показателя преломления волноводной структуры. Измерение базовых параметров изготовленных волноводных структур также использовалось для уточнения модели распространения направленных волн и для подбора оптимальных параметров проектируемого устройства.

Профили показателя преломления в сечении волноводов могут использоваться одномерные и двумерные. Использование двумерного профиля показателя преломления  $n(x,y)$  позволяет получить полный волновой 3D анализ. Расчет градиентных распределений показателя преломления ионообменных волноводов проводится с помощью отдельного вычислительного блока, который решает численными методами нелинейное уравнение диффузии в различных его вариантах, описывающих процесс ионного обмена, электростимулированную миграцию и отжиг волноводов. Данный процесс требует немалых вычислительных затрат. Существует возможность аппроксимации профиля показателя преломления некоторыми функциональными зависимостями, упрощающими и ускоряющими процесс моделирования распространения направленной волны. Возможно использование одномерного, а не двумерного, профиля для расчета 3D волноводных структур. Это означает, что для анализатора распространяющегося пучка подставляется преобразованный эффективный одномерный профиль  $N_{eff}(x)$ , согласно методу эффективного показателя преломления.

Помимо профиля показателя преломления к каждому виду волноводной структуры прикрепляется определенное значение ширины щели в маскирующем слое, используемое при изготовлении соответствующего волновода. Это значение используется для построения топологии маски для фотолитографии по геометрической форме схемы. Ширина щели зависит от геометрии волноводной структуры и может меняться. При переносе волноводной схемы на чертеж

маски кривые линии аппроксимируются ломаными линиями. Точность представления кривых линий такими стягивающими хордами может быть задана, что показано на рисунке 3.28(b).

Интерфейс промышленных установок литографии воспринимает аппроксимацию изогнутых линий конечной ширины многоугольниками. Это учитывается при построении чертежа фототаблона. На рисунке 3.28(c) приведен пример аппроксимации S-изгиба.

Принципиальным вопросом является формирование волноводных S-изгибов, функция которых состоит в смещении распространяющегося излучения на некоторое расстояние в поперечном направлении. S-изгиб на основе дуг окружностей задается каскадной комбинацией двух простых волноводных дуг с противоположными по знаку одинаковыми радиусами кривизны. Косинусоидальные и синусоидальные S-изгибы имеют неравномерные радиусы кривизны. С использованием S-изгибов различной формы можно создавать волноводные структуры, в которых применение плавных переходов позволяет улучшить их характеристики, в частности Y-разветвителей, направленных ответвителей, интерферометров Маха-Цендера и т.д.

Вычислительный модуль разработанной компьютерной системы моделирования и проектирования интегрально-оптических схем использует конечно-разностный метод распространяющегося пучка (beam propagation method – BPM [133, 134]). Он является наиболее подходящим для исследования и расчета волноводных оптических схем. Метод основан на решении векторного волнового уравнения в параксиальном приближении. Векторное волновое уравнение может быть сведено к скалярному в большом числе случаев, касающихся ионообменных волноводов, которые являются слабонаправляющими. В этом случае волновое уравнение имеет одинаковый вид для различно поляризованных волн [134]:

$$2jk_0n_0 \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} = \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial y^2} + k_0^2(n^2 - n_0^2). \quad (3.33)$$

$\mathcal{E}_x(x, y, z)$  и  $\mathcal{E}_y(x, y, z)$  представляют собой декартовы компоненты электрического поля в представлении распространяющегося волнового пакета для поперечной проекций поля  $E_x(x, y, z)$

$$E_x(x, y, z) = \mathcal{E}(x, y, z) \exp(-ik_0n_0z), \quad (3.34)$$

$k_0 = 2\pi / \lambda$  - волновой вектор вакуума,  $\lambda$  – длина волны оптического излучения,  $n=n(x,y,z)$  – распределение показателя преломления в оптической интегральной схеме.  $n_0$  – средний (опорный) показатель преломления

Для решения уравнения применяется неявная двухслойная схема Кранка-Николсона [134, 136]. Для скалярного волнового уравнения разностное уравнение имеет вид [133–134]

$$\left[ P - j \frac{4k_0 n_0}{\Delta z} I \right] \mathcal{E}(s+1) = \left[ -P - j \frac{4k_0 n_0}{\Delta z} I \right] \mathcal{E}(s), \quad (3.35)$$

где

$$P \mathcal{E} = \frac{\mathcal{E}(i, j+1) - 2\mathcal{E}(i, j) + \mathcal{E}(i, j-1)}{\Delta y^2} + \frac{\mathcal{E}(i+1, j) - \mathcal{E}_y(i, j) + \mathcal{E}_y(i-1, j)}{\Delta x^2} + n^2(i, k) k_0^2 \mathcal{E}(i, j) \quad (3.36)$$

В формулах использовано сокращение  $\mathcal{E}_x(i, j) = \mathcal{E}_x(i\Delta x, j\Delta y)$ .  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  - шаги дискретизации по пространственным координатам,  $s$  - номер шага дискретизации вдоль направления распространения волн. В результате решение дифференциального уравнения (3.33), описывающее распространение волн, трансформируется к решению на каждом шаге дискретизации по продольной координате системы линейных уравнений (3.35) с пятидиагональной матрицей большой размерности. Для решения системы линейных уравнений большой размерности использовался метод неполной блочной факторизации.

В целом, расчет некоторой волноводной структуры сводится к заданию ее трехмерного профиля показателя преломления, формы поля источника возбуждения волн на входе и вычислению этой же формы поля через каждый шаг продольной дискретизации  $\Delta z$ . Схема конечно-разностной дискретизации метода распространяющегося пучка показана на рисунке 3.29(а).

По периметру вычислительного окна необходимо введение поглощающих граничных условий для подавления паразитного отражения рассеянного излучения. Использовались поглощающие граничные условия с идеально согласованным слоем (PML) [208]. Волновое уравнение в PML-слое отличается от уравнения (3.33):

$$2jk_0 n_0 \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} = \frac{1}{s_x} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{s_x} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} \right) + \frac{1}{s_y} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{s_y} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial y} \right) + k_0^2 (n^2 - n_0^2) \mathcal{E} = \frac{1}{s_x} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{s_x} \right) \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} + \frac{1}{s_x^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial x^2} + \frac{1}{s_y} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{s_y} \right) \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial y} + \frac{1}{s_y^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial y^2} + k_0^2 (n^2 - n_0^2) \mathcal{E} \quad (3.37)$$

где  $s_x$  и  $s_y$  – параметры, определяющие уровень поглощения слоя. В основной расчетной области данные параметры равны единице. На рисунке 3.29(b) показана схема вычислительного окна для метода распространяющегося пучка с канальным волноводом и поглощающими PML-слоями.

Конечно-разностная дискретизация производных по поперечным координатам уравнения (3.37) выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{s_x} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{s_x} \right) \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} + \frac{1}{s_x^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial x^2} + \frac{1}{s_y} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{s_y} \right) \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial y} + \frac{1}{s_y^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial y^2} = \\
& \frac{1}{s_{x,i}} \left( \frac{\frac{1}{s_{x,i+1}} - \frac{1}{s_{x,i-1}}}{2\Delta x} \right) \left( \frac{\mathcal{E}_{i+1,j} - \mathcal{E}_{i-1,j}}{2\Delta x} \right) + \frac{1}{s_{x,i}^2} \frac{\mathcal{E}_{i+1,j} - 2\mathcal{E}_{i,j} + \mathcal{E}_{i-1,j}}{\Delta x^2} + \\
& \frac{1}{s_{y,j}} \left( \frac{\frac{1}{s_{y,j+1}} - \frac{1}{s_{y,j-1}}}{2\Delta y} \right) \left( \frac{\mathcal{E}_{i,j+1} - \mathcal{E}_{i,j-1}}{2\Delta y} \right) + \frac{1}{s_{y,j}^2} \frac{\mathcal{E}_{i,j+1} - 2\mathcal{E}_{i,j} + \mathcal{E}_{i,j-1}}{\Delta y^2}
\end{aligned} \tag{3.38}$$

Коэффициенты  $s_x$  и  $s_y$  вычисляются как:

$$s_{i,x}, s_{j,y} = 1 - j \frac{3\lambda}{4\pi d} \left( \frac{\rho_i}{d} \right)^2 \ln\left(\frac{1}{R}\right), \tag{3.39}$$

где  $\rho_i$  – расстояние от края слоя (изнутри) до узла сетки внутри поглощающего слоя,  $d$  – толщина слоя,  $R$  – коэффициент отражения на границе между вычислительным окном и поглощающим слоем,  $n$  – показатель преломления в слое, равный показателю преломления смежной к слою области. Внедрение условий сводится к модификации элементов матрицы  $P$  в области поглощающего слоя.

Для расчета трехмерных волноводных структур на основе S-изгибов, стыкуемых со шлейфами оптических волокон, имеющих стандартное расстояние между волокнами 250 мкм, рассмотренная выше методика распространяющегося пучка оказывается громоздкой в вычислительном плане. Поэтому для расчетов волноводных S-изгибов, помимо описанной методики, была применена сходная альтернативная методика расчета, использующая метод распространяющегося пучка в локальных цилиндрических координатах [209]. Для расчета радиационных потерь излучения при прохождении обыкновенных волноводных изгибов можно и не исполь-

зывать описанную выше методику распространяющегося пучка, а найти константу распространения собственной моды изогнутого волновода. Как известно, ее мнимая часть определяет радиационные потери оптической энергии.

Передача оптической мощности между различными частями интегрально-оптической схемы, смещенными друг относительно друга по обеим поперечным координатам, с минимальными потерями энергии, возможна только на основе специфических изгибов S-формы, соединяющих прямолинейные и параллельные друг другу каналы. S-изгибы являются основой для построения различных волноводных структур. Кроме того, S-изгибы используются для сопряжения входных и выходных портов интегрально-оптической схемы непосредственно с ее основными функциональными элементами (направленными ответвителями, мультиплексорами, разветвителями), так как порты схемы сочленяются с волоконными шлейфами со стандартным расстоянием между волокнами 250 мкм.

Помимо простейшего варианта реализации S-изгиба на основе прямолинейных сегментов, известны различные оптимальные формы изгибов  $x=f(z)$ , разработанные с целью минимизации радиационных потерь оптической мощности. Они показаны на рис.3.30(a)). В интегрально-оптических схемах применяются S-изгибы трех функциональных видов [210], помимо S-изгиба на основе прямолинейных каналов:

1. S-изгиб с формой

$$x = \frac{h}{L} z - \frac{h}{2\pi} \sin\left(\frac{2\pi z}{L}\right) \quad (3.40)$$

где  $L$ - продольная длина,  $h$ - поперечное смещение;

2. S-изгиб с формой

$$x = \frac{h}{2} - \frac{h}{2} \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right); \quad (3.41)$$

3. Изгиб с применением 2 дуг окружности

$$x = \begin{cases} R - \sqrt{R^2 - z^2}, & z < L/2 \\ h - R + \sqrt{R^2 - (z - L)^2}, & z > L/2 \end{cases} \quad (3.42)$$

где радиус обоих дуг

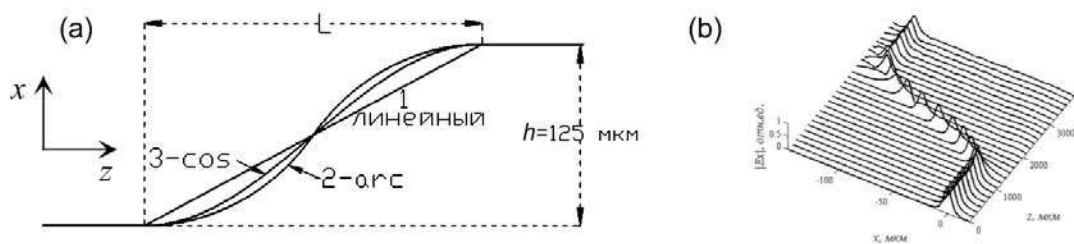


Рисунок 3.30 – а. Совмещенные различные функциональные формы и расчетные параметры S-изгибов; б. Картина распространения оптического излучения в S-изгибе ионообменного волновода на основе дуг окружности

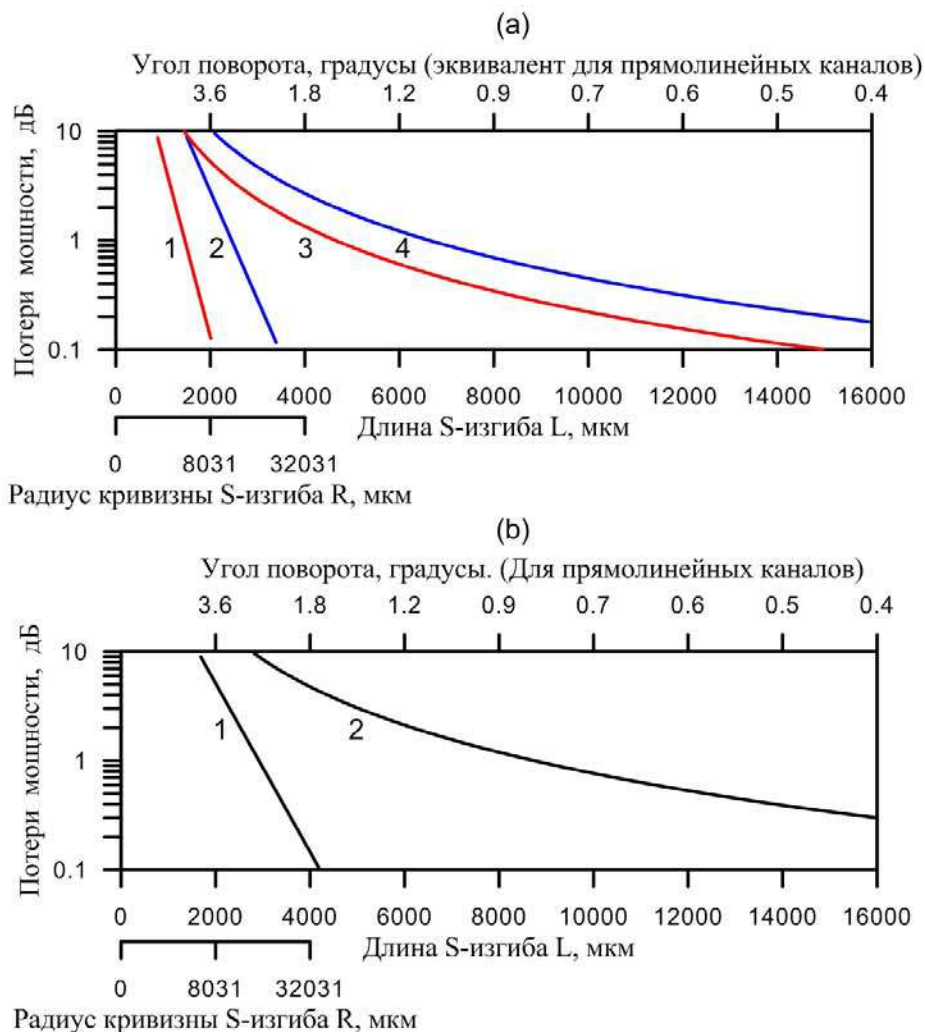


Рисунок 3.31 - а. Зависимость потерь оптической энергии от длины S-изгиба заглубленного канального  $Ag^+$ -волновода. Поперечное смещение  $h=125$  мкм. Кривые "1" и "2" - потери для S-изгибов косинус-формы до и после отжига. Потери для изгибов на основе дуг окружностей отличаются на 5% в большую сторону. Кривые "3" и "4" - потери для S-изгиба на основе прямолинейных каналов, до и после отжига, соответственно. Длина волны 1,55 мкм.

б. Зависимость потерь мощности от длины S-изгиба канального  $K^+$ -волновода. Кривая "1" - для косинус-изгиба, кривая "2" - для S-изгиба на основе прямолинейных каналов. Поперечное смещение  $h=125$  мкм. Длина волны 0,85 мкм.

$$R = \sqrt{\frac{L^2 + h^2}{4h}}. \quad (3.43)$$

Общие потери в S-изгибах складываются из радиационных потерь при распространении волны вдоль изогнутого участка, радиационных потерь на стыке прямолинейных каналов непосредственно с S-изгибом, возникающих из-за рассогласования полей мод данных каналов с полем моды изогнутого участка, и радиационных потерь за счет аналогичного модового рассогласования в центральной точке изгиба. Строго говоря, следует иметь в виду, что, для волноводов общего вида с произвольным  $\Delta n$  минимизация потерь в изгибах требует, в общем случае, введение поперечных сдвигов между волноводными сегментами на входе, выходе и в точке перегиба.

Основной путь расчета параметров оптимальных S-изгибов состоит в применении к ним метода распространяющегося пучка. Изгиб синус-формы из рассмотрения был исключен, потому что после серии предварительных расчетов выяснилось, что результаты расчета потерь в нем отличаются от потерь в S-изгибе косинус-формы менее, чем на 1%.

Проведены расчеты потерь S-изгибов у рассматриваемых в работе  $Ag^+$ - и  $K^+$ - волноводов. В качестве характерной иллюстрации применения методики моделирования S-изгибов на рисунке 3.30(b) показана картина распространения оптического излучения в S-изгибе ионообменного  $Ag^+$ -волновода на основе дуг окружности. Параметры S-изгибов  $Ag^+$ -волноводов: поперечное смещение S-изгиба 125 мкм, длина 2000 мкм, аппроксимация профиля показателя преломления

гауссовой функцией  $n = n_s + \Delta n \exp\left(-\left(\frac{x^2}{d_x^2} + \frac{y^2}{d_y^2}\right)\right)$ , (см. параграф 3.1)

$n_s=1,5003$ ;  $\Delta n=0,0057$ ,  $d_x=4,3$  мкм;  $d_y=4$  мкм. Длина волны  $\lambda=1,55$  мкм. Для указанных данных смещения и длины S-изгиба радиус дуг  $R=8031$  мкм. Расчетное значение потерь оптической энергии для рисунка 3.30(b) – 3,7 дБ.

Вследствие особенной технологии изготовления волноводов, было решено отказаться от введения смещений волноводных сегментов друг относительно друга. Как показали предварительные оценки, проведенные для рассчитанных параметров волноводов в их поперечном сечении, у рассматриваемых слабонаправляющих волноводов (с малым значением  $\Delta n$ ) смещение волноводных сегментов и рассогласование полей мод на входе, выходе и в точке перемены знака кривизны изгиба рассогласование полей мод не вносит значительный вклад в общие потери оптической энергии на распространении, при малой величине последних, что и представляет



практический интерес. То есть, если радиационные потери у самих изгибов малые, то и смещение друг относительно друга сегментов S-изгиба вводить не надо. К такому же выводу пришли и авторы работы [211], в которой экспериментально исследуются изгибы калийных волноводов. В работе указывается, что сдвигать каналы друг относительно друга имеет смысл при радиусе кривизны изгибов 25 мм и менее, при которых потери на 90°-поворот достаточно большие – 1 дБ и более. Смещение вводят в случаях волноводов с высоким значением  $\Delta n$ , которые изготавливают по технологиям интегральной оптики с применением полупроводниковых материалов.

На рисунке 3.31(а) приведена зависимость потерь оптической энергии от длины S-изгиба заглубленного канального  $Ag^+$ -волновода на длине волны 1,55 мкм. Поперечное смещение  $h$  равно 125 мкм. Кривые 1 и 2 соответствуют потерям для S-изгибов косинус-формы. Параметры волноводов для кривой 1:  $n_s=1,5003$ ;  $\Delta n=0,0124$ ; аппроксимация профиля гауссовой функцией:  $2d_x=6,1$  мкм;  $2d_y=5,1$  мкм. Параметры волноводов для кривой 2:  $\Delta n=0,0057$ ;  $2d_x=8,6$  мкм;  $2d_y=8$  мкм. Параметры соответствуют  $Ag^+$ -волноводам до и после отжига. Потери для изгибов на основе дуг окружностей отличаются на 5% в большую сторону. Кривые 3 и 4 соответствуют потерям для S-изгиба на основе прямолинейных каналов до и после отжига, соответственно.

Из приведенных графиков можно сделать важный вывод о том, что использование S-изгибов косинус-формы и на основе дуг окружностей предпочтительней, по сравнению с изгибами на основе прямолинейных сегментов, потому что у них значительно меньше потери. Приемлемые потери на уровне 0,1 дБ для смещения канала на 125 мкм достигаются при длине волновода 2 мм для волновода после заглубления и 3,7 мм после отжига. Это соответствует радиусам кривизны изогнутых каналов 8 мм и 27 мм. Такие значения вполне подходят для организации изгибов разветвителей, направленных ответвителей и других волноводных элементов. В то же время видно, что тех же низких значений потерь оптической мощности S-изгибы на основе прямолинейных каналов достигают при длинах 15 мм и более, что вряд ли подходит для практического использования.

Далее был произведен расчет S-изгибов на основе  $K^+$ -волноводов. На рисунке 3.31(б) показана зависимость потерь мощности от длины S-изгиба канального  $K^+$ -волновода для рабочей длины волны 0,85 мкм. Кривая «1» соответствует косинус-изгибу, кривая «2» построена для S-изгиба на основе прямолинейных каналов. Поперечное смещение  $h$  равно 125 мкм. Аппроксимация профиля показателя преломления производится функцией

$$n(x, y) = n_s + \Delta n \exp\left(-\frac{x^2}{d_x^2}\right) \operatorname{erfc}\left(-\frac{y}{d_y}\right), \text{ (см. параграф 3.1), где } n_s=1,5094; \Delta n=0,0072; d_x=3,4 \text{ мкм,}$$

$d_y=4,6$  мкм.

Как видно, допустимые потери на уровне 0,1 дБ для организации смещения в 125 мкм достигаются при длине волновода 4,2 мм. Так же, как видно из формы кривой “2” на графике, на основе прямолинейных каналов достичь низкого уровня потерь при разумной длине изгиба не представляется возможным.

Таким образом, получена оценка геометрических параметров S-изгибов  $Ag^+$ - и  $K^+$ - волноводоов. Разработка любой интегрально-оптической схемы в стекле невозможно без учета этих данных, так как S-изгибы входят в состав практически всех схем. Как и следовало ожидать, при сходных значения величины  $\Delta n$  каналов  $K^+$ - волноводоов и  $Ag^+$ -волноводоов после стадии отжига, потери у них, при похожих пространственных размерах профиля показателя преломления, несмотря на его различные функциональные формы, имеют один порядок.

Помимо специальных типов S-изгибов, в интегральной оптике требуются волноводные соединения в форме изогнутых под определенным радиусом волноводоов. Поворот оптического излучения на  $90^\circ$  с применением слабонаправляющих волноводоов возможен только за счет такой конфигурации. Расчет волноводоов этой формы был выделен в отдельную задачу. Под расчетом в данном случае понимается определение радиационных потерь оптической энергии для волновода, с определенными материальными параметрами волноводоов, и для заданного радиуса изгиба. Проведены расчеты потерь мощности в изгибах на основе рассматриваемых в работе  $Ag^+$ - и  $K^+$ -волноводоов в стекле. Параметры моды изогнутого канального волновода определялись путем решения волнового уравнения в цилиндрических координатах.

Радиационные потери вдоль изогнутого волновода в дБ/см можно подсчитать по следующей формуле:

$$\alpha_b = (2 \cdot 10^5 \log_{10} e) \beta_i, \quad (3.44)$$

где  $\beta_i$  - мнимая часть константы распространения волноводной моды.

На рисунке 3.32(a) приведена зависимость модуля основной радиальной компоненты напряженности электрического поля фундаментальной квази-TE моды изогнутого погруженного  $Ag^+$ -канального интегрально-оптического волновода от пространственных координат (т.е. в поперечном сечении волновода), на длине волны 1,55 мкм. Радиус кривизны изгиба 15000 мкм. Параметры волновода такие же, как у рассмотренного выше для S-изгибов  $Ag^+$ -волновода, заглубленного и подвергнутого отжигу. Данные параметры указаны выше, при ссылке на рисунок 3.30. График построен в локальной цилиндрической системе координат. На рисунке 3.32(b) приведено радиальное распределение действительной части вектора электрического поля в “х-срезе” по центру заглубления этого волновода.

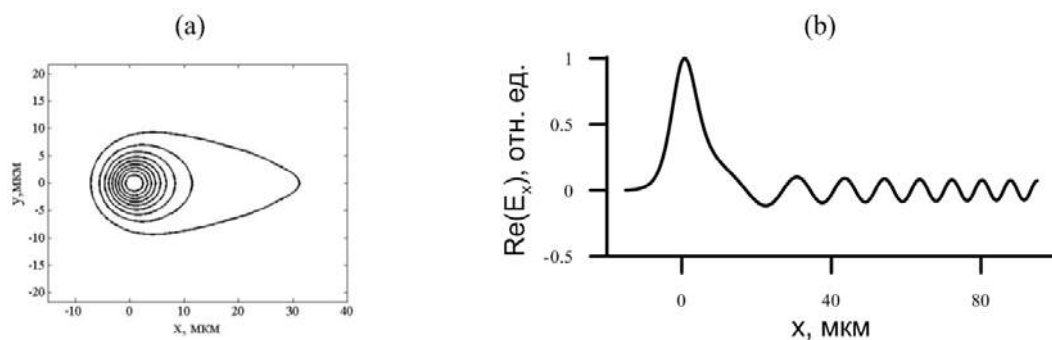


Рисунок 3.32– а. Пространственное распределение модуля основной радиальной компоненты напряженности электрического поля фундаментальной моды  $TE_0$  изогнутого погруженного  $Ag^+$ -канального интегрально-оптического волновода, подвергнутого отжигу; б. Радиальное распределение действительной части вектора электрического поля в  $x$ -«срезе», соответствующему уровню заглиблению волновода

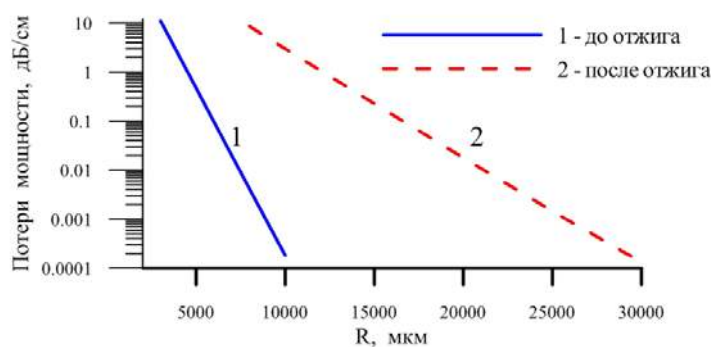


Рисунок 3.33 – Зависимость радиационных потерь от радиуса изгиба заглибленного канального  $Ag^+$ -волновода до и после отжига

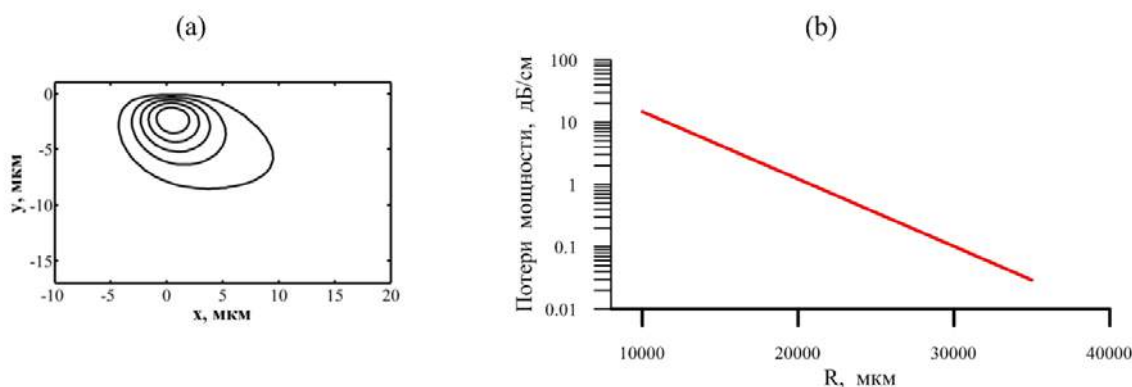


Рисунок 3.34 – а. Пространственное распределение модуля основной радиальной компоненты напряженности электрического поля фундаментальной моды  $TE_0$  изогнутого  $K^+$ -канального интегрально-оптического волновода, радиус изгиба  $R=10000$  мкм; б. Зависимость радиационных потерь от радиуса изгиба канального  $K^+$ -волновода.

На рисунке 3.33 приведена расчетная зависимость радиационных потерь от радиуса изгиба заглубленного канального  $Ag^+$ -волновода до и после отжига. Как видно из графика, величина максимального приращения показателя преломления существенно влияет на величину потерь. Для заглубленных волноводов они очень малы. Отсюда следует, что на основе  $Ag^+$ -волноводов можно создавать достаточно компактные волноводные структуры с поворотом излучения на 90 градусов. Результат расчета: низкий уровень радиационных потерь в 0,2 дБ на 90°-изгибе волоконно-совместимого одномодового  $Ag^+$ -волновода достигается при радиусе изгиба 22 мм (длина волны 1,55 мкм).

Далее были рассмотрены изгибы на основе  $K^+$ -волноводов. На рисунке 3.34(a) показано пространственное распределение модуля основной радиальной компоненты напряженности электрического поля фундаментальной моды  $TE_0$  изогнутого  $K^+$ -канального интегрально-оптического волновода, имеющего радиус изгиба  $R$  равный 10000 мкм, на длине волны  $\lambda=0,85$  мкм. Параметры волновода взяты те же, что и для расчетов S-изгиба. Они указаны при ссылке на рисунок 3.30. На рисунке 3.34(b) приведена зависимость радиационных потерь от радиуса изгиба канального  $K^+$  волновода. Как видно из графика, допустимый радиус изгиба для потерь на уровне 0,1 дБ/см должен быть более 3 см. На 90°-изгибе с радиусом 40 мм потери составляют 0,5 дБ. Эти результаты хорошо согласуются с экспериментальными результатами работы [211], где для двойного S-изгиба в калийных волноводах приводятся похожие значения допустимых радиусов кривизны изгибов для пренебрежимо малых потерь.

В интегрально-оптических устройствах применяются пассивные устройства для разделения и объединения оптических сигналов или непрерывного оптического излучения. Самой распространенной конструкцией является Y-разветвитель и его последовательно каскадируемые комбинации. Волноводный интерферометр Маха-Цендера также основан на Y-разветвителях. Y-разветвитель с симметричными плечами и одинаковыми параметрами всех образующих его волноводов является спектрально-независимым устройством.

Конструкция Y-разветвителя показана на рисунке 3.35(a). Для создания элементарного Y-разветвителя 1×2 используются прямолинейные, рупорообразные и S-изогнутые волноводные секции (см. рисунки 3.34(b)-(e)) с длинами  $L_1$ ,  $L_T$  и  $L_2$ , соответственно. Длина выходных каналов обозначена как  $L_3$ . Волноводы имеют ширину (или некоторую эффективную ширину)  $w$ ; расстояние между каналами на выходе обозначено как  $h$ . S-изгибы могут быть плавные и резкие. Для изгиба на основе прямолинейных каналов вводится угол разветвления  $\alpha$ .

Симметричные Y-образные конструкции используются для 3-дБ разделения мощности оптического сигнала, асимметричные Y-образные конструкции находят применения, к примеру, при построении пространственных разделителей поляризаций оптического излучения. Объединение сигналов в разветвителе возможно, но происходит с 3-дБ потерей полезной мощности.

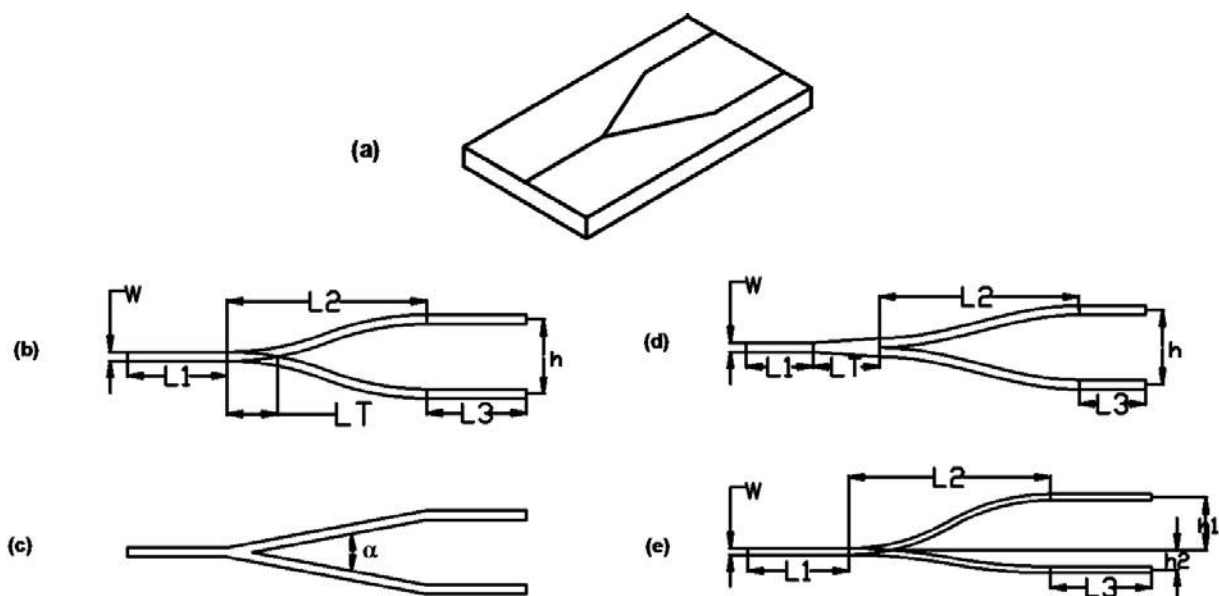


Рисунок 3.35 – Волноводные Y-разветвители: схематический трехмерный вид (а) и типы: (b) – симметричный, на основе S-изгибов, (c) – симметричный, на основе прямолинейных каналов, (d) – симметричный, на основе S-изгибов с удлиненной рупорообразной частью, (e) асимметричный, на основе S-изгибов

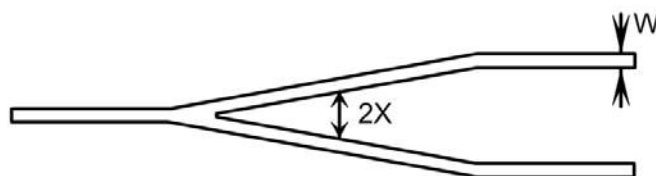


Рисунок 3.36 – Схематический вид Y-разветвителя с нанесенным размером расстояния "2x" между расходящимися каналами. (Пояснение к специфике расчета Y-разветвителей на основе ионообменных волноводов).

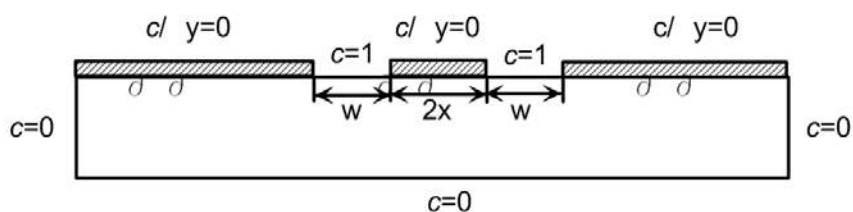


Рисунок 3.37 – Схема и граничные условия математического моделирования технологического процесса формирования зоны разветвления интегрально-оптических Y-разветвителей и направленных ответвителей

Рупорообразная секция может быть сформирована естественным образом перекрывающимися частями S-изгибов, что показано на рисунках 3.35(b) и (c). Однако она может быть и увеличенной длины, что показано на рисунке 3.35(d), что позволяет снизить радиационные потери и уровень преобразования в направленные моды высшего порядка в данной области.

Расчет и изготовление оптимальной структуры Y-разветвителей направлено на минимизацию вносимых потерь оптической энергии. Размеры Y-разветвителя определяются параметрами S-изгиба. Для самого простого случая S-изгибов на основе прямолинейных каналов энергетические потери определяются углом разветвления. Однако, как показывают расчеты, для ионообменных волноводов данный вариант разветвления именно из-за потерь оказывается невыгодным, так как допустимая величина этих потерь получается при очень малом угле разветвления, и, следовательно, длина разветвителя будет достаточно большая. Выгоднее использовать другую форму выходных каналов – плавные S-изгибы. Конструкция S-изгиба будет обеспечивать более низкие радиационные потери, чем S-изгиб на основе прямолинейных каналов.

При построении Y-разветвителя необходимо также иметь в виду, что изготавливаемые волноводы обладают потерями на поглощение и рассеяние в материале канала и на его границах, поэтому излишне длинные волноводы, с очень малым радиусом кривизны S-изгибов, будут, при очень низких радиационных потерях, иметь большие собственные потери. Поэтому необходимо подбирать компромисс между двумя этими составляющими потерь.

Общие вносимые потери Y-образного ответвителя являются суммой всех распределенных потерь на излучение, переходных потерь в местах соединения различных волноводных секций. Вносимые потери в разветвителе 1×2 определяются известным образом [75]:

$$IL = -10 \log_{10}(P_{branch}/P_{in}) \quad (3.45)$$

где  $P_{branch}$  – выходная мощность каждого канала и  $P_{in}$  – входная мощность оптической волны.

С помощью метода распространяющегося пучка проведен расчет оптимальной волноводной структуры Y-разветвителя 1×2, предназначенного для работы в режиме деления оптической мощности или объединения сигналов. Целью расчета является определение линейных параметров разветвителя – длин его различных секций (согласно рисункам 3.35), при которых обеспечивается максимально низкий уровень общих вносимых потерь при приемлемых размерах. Расчет оптимальной структуры разветвителя, выполняющего функции поляризационного разделителя, был описан в параграфе 3.3. Вопросы пространственного разделения мод различных порядков одной и той же поляризации в Y-разветвителе будут рассмотрены в параграфе 4.2.

Исходными данными для расчета являются, помимо параметров одномодовых волноводов, величина расстояние между выходными каналами  $h$ , и, в большинстве случаев, задается ограничение по его общей длине  $L1+L2+L3$ .

Если Y-разветвитель стыкуется с волокнами, то расстояние  $h$  является стандартным – 250 мкм. Величины  $L1$  и  $L3$  определяют длину прямолинейных волноводов на входе и выходе разветвителя для формирования волноводной моды, которая возбуждается модой волоконного световода (на входе) и которая в нее же и переходит (на выходе). Данная величина должна быть не менее 1–2 мм. Далее выбираются параметры S-изгиба для достижения малого уровня радиационных потерь. Были использованы результаты расчетов S-изгибов. Выбирается радиус кривизны S-изгиба (для изгибов на основе сегментов дуг), либо определенный S-изгиб косинус-формы, которому соответствует допустимая величина общих вносимых потерь ответвителя, с учетом, что очень большая длина волноводов приведет к неоправданно большим потерям оптической энергии за счет технологических распределенных потерь на рассеяние и поглощение самих волноводов. Данный расчет определяет величину продольной длины S-изгибов  $L2$ .

Для ионообменных волноводов существует определенная специфика расчета области вблизи точки разветвления. Для метода распространяющегося пучка необходимо задавать распределение показателя преломления волноводной структуры. Как описывалось выше, форма показателя преломления определялась по пропорциональному ей распределению концентрации внедренного иона. В области разветвления, когда волноводы находятся на большом расстоянии друг от друга (см. рисунок 3.36, размер  $2x$ ), распределения концентраций в поперечном срезе разветвителя практически не перекрываются и задаются по результатам расчета для отдельно расположенных каналов, то есть по результатам расчета процесса ионного обмена в расплаве соли с одной щелью в маске.

Но совсем иная ситуация складывается, когда каналы расположены близко друг от друга – расстояние  $2x$  мало. В этом случае единственной корректной методикой определения распределения показателя преломления в поперечном срезе разветвителя будет расчет процесса ионного обмена с двумя щелями, так как нельзя считать ионный обмен через обе щели независимыми друг от друга [212]. Это некоторый единый диффузионный процесс, в результате которого под маской формируется область внедренных ионов, с определенной формой, то есть пространственным распределением концентрации. На рисунке 3.37 показана схема и граничные условия для решения уравнения диффузии (3.1), описывающего формирование волноводной области вблизи точки разветвления интегрально-оптических Y-разветвителей. Подобным образом необходимо рассчитывать и волноводную структуру направленного ответвителя.

На рисунках 3.38(a1-b1-c1) показаны результаты расчета двумерного распределения концентрации в поперечном сечении области разветвления Y-разветвителя, для двух близко расположенных волноводов, полученных термическим ионным обменом  $Ag^+ \leftrightarrow Na^+$ . Параметры расчета: расстояние между центрами расходящихся каналов  $(2x+w)=4$  мкм, 5 мкм и 6 мкм, соответственно. Волноводная структура изготовлена в течении 15 минут при  $350\text{ }^\circ\text{C}$ . Ширина щели в маске 2 мкм. Коэффициент диффузии  $D_d=0,7 \cdot 10^{-15}$  м<sup>2</sup>/с, отношение коэффициентов диффузии  $M=0,03$ . На серии графиков на рисунках 3.37(a2-b2-c2) показаны соответствующие распределения нормированной концентрации в приповерхностном слое вдоль оси X (на расстоянии 0,15 мкм от поверхности).

Если вместо проведения такого расчета в поперечном срезе разветвителя просто подставлять распределение показателя преломления волновода в местах расположения соответствующих каналов, то за счет суммирования «хвостов» этого распределения в области между каналами отклонение от распределения показателя преломления, полученного путем расчета диффузионного процесса с двумя щелями, достигает 100%! Поэтому и локализация излучения в этой области будет выше, чем на самом деле. Соответственно, для правильного расчета оптических характеристик Y-разветвителя необходимо иметь объективную информацию о профиле показателя преломления волноводов, полученных одновременно через две близко расположенные щели.

На рисунке 3.39(a) приведена картина волнового процесса в Y-разветвителе на основе ионообменного заглубленного канального  $Ag^+$ -волновода. S-изгибы выбраны косинус-формы. расстояние между каналами 250 мкм, длина области разветвления (L2 по обозначениям рисунка 3.35 с параметрами Y-разветвителя) – 5000 мкм. Расчет проведен для заглубленного канального  $Ag^+$ -волновода после отжига. Параметры волновода:  $n_s=1,5003$ ;  $\Delta n=0,0057$ ; аппроксимация профиля гауссовой функцией  $n(x,y) = n_s + \Delta n \exp\left(-\left(\frac{x^2}{d_x^2} + \frac{y^2}{d_y^2}\right)\right)$ ; где  $d_x=4,3$  мкм;  $d_y=4$  мкм.

Длина волны  $\lambda=1,55$  мкм. Радиационные потери оптической энергии очень низкие – 0,08 дБ.

На рисунке 3.39(b) приведена график, характеризующий влияние длины области разветвления Y-разветвителя на уровень излучательных потерь оптической энергии. S-изгибы имеют косинус-форму. Рупорообразная зона образована геометрическим наложением обоих S-изгибов разветвителя друг на друга. Расстояние между выходными каналами  $h=250$  мкм. На данном рисунке кривая 1 рассчитана для разветвителей на основе  $Ag^+$ -волноводов, с указанными к рисунку 3.39(a) параметрами. Кривая 2 на рисунке 3.39(b) рассчитана для канального  $K^+$ -



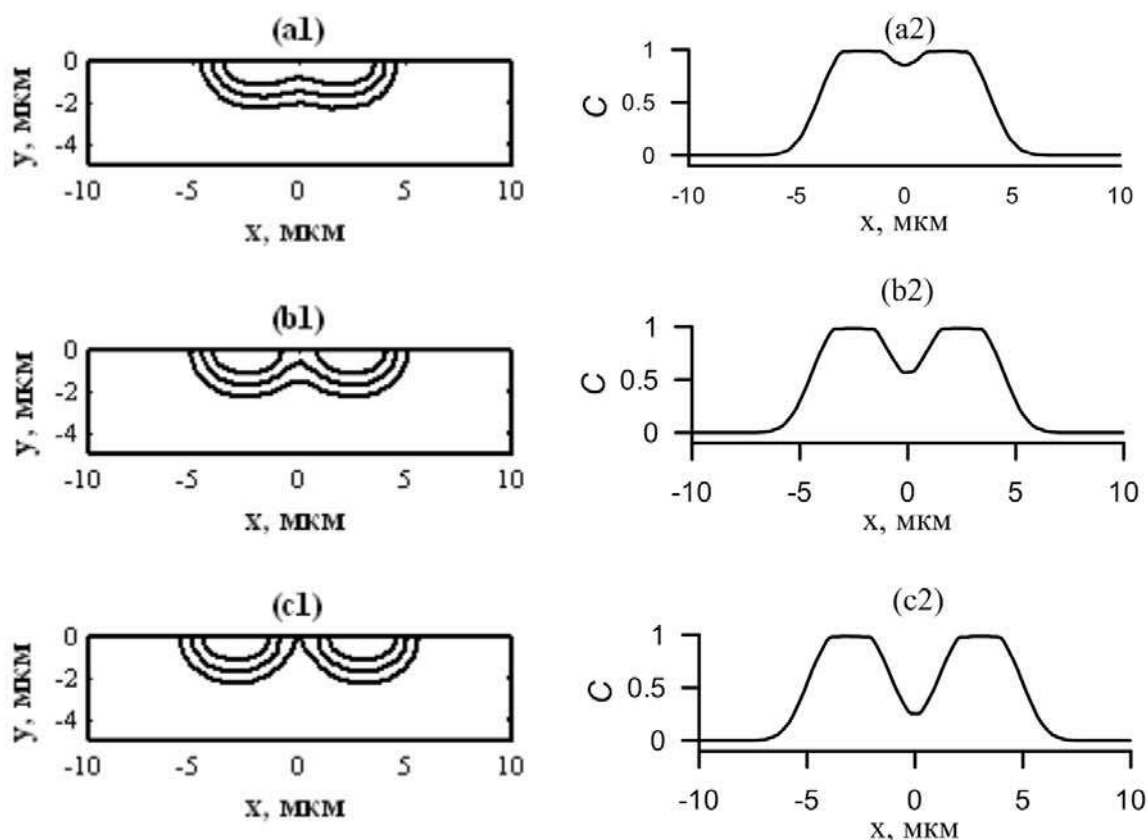


Рисунок 3.38 – a1-b1-c1. Распределение нормированной концентрации в области разветвления Y-разветвителя, при расстояниях между центрами расходящихся каналов  $(2x+w)=4$  мкм, 5 мкм и 6 мкм, соответственно

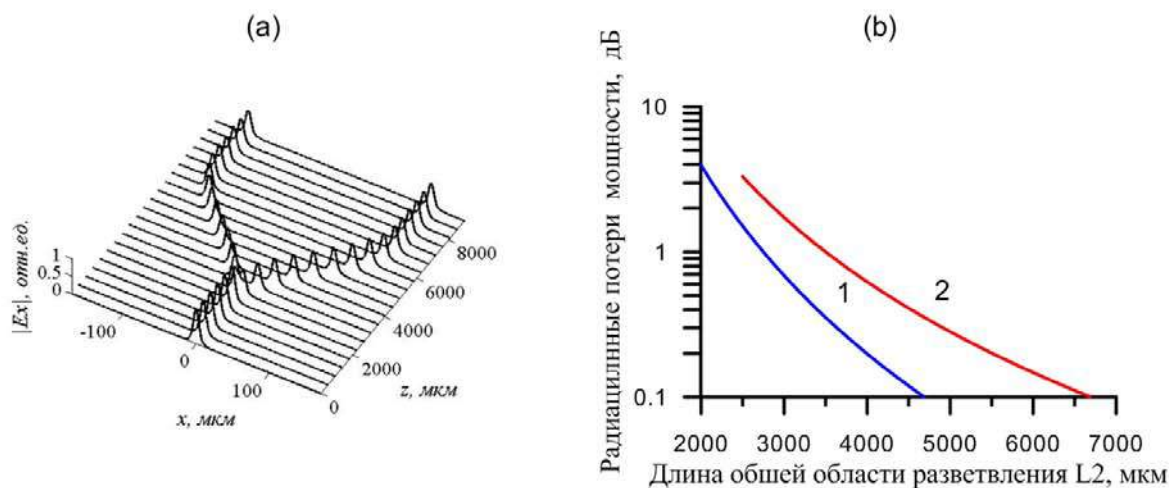


Рисунок 3.39 – а. Картина распространения оптического излучения в Y-разветвителе на основе ионообменного заглабленного канального Ag<sup>+</sup>-волновода;  
 б. Зависимость потерь оптической энергии от длины области разветвления Y-разветвителя. S-изгибы имеют cos-форму. Расстояние между выходными каналами  $h=250$  мкм. Кривая 1 - для канального Ag<sup>+</sup>-волновода.  
 Кривая 2 - для канального K<sup>+</sup>-волновода

волновода. Длина волны  $\lambda=0,85$  мкм,  $n_s=1,5094$ ;  $\Delta n=0,0072$ ; аппроксимация профиля показателя преломления функцией  $n(x, y) = n_s + \Delta n \exp\left(-\frac{x^2}{d_x^2}\right) \operatorname{erfc}\left(-\frac{y}{d_y}\right)$ , где  $d_x=3,4$  мкм,  $d_y=4,6$  мкм.

Как видно, приемлемые потери в разветвителе на уровне 0,1 дБ достигаются при длине зоны разветвления  $L_2$ , равной 4600 мкм для  $Ag^+$ -волноводов и 7000 мкм для  $K^+$ -волновода. Если с геометрической точки зрения преобразовать данный Y-разветвитель на основе S-изгибов в разветвитель на основе прямолинейных каналов, соединив начальные и конечные точки S-изгибов отрезками, то получится, что максимальный эквивалентный угол разветвления составляет 3,1 градус для  $Ag^+$ -волноводов и 2 градуса для  $K^+$ -волноводов.

Интегрально-оптический направленный ответвитель (рис. 3.40(a)) служит для разделения и объединения оптических сигналов, и состоит из трёх частей: входной, центральной и выходной (рис.3.40(b)). Направленные ответвители могут создаваться как с применением плавных S-изгибов, так и с применением прямолинейных отрезков волноводов. Они также могут иметь один вход. На расстоянии  $L_0$  волноводы находятся на минимальном и одинаковом расстоянии друг от друга  $d$ . Связь между двумя одномодовыми волноводами осуществляется преимущественно в центральной части направленного ответвителя за счет взаимодействия (интерференции) затухающих "хвостов" мод волноводных каналов.

Отношение мощностей оптических волн на выходе "прямого" и "перекрестного" канала  $P_{out}^{(3)}$  и  $P_{out}^{(4)}$  к мощности входного излучения, введенного в верхний по схеме канал (канал №1), то есть коэффициенты передачи, определяются по формулам [162, 213-215]:

$$\begin{aligned} T_{3-1} &= P_{out}^{(3)} / P_{in}^{(1)} = \cos^2(\Delta\varphi/2) \\ T_{4-1} &= P_{out}^{(4)} / P_{in}^{(1)} = \sin^2(\Delta\varphi/2). \end{aligned} \quad (3.46)$$

где  $\Delta\varphi$  - накопленная разность фаз между распространяющимися в системе двух связанных волноводов симметричной и антисимметричной супермодами.

В световодных устройствах соединительная часть не может внезапно "закончиться" после некоторой длины  $L_0$ . Волноводы постепенно сближаются на входе, на некотором расстоянии остаются параллельными, а затем постепенно удаляются друг от друга. Поскольку каналы сближаются, постоянная связи увеличивается, достигая максимального значения, когда волноводы находятся на минимальном расстоянии друг от друга. Поэтому, чтобы получить направленный ответвитель с желаемым коэффициентом разделения, необходимо учитывать связь между

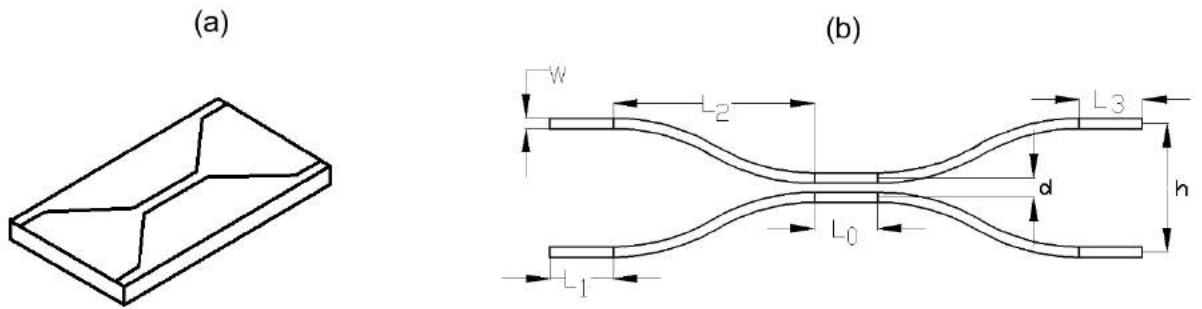


Рисунок 3.40 – Волноводные направленные ответвители: схематический трехмерный вид (а) и пространственная топология на основе S-изгибов (b)

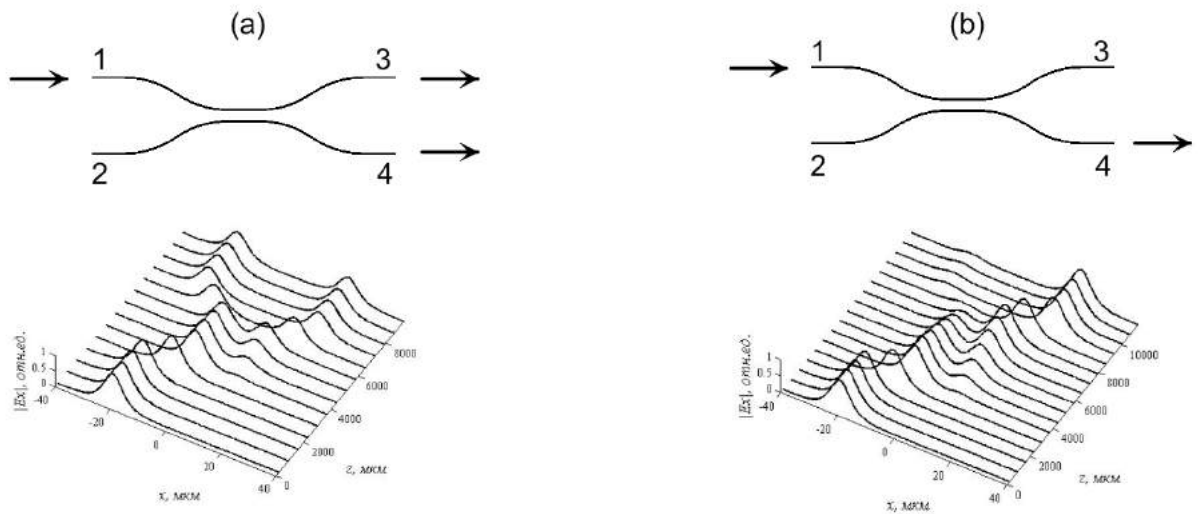


Рисунок 3.41 – Картина распространения оптического излучения в направленных ответвителях на основе ионообменного заглубленного канального  $Ag^+$ -волновода при вводе излучения в один входной канал. Расстояние между каналами в центральной области связи 15 мкм. Расстояние между входными каналами 40 мкм, расстояние между выходными каналами 40 мкм, длина S-изгибов 1800 мкм, их радиус кривизны 6,5 см.

а. Длина связи  $L_0=1750$  мкм; 3 дБ-деление мощности между каналами.

б. Длина связи  $L_0=4100$  мкм; 100% переход оптического излучения в противоположный канал.

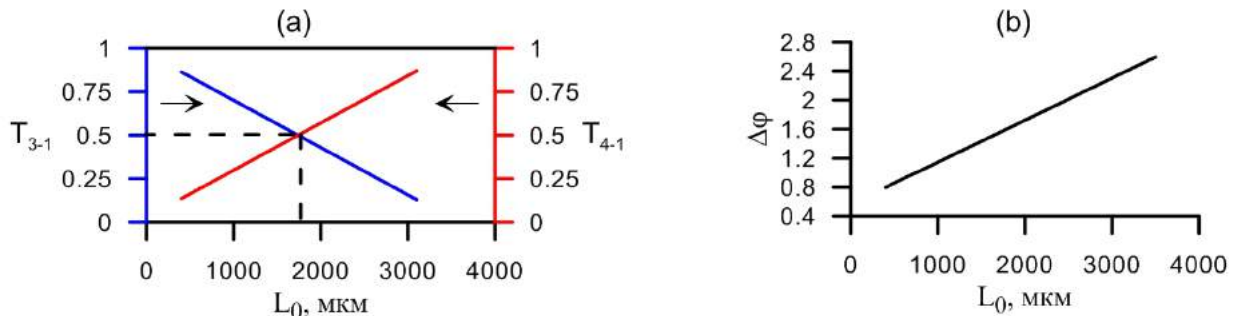


Рисунок 3.42– Зависимость коэффициентов передачи мощности в выходные каналы  $T_{3-1}$  и  $T_{4-1}$  (а) и сдвига фаз волн на выходе ответвителя  $\Delta\phi$  ( $\Delta\phi=2\arcsin(T_{4-1}^{1/2})$ ) (б) от длины связи в центральности области  $L_0$  для  $Ag^+$ -волновода

волноводами в участках, где волноводы не параллельны, то есть в области входного и выходного S-изгибов [214-215].

Если оптическое излучение введено в оба входных канала ответвителя (режим объединения оптических сигналов с мощностью  $0,5 \cdot P_{in}$  каждой волны), то при этом перераспределение мощности излучения между обоими выходными каналами зависит, помимо параметров ответвителя, еще и от исходного сдвига фаз волн на его входе. Для 3-дБ ответвителя, работающего в режиме объединения оптических сигналов, мощность оптических волн на выходе “прямого” и “перекрестного” канала будет равна

$$\begin{aligned} P_{out}^{(3)} &= \frac{1}{2} P_{in} [1 - \sin(\Delta\Phi)] \\ P_{out}^{(4)} &= \frac{1}{2} P_{in} [1 + \sin(\Delta\Phi)] \end{aligned} \quad (3.47)$$

где  $\Delta\Phi$  - сдвиг фаз между волнами на входе ответвителя.

Основным соображением при разработке направленного ответвителя является выбор необходимой длины связи и расстояния между каналами, что обеспечивает требуемое разделение мощности сигналов. Однако должны быть учтены и другие соображения. При создании направленного ответвителя необходимо провести выбор оптимального изгиба S-образного волновода, соответствующий наименьшему затуханию, при заданном горизонтальном смещении. Минимальное затухание определяется с учетом компромисса между радиационными потерями на изгибах и потерями в материале волновода – с одной стороны максимально возможный радиус кривизны обеспечит низкие радиационные потери, но по причине собственных потерь волновода следует изготавливать устройство настолько коротким, насколько это возможно. Это нужно делать, если пространственный масштаб потерь обоого типа соразмерен.

Исходными данными для расчета является расстояние между параллельно расположенными каналами в области взаимодействия  $d$ , расстояние между входными портами  $h$  (такое же расстояние чаще всего применяют и между выходными портами). Общие размеры устройства (элемента связи):  $L_0 + L_1 + 2 \cdot L_2 + L_3$  (см. рисунок 3.40(b)). Величина  $d$  зависит от размеров полей мод обоих каналов для обеспечения эффекта взаимодействия затухающих полей мод и выбирается в диапазоне 10–20 мкм. Если направленный ответвитель стыкуется с волокнами, к примеру, на выходе интегрально-оптической схемы, то расстояние  $h$  будет равно 250 мкм. Величины  $L_1$  и  $L_3$  определяют длину прямолинейных волноводных сегментов на входе и выходе ответвителя для формирования стационарной волноводной моды. Как правило, данная величина должна быть более 1–2 мм. Далее необходимо подобрать минимальный радиус кривизны S-изгиба

(либо параметры подобной ей косинус-структуры S-изгиба), которому соответствует приемлемая величина общих вносимых потерь ответвителя. Данная часть расчета определяет величину длины S-изгибов  $L_2$ .

После данных шагов можно выбрать пробную величину длины параллельных каналов  $L_0$  и далее осуществлять итерационным образом подбор этой величины для обеспечения необходимой величины разделения оптической мощности, к примеру, на 3 дБ. При этом выборе имеют в виду, что большие длины связи менее чувствительны к технологическим допускам. Как правило, длина связи  $L_0$  выбирается порядка нескольких миллиметров.

При расчете ионообменных направленных ответвителей существует определенная специфика расчета области с близко расположенными каналами, о чем подробно говорилось в параграфе, посвященному расчету Y-разветвителей. В качестве распределения показателя преломления необходимо подставлять распределение, полученное на основе решения уравнения диффузии, описывающего процесс ионного обмена через две щели, а не совмещать два таких распределения от одиночных щелей.

С использованием описанных выше расчетных параметров  $Ag^+$ - и  $K^+$ -канальных волноводов и S-изгибов на их основе были спроектированы направленные ответвители и построена картина распространения оптического излучения в них.

На рисунке 3.41 показана картина распространения оптического излучения в направленных ответвителях на основе ионообменного заглубленного канального  $Ag^+$ -волновода при вводе излучения в один входной канал. Длина связи в центральной области подобрана для обеспечения двух наиболее важных режимов – 3 дБ деления мощности между каналами (рис. 3.41(a)) и полной перекачки излучения из входного канала на выход перекрестного канала (рис. 3.41(b)). Длина связи  $L_0$  ответвителя составляет 1750 мкм для 3 дБ-деления мощности между каналами, и она равна 4100 мкм для обеспечения 100% перехода оптического излучения в противоположный канал на рабочей длине волны 1,55 мкм.

Расчеты длины связи произведены для следующего комплекса параметров волноводной структуры. Геометрические параметры разветвителя: расстояние между каналами в центральной области связи 15 мкм, расстояние между входными каналами 40 мкм, расстояние между выходными каналами 40 мкм, длина S-изгибов 1800 мкм, их радиус кривизны 6,5 см. Расчетные

параметры: профиль заглубленного волновода  $Ag^+$ -волновода  $n = n_s + \Delta n \exp\left(-\left(\frac{x^2}{d_x^2} + \frac{y^2}{d_y^2}\right)\right)$ ,

$n_s=1,5003$ ,  $\Delta n=0,0057$ ,  $2d_x=8,6$  мкм,  $2d_y=8,0$  мкм. Эти материальные параметры волновода оптимизированы для максимально эффективной стыковки со стандартным волоконным световодом

на рабочей длине волны 1,55 мкм. Радиационные потери на распространение в S-изгибах ответвителя пренебрежимо малы.

На рисунке 3.42(a) приведена зависимость коэффициентов передачи мощности в выходные каналы  $T_{3-1}$  и  $T_{4-1}$  (отношение мощностей оптических волн на выходе “прямого” и “перекрестного” канала, соответственно, к мощности входного излучения) от длины связи в центральности области L0. По ней можно определять данную длину связи направленного ответвителя с требуемым коэффициентом деления мощности между выходными портами схемы. 3-дБ деление мощности реализуется при длине связи 1,75 мм.

На рисунке 3.42(b) показана зависимость аккумулируемого сдвига фаз направленных волн (супермод) на выходе ответвителя  $\Delta\varphi$  от того же параметра – длины связи параллельных каналов L0. Сдвиг фаз вычисляется как:

$$\Delta\varphi = 2 \arcsin\left(\sqrt{T_{4-1}}\right). \quad (3.48)$$

Волноводные направленные ответвители, как известно, являются устройствами, основанными на интерференции волн, и поэтому чувствительных к разбросу своих параметров. Был проведен расчет допусков базовых технологическим параметров направленных ответвителей и оценено их влияние на коэффициенты передачи мощности.

Точность используемой фотолитографии такова, что ширина протравленной щели в маске  $w$  имеет допуск  $2 \pm 0,2$  мкм, что приводит к расчетному значению вариации коэффициента передачи в перекрестный канал  $T_{4-1}$  (относительно оптимального значения перекачки 50% мощности) в пределах  $0,5 \pm 0,06$  ( $\pm 12$  %). Следует отметить, что базовая часть этого влияние связана с изменением именно приращения показателя преломления заглубленного волновода  $\Delta n = 0,0057 \pm 0,0003$ .

Для расстояния между каналами  $d$  допустима точность  $15 \pm 0,4$  мкм, коэффициент  $T_{4-1}$  в зависимости от этих изменений может иметь значения  $0,5 \pm 0,1$ , относительное отклонение составляет  $\pm 20$  %. Длина параллельного волноводного участка  $L0$ , равная 1750 мкм, может быть задана с точностью  $\pm 100$  мкм, что приводит к изменению коэффициента передачи мощности  $T_{4-1}$   $0,5 \pm 0,03$  ( $\pm 6$  %).

Таким образом, можно констатировать, что направленный ответвитель, изготовленный методом ионного обмена в стекле с последующим заглублением канала, является устройством, критичным к технологическим допускам. Как было показано, это касается допусков на точность переноса фотошаблона на маску подложки. Отклонение величины расстояния между каналами от заданного существенно, и сильнее чем допуски на другие технологические парамет-

ры, влияет на перераспределение мощности на выходе ответвителя. Следует также с сожалением отметить, что разброс технологических параметров, взятых в своем самом неблагоприятном сочетании, может привести к 30%- отклонению коэффициентов передачи мощности от заданного значения! Кроме того, еще одним важным усугубляющим ситуацию фактором для практического изготовления ответвителей по данной технологии является неточность реконструкции самих параметров волноводов.

На рисунке 3.43 показана картина распространения оптического излучения в том же самом направленном ответвителе при вводе излучения одновременно в оба входных канала №1 и №2. Длина связи  $L_0$  равна 1750 мкм. Сдвиг фаз волн входного излучения  $\Delta\Phi$  для рисунка 3.43(а):  $-\pi/2$ , для рисунка 3.43(б):  $+\pi/2$ . Как видно из графиков, в зависимости от разности фаз входных волн, их можно вывести в единый выходной прямой или перекрестный канал, как и следует из принципов функционирования направленных ответвителей.

Аналогичные расчеты были проведены для  $K^+$ -волноводов. На рисунке 3.44 показаны зависимость коэффициентов передачи мощности в выходные каналы  $T_{3-1}$  и  $T_{4-1}$  (а) и величины аккумулируемого сдвига фаз направленных волн (супермод) на выходе ответвителя  $\Delta\phi$  (б) от длины связи в центральной области  $L_0$  для ионообменного  $K^+$ -волновода, в случае ТЕ-поляризованного излучения. Как видно из рисунка 3.44(а), 3 дБ-деление мощности между каналами происходит при величине длины центральной области связи  $L_0$ , равной 2080 мкм. Рабочая длина волны 0,85 мкм.

Данный расчет произведен для следующего комплекса параметров ответвителя. Геометрические параметры ответвителя: расстояние между каналами в центральной области связи равно 11,0 мкм, расстояние между входными каналами 40 мкм, расстояние между выходными каналами 40 мкм, длина S-изгибов 2000 мкм, их радиус кривизны 7,0 см. Полученный путем решения уравнения диффузии профиль показателя преломления аппроксимирован функцией

$$n(x, y) = n_s + \Delta n \exp\left(-\frac{x^2}{d_x^2}\right) \operatorname{erfc}\left(-\frac{y}{d_y}\right), \text{ где } d_x=3,4 \text{ мкм, } d_y=4,6 \text{ мкм, } n_s=1,5094, \Delta n=0,0072 \text{ (на ра-}$$

бочей длине волны). Потери на распространение в S-изгибах ответвителя с указанными параметрами пренебрежимо малы.

Расчет влияния допусков на технологические параметры ответвителя на основе  $K^+$ -волноводов был проведен аналогично соответствующим расчетам для  $Ag^+$ -волноводов, с теми же значениями возможных отклонений параметров волноводного рисунка изготовленной на подложке маски от оригинала рисунка на фотошаблоне. Для расстояния между каналами возможен диапазон значений  $11 \pm 0,4$  мкм, коэффициент передачи мощности  $T_{4-1}$  в зависимости от этих изменений имеет значение  $0,5 \pm 0,1$  ( $\pm 20\%$ ). Длина центрального волноводного участка с

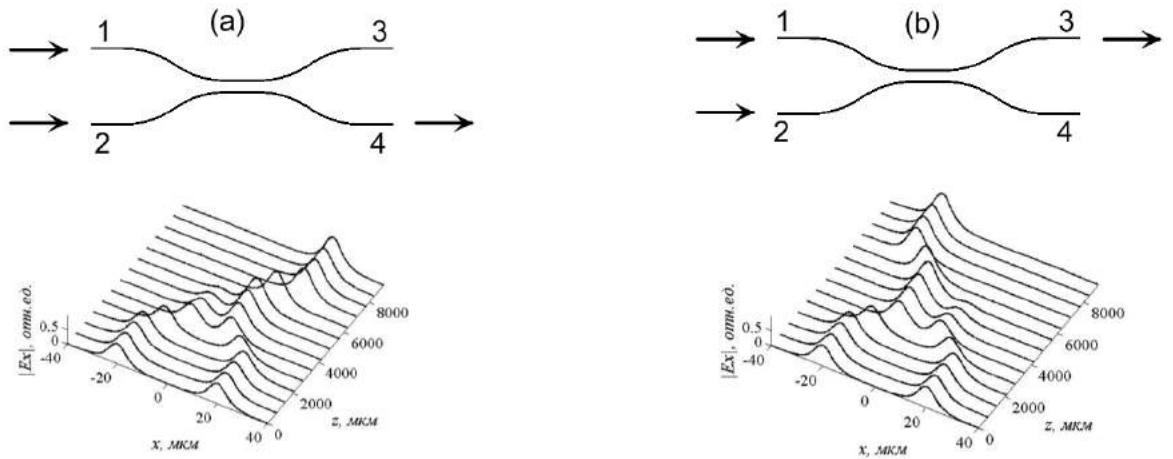


Рисунок 3.43 – Картина распространения оптического излучения в направленных ответвителях на основе ионообменного заглабленного канального  $Ag^+$ -волновода. Ввод излучения в оба входных канала №1 и №2.

- а. Сдвиг фаз волн входного излучения  $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = -\pi/2$ ,
- б. Сдвиг фаз волн входного излучения  $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = \pi/2$

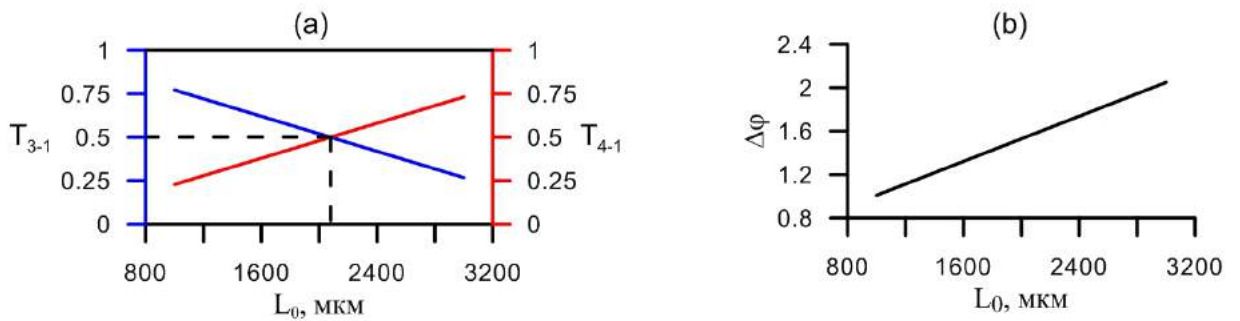


Рисунок 3.44 – Зависимость коэффициентов передачи мощности в выходные каналы  $T_{3-1}$  и  $T_{4-1}$  (а) и сдвига фаз волн на выходе ответвителя  $\Delta\varphi$  ( $\Delta\varphi = 2\arcsin(T_{4-1}^{1/2})$ ) (б) от длины связи в центральности области  $L_0$  для ионообменного  $K^+$ -волновода

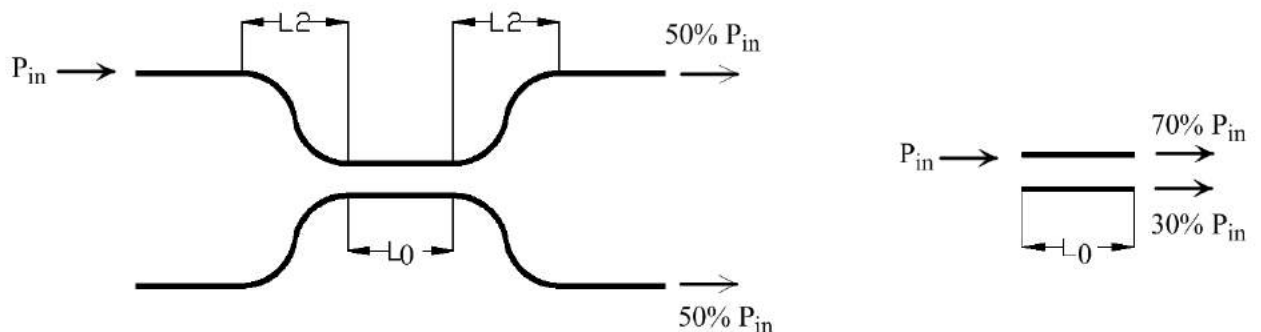


Рисунок 3.45 – Иллюстрация различия в коэффициентах передачи направленных ответвителей с одинаковыми значениями длины связи прямолинейных каналов за счет влияния областей S-изгибов с переменным коэффициентом связи



параллельно расположенными каналами (равная 2080 мкм), может быть задана с точностью  $\pm 100$  мкм, что приводит к значениям коэффициента передачи мощности  $T_{4-1}$  в диапазоне  $0,5 \pm 0,03$  ( $\pm 5\%$ ). Как видно, результаты для калийных волноводов похожи на данные расчетов допусков  $Ag^+$ -волноводов, что можно объяснить сходными параметрами, включая длину связи в центральной области.

На рисунке 3.45 на численном примере продемонстрировано различие в коэффициентах передачи направленных с одинаковыми значениями длины связи прямолинейных каналов за счет влияния областей S-изгибов с переменным коэффициентом связи. Данные ответвителей взяты от предыдущего графика с  $K^+$ -волноводами, с длиной 3-дБ связи L0, равной 2080 мкм. Как видно, не учитывать области S-изгибов нельзя, так как направленная связь в них существенно влияет на перераспределение оптической мощности в выходных портах ответвителя. Оптимально рассчитанный для 3 дБ связи, ответвитель с той же длиной связи двух параллельных каналов и прочими равными параметрами превращается в делитель оптической мощности в соотношении 70/30 %, если из волноводной конфигурации убрать входные и выходные S-изгибы.

Волноводные интерферометры Маха-Цендера состоят из соединения двух идентичных, но противоположно развернутых Y-образных разветвителей, соединенных отрезками прямолинейных волноводов. На рисунках 3.46(a) и (b) показаны симметричный и асимметричный (неравноплечный) интерферометры. Обозначения на обоих рисунках описывают параметры Y-разветвителей. Также обозначены длины прямолинейных участков плеч, где они параллельны друг другу –  $L_m$  для рисунка 3.46(a) и  $L_{m1}, L_{m2}$  для рисунка 3.46(b). Другим вариантом данного типа интерферометра является аналогичная конструкция, где вместо Y-разветвителей используются направленные ответвители. Данная схема и ее применение были рассмотрены в параграфе 2.3, и будут рассмотрены далее в параграфах 4.1 и 4.2.

В выходном Y-разветвителе симметричного интерферометра сходящиеся направленные волны вступают в конструктивную интерференцию и мощность выходного излучения равна мощности входного излучения за вычетом вносимых потерь на распространение в волноводах. Если разность оптических длин плеч не равна нулю, то сходящиеся направленные волны будут иметь некоторый сдвиг по фазе  $\Delta\varphi$  между собой и интерферировать между собой с некоторым другим результатом. Асимметрия, приводящая к некоторой разности хода плеч, достигается, как за счет изначального проектирования интерферометра с волноводными плечами различной геометрической длины, так и за счет использования волноводов обоих плеч с различными материальными параметрами. Последний вариант, к примеру, применяется при построении различных датчиков химико-биологических величин (см. параграф 4,3).

Основными вопросами при выборе топологии интерферометра Маха-Цендера являются определение длины его плеч и расстояния  $h$  между ними. Эти два параметра зависят от цели

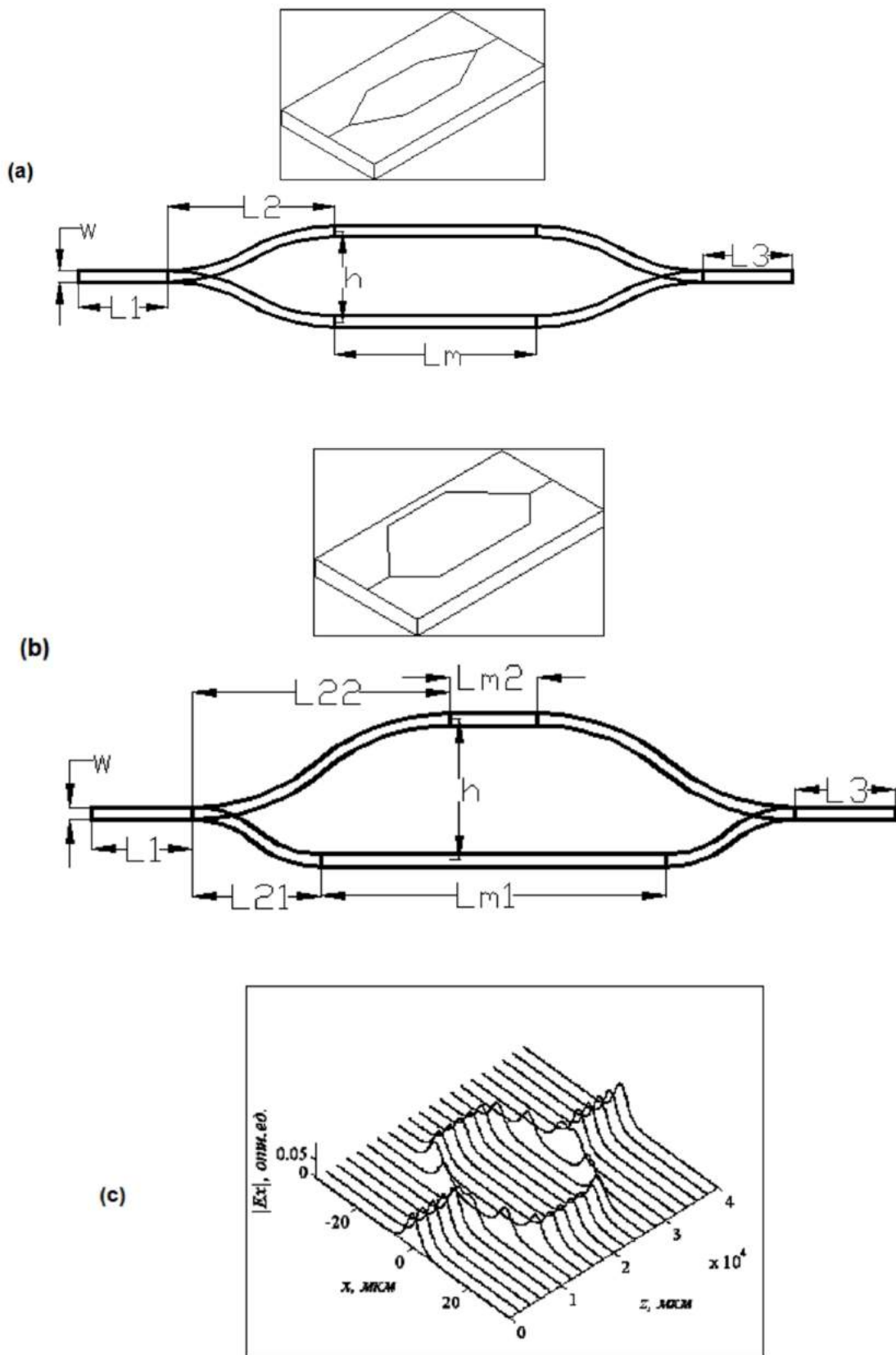


Рисунок 3.46 - Базовые схемы волноводных интерферометров Маха-Цендера и картина распространения излучения в них; (а) - интерферометр с симметричными плечами; (б) - интерферометр с асимметричными плечами; (с) распространение направленной волны в симметричном интерферометре на основе калийного волновода в стекле

применения интерферометра: создание датчика, спектрального фильтра, аттенюатора и т.д., и поэтому являются, вместе с оптико-физическими параметрами образующих его одномодовых волноводов, первичными параметрами для построения всей оптической схемы.

Как и в других элементах интегральной оптики, выдвигаются требования к вносимым потерям оптической энергии, от величины которых зависят параметры других элементов всей оптической системы обработки информации, в состав которой входит интерферометр, к примеру, мощность подключаемого источника излучения, тип фотоприемного устройства и т.д. Потери в интерферометре складываются из потерь в Y-разветвителях, на основе которых построен интерферометр, и, дополнительно, технологических потерь в прямолинейных каналах обоих плеч. Длина прямолинейных каналов может быть большой: 2–4 см для интегрально-оптических сенсорных устройств. Отдельно следует отметить, что помимо требования малых вносимых потерь, должно быть именно 3-дБ деление мощности во входном и выходном разветвителях, так как максимальный контраст интерференционной картины достигается именно при одинаковой амплитуде взаимодействующих волн

С помощью метода распространяющегося пучка производится подбор оптимальной волноводной структуры симметричного или асимметричного интерферометра Маха-Цендера. Целью расчета является определение параметров Y-разветвителей интерферометра, согласно рисункам 3.46(a) и 3.46(b), при которых обеспечивается низкий уровень вносимых потерь при заданных размерах. Как правило, принимается, что излучательные потери должны быть на порядок меньше погонных потерь оптической энергии в самом волноводе.

На рисунке 3.46(c) показана характерная картина распространения направленной волны в симметричном интерферометре на основе  $K^+$ -волновода в стекле. Как видно, происходит конструктивная интерференция направленных волн в точке соединения плеч. Расстояние между плечами интерферометра – 40 мкм. Параметры  $K^+$ -волноводов интерферометра – такие же, как у рассмотренного выше направленного ответвителя для расчетов, представленных на рисунке 3.44, длина волны излучения – 0,85 мкм.

Процессы распространения оптических направленных волн в волноводных интерферометрах Маха-Цендера, используемых для создания различных функциональных устройств – датчиков и мультиплексоров, будут рассмотрены в главе 4, пространственный разделитель поляризации на основе этого интерферометра был рассмотрен в параграфе 2.3.

Перейдем к вопросам практического изготовления (согласно расчетным данным) и измерения параметров оптических волноводов и волноводных структур в стекле. Технология термического ионного обмена предусматривает проведение следующих технологических операций: нанесение маскирующего слоя на поверхность стеклянной подложки, создание в нем с помощью УФ-фотолитографии посредством специального шаблона щелей определенной ширины и

проведение ионного обмена (простого и/или электростимулированного) в расплаве соли [1-3, 6-7]. В качестве подложек при формировании волноводных структур применялось стекло К8. Маскирующее покрытие в виде слоя алюминия толщиной 0,3–0,5 мкм наносилось на подложки термическим вакуумным напылением.

По чертежу волноводной схемы методом электронно-лучевой литографии изготавливался хромированный фотошаблон. Для переноса рисунка схемы в маскирующий слой на поверхности подложки применялась контактная фотолитография. Использовался позитивный фоторезист ФП-383. В результате, на поверхности стекла формировался тонкий алюминиевый слой с протравленными линиями щелей, имеющими форму рисунка интегрально-оптической схемы. Для ряда схем применялась другая технология переноса волноводного рисунка на поверхность подложки, основанная на применении установки безмасковой литографии Heidelberg  $\mu$ PG-101.

Технологическая установка для проведения термического и стимулированного ионного обмена основана на муфельной печи небольшого рабочего объема (0,5 л.) с двумя независимыми нагревателями и с микропроцессорной системой контроля температуры. Датчиком температуры является термопара, находящейся в непосредственной близости с расплавом.

Формирование  $K^+$ -волноводов проводилось в расплаве соли  $KNO_3$  квалификации “ЧДА”. Для этого кварцевый стакан с солью  $KNO_3$  помещался в цилиндрический нагреватель печи, где проводился его нагрев до температуры 380 °С. В расплав соли  $KNO_3$  погружался образец со сформированным на нем маскирующим алюминиевым слоем с рисунком волноводной схемы. Время ионного обмена ионов  $Na^+$  в стекле на ионы  $K^+$  из расплава подбиралось для изготовления одномодовых каналов.

Формирование  $Ag^+$ -волноводов проводилось в расплаве смеси соли  $AgNO_3$  и  $NaNO_3$  квалификации “ЧДА”. Подготовленная стеклянная подложка с маскирующим слоем погружалась в расплав при температуре 350°С – 390°С. Основная задача, так же, как и в случае обмена  $K^+ \leftrightarrow Na^+$ , сводилась к тому, чтобы выбрать подходящее время процесса ионного обмена.

Базовая технологическая установка для заглубления волноводов и волноводных схем и осуществления процесса электростимулированной миграции ионов из расплава солей с применением маскирующего слоя с целью формирования различных волноводов, волноводных структур и элементов микрооптики использует описанную выше муфельную печь, но дополняется устройством для контролируемого погружения стеклянной подложки относительно расплава, металлических электродов, один из которых (анод) введен в расплав, а другой (катод) подключен к “глухому” маскирующему слою с тыльной стороны образца с волноводами, и в целом предназначенных для приложения стимулирующего электрического напряжения поперек стеклянной подложки от блока питания с контролем величины напряжения и силы тока.

Подробное описание использованных в настоящей работе установок для термического и электростимулированного ионного обмена приведено в монографии [2], изданной в Кубанском государственном университете.

В процессе электростимулированного заглабления волноводов создается электрический ток – поток ионов через расплав и стеклянную подложку с изготовленными методом термического ионного обмена  $Ag^+ \leftrightarrow Na^+$  волноводами и волноводными структурами. Стеклянная подложка находится в расплаве некоторое строго контролируемое время. Путем пробных экспериментов подбирается оптимальное время и напряжение стимулированного заглабления волноводов.

Если необходимо не заглабить, а сформировать волноводы и волноводные схемы по этому же методу, то на сторону подложки из стекла, соприкасающуюся с расплавом, наносится маскирующий слой, в которой методом УФ-фотолитографии протравливаются щели для электростимулированного внедрения ионов серебра и других ионов. Для изготовления микролинз в маскирующем слое создавались отверстия круглой формы.

Далее для измерений оптических параметров и характеристик изготовленных волноводов и интегрально-оптических схем торцы стеклянной подложки шлифовались абразивными порошками с различным размером зерна, и затем полировались с помощью полировальной суспензии на основе оксида церия.

Экспериментальные исследования сформированных волноводов и волноводных схем основаны на измерении следующих оптических характеристик:

1. Измерение эффективного показателя преломления волноводных мод планарных волноводов в целях определения параметров ионообменного процесса и восстановления (реконструкции) его профиля показателя преломления;
2. Измерение пространственного распределения интенсивности электрического поля – ближнего поля волноводных мод;
3. Измерение потерь оптической энергии в интегрально-оптических схемах.

Указанные измерения проводились на 2-х стендах. На одном из них измерялись эффективные показатели преломления планарных и канальных волноводов по призмной схеме возбуждения мод волноводов (использовался гониометр Г-5). Большая часть измерений различных элементов интегральной оптики проводилась на 2-м стенде, где была реализована оптическая схема торцевого возбуждения мод канального волновода. Использовались 2 способа торцевого ввода – посредством волоконного световода и через микрообъектив микроскопа, с помощью которого излучение фокусировалось на передний отполированный торец стеклянной подложки с волноводами. Излучение с выходного торца посредством аналогичного объектива отображалось на видеокамеру, таким образом исследовалось ближнее поле – пространственное распре-

деление интенсивности волноводных мод.

Блок-схема основной части этого стенда представлена рисунке 3.47.

Оптическая схема для возбуждения мод исследуемой волноводной структуры включает себя лазеры видимого и ИК-излучения с волоконными FC/PC выходами, функционирующие на длинах волн 0,63 мкм, 0,85 мкм, 1,55 мкм мощностью 2,5, 5 и 1,5 мВт, соответственно, оптический двухканальный мультиплексор с волоконными FC/PC входами и выходами. Такая схема использовалась для ввода излучения через оптическое волокно. Если излучение вводилось через микрообъектив (как показано на блок-схеме), то дополнительно оно пропусклось через поляризатор. Контроль фокусировки на торец подложки с волноводами проводился по отраженному от торца излучению на отдельном экране. Излучение с выходного торца через второй поляризатор отображалось на видеокамеру посредством микрообъектива. Вместо видеокамеры при необходимости использовался измеритель оптической мощности. Для измерения потерь оптической энергии, вносимых волноводной схемой, описанная установка модифицировалась и к выходному волноводу также подсоединялось оптическое волокно, подключенное с другой стороны к оптическому тестеру, регистрирующему мощность излучения.

Рассмотрим прохождение оптических волн в описанной измерительной установке. Излучение от лазеров проходит:

1) Оптический мультиплексор 3; необходимость применения мультиплексора обусловлена подачей оптического излучения на волноводную схему от каждого из лазеров независимо друг от друга. Кроме измерений параметров волноводных схем на различных длинах волн, подача излучения от разных источников способствует преодолению затруднений при вводе излучения в волновод в ИК-диапазоне. Для этой цели визуально возбуждалась визуально контролируемая мода волновода с длиной волны 630 нм, а затем посредством мультиплексора подключался источник излучения, имеющий длину волны 1550 нм. Применялся мультиплексор от эрбиевого волоконно-оптического усилителя, объединяющий излучение 1550 нм и 980 нм, вместо последнего подавалось излучение с длиной волны 630 нм, оно распространялось в мультиплексоре с невысокими потерями;

2) коллиматор 4;

3) стеклянную пластину 5 (делитель оптического излучения); функции данной пластины – визуализация отраженного от переднего торца стеклянной подложки с волноводами излучения на экран 6 для юстировки в процессе возбуждения собственной моды волновода;

4) поляризатор 7; функции поляризатора – подача на волноводную схему линейно-поляризованного излучения заданной ориентации;

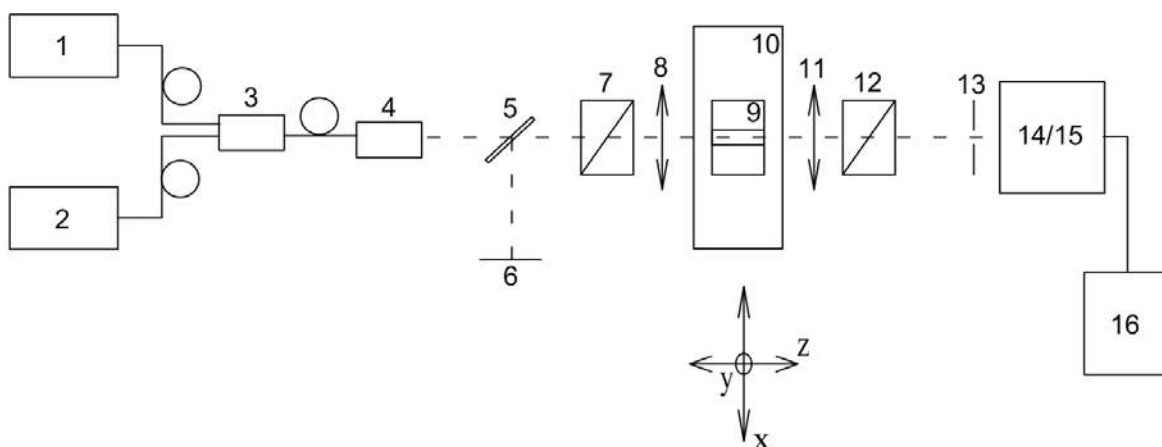


Рисунок 3.47 – Блок-схема экспериментальной установки для контроля основных параметров и характеристик интегрально-оптических элементов методом торцевого возбуждения волноводных мод. 1 - полупроводниковый лазер с волоконным FC/PC выходом, длина волны 0,63 мкм; 2 - полупроводниковый лазер с волоконным FC/PC выходом, длина волны 1,55 мкм, либо полупроводниковый лазер с волоконным FC/PC выходом, длина волны 0,85 мкм; 3 - оптический мультиплексор; 4 - коллиматор; 5 - светоделительная пластина; 6 - экран; 7 - поляризатор; 8 - короткофокусный объектив x20; 9 - стеклянная подложка с исследуемыми волноводами, закрепленная на столике 10 с возможностью микроперемещения в пространстве; 11 - короткофокусный объектив x20 или x40; 12 - поляризатор; 13 - диафрагма; 14 - видеокамера; 15- фотоприемный блок; 16 - персональный компьютер с платой видеозахвата



Рисунок 3.48 - Фотография базовой части станда для проведения измерений интегрально-оптических элементов и схем

5) объектив микроскопа с 20-кратным увеличением 8; назначение – фокусировка лазерного излучения на торец стеклянной подложки с волноводной схемой;

6) исследуемую волноводную структуру 9, зафиксированную на столике 10, имеющем систему независимого перемещения во всех трех пространственных направлениях; функции данного трехкоординатного микропозиционера – юстировка оптической схемы ввода излучения в волновод. Применялся трехкоординатный пьезотранслятор Thorlabs APB301 с точностью перемещения 25 нм;

7) 20-кратный или 40-кратный объектив микроскопа 11; функции объектива – отображение ближнего поля излучающей поверхности торца волновода на видеокамеру или оптический тестер;

8) поляризатор 12; функции – выделение оптического излучения определенной поляризации;

9) диафрагму 13; функции - выделение части оптического излучения, соответствующей увеличенному изображению собственной моды волновода с его выходного торца.

Далее излучение поступает на видеокамеру 14, позволяющую получить и исследовать пространственную структуры поперечного сечения светового пучка, который является увеличенным изображением модового пятна на торце волновода. То есть полученное на видеокамере изображение – это увеличенное распределение интенсивности электромагнитного поля в ближнем поле оптического волновода.

Выход камеры подключался к персональному компьютеру 16, имеющему специальное программное обеспечение для обработки изображений лазерных пучков с коррекцией нелинейности видеокамеры. Использовалась видеокамера SP-503U-1550 фирмы Spiricon (США), которая является ПЗС-камерой с фосфорным покрытием, которая позволяет визуализировать излучение в диапазоне 1,5–1,6 мкм. На длине волны 0,85 мкм использовалась также отечественная телевизионная камера КТ-3, имеющая большую светочувствительную область.

Вместо видеокамер использовалось также фотоприемное устройство 15, закрепленное на подвижном столике; функциональное назначение – фотометрия световых потоков. Фотоприемная система регистрации была специально сконструирована с учетом специфики задачи измерения мощности слабых световых потоков в широком динамическом диапазоне.

Фотография стенда, на котором производилась основная часть исследований, показана на рисунке 3.48.

Изображение на торце волноводов калибровалось двумя способами. Во-первых, измерялись размеры изображения некоторого микрообъекта с известными линейными размерами. Во-вторых, образец с волноводами смещался на известное расстояние в поперечном направлении,



что приводило к смещению самого изображения (модового пятна). По обоим способам калибровки вычислялся коэффициент увеличения оптической системы (объектива 11 по рисунку 3.47), отображающего световое поле с выходного торца волновода в плоскость ПЗС-камеры.

Более грубо оценить коэффициент увеличения оптической системы и осуществить тем самым калибровку изображения модового пятна можно было, измерив расстояние от волноводов до ПЗС-камеры. Из формулы тонкой линзы можно получить следующее выражение для коэффициента увеличения:

$$m = \frac{l + \sqrt{l^2 - 4fl}}{l - \sqrt{l^2 - 4fl}}, \quad (3.49)$$

где  $l$  – расстояние от фоточувствительной поверхности ПЗС-камеры до торца подложки с волноводом,  $f$  – фокусное расстояние объектива. При измерениях использовались все три метода калибровки, и полученные результаты определения коэффициента увеличения отличались друг от друга в пределах 10–15 %.

Необходимо также было иметь в виду, что точность измерения размеров поля моды волноводов ограничена дифракционным пределом используемого объектива. Согласно критерию Аббе, разрешающая способность объектива

$$D = \frac{0.61\lambda}{NA}, \quad (3.50)$$

где  $NA$  – числовая апертура объектива.

Для подавления шумовой составляющей полученных изображений применялась их цифровая фильтрация в частотной области с применением фильтра низких частот Баттерворта третьего порядка [216] с модулем передаточной функции

$$|H(j\omega)| = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^6}}, \quad (3.51)$$

где частота среза  $\Omega_c$ , определяемая по уровню 3-дБ, нормирована на значение частоты  $\omega=1$ , т.е. полоса заграждения фильтра  $\Omega_c < \omega < \infty$ , в которой пропускание

$$|H(j\omega)| < \frac{1}{\sqrt{1 + \Omega_c^6}}. \quad (3.52)$$

Распределение интенсивности в поперечном сечении луча  $I(x, y)$  в плоскости ПЗС-элемента видеокамеры подвергается фильтрации посредством следующего преобразования:

$$I' = F^{-1} \{ H(j\omega) F(I) \}, \quad (3.53)$$

где операторы  $F$  и  $F^{-1}$  обозначают прямое и обратное двумерное дискретное преобразование Фурье, соответственно,  $I'(x, y)$  – отфильтрованное распределение интенсивности с подавленными высокочастотными шумовыми составляющими.

Так как в ходе технологического процесса изготовления  $Ag^+$ -волноводов стремятся получить волновод с распределением поля, близким к полю волоконного световода, то уместно ввести модельную функцию, аппроксимирующую распределение интенсивности заглубленного волновода и эффективные размеры моды по горизонтальной и вертикальной оси  $\omega_x$  и  $\omega_y$ :

$$I = I_0 \exp \left( -2 \left( \frac{x^2}{w_x^2} + \frac{y^2}{w_y^2} \right) \right), \quad (3.54)$$

где  $I_0$  – максимальное значение интенсивности в центре пятна.

Для формирования различных сложных волноводных структур необходимо было определить технологические режимы волноводов, функционирующих именно в одномодовом режиме. Поэтому при проектировании чертежа фотошаблона было запланировано размещение на нем прямолинейных линий шириной 1, 2 и 3 мкм, которые при изготовлении волноводов переносились на подложку в виде щелей в маске той же ширины. Данные волноводы экспериментально анализировались на предмет изучения их модового состава.

Для изготовления одномодовых волноводов в стекле использовались технологии ионного обмена  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  и  $Ag^+ \leftrightarrow Na^+$ . В случае ионного обмена  $Ag^+ \leftrightarrow Na^+$  использовались различные варианты этой технологии, включая электростимулированную миграцию ионов, причем данная технология применялась как для заглубления уже изготовленных волноводов, так и их формирования.

Потери при распространении света в волноводе определяются поглощением и рассеянием в материале волновода. Для уменьшения потерь стеклянная подложка должна обладать низким собственным уровнем поглощения в предполагаемом для работы спектральном диапазоне. Для

изготовления волноводов было выбрано отечественное оптическое стекло К-8 – ближайший аналог широкого применяемого в мировой оптической промышленности, в том числе в микрооптике, стекла ВК-7. Данное стекло имеет однородный состав и хорошие оптические свойства. Для  $K^+$ -волноводов и для  $Ag^+$ -волноводов были определены необходимые для создания канальных волноводов оптические и технологические параметры на базе исследования планарных волноводов.

Исследовать канальные  $K^+$ -волноводы предполагалось с целью их использования в оптических волноводных сенсорных системах, и в этом случае тот факт, что поле моды присутствует поверх поверхности стекла, оказывается принципиальным для работоспособности любого сенсорного элемента. Поэтому основная задача состояла в подборе режима, при котором волновод был одномодовый и, следовательно, его можно было бы стыковать с небольшими потерями со специальным волокном, рассчитанным на одномодовый режим при длинах волн 0,63 мкм, 0,85 мкм и 1,55 мкм.

Температура расплава поддерживалась на уровне 380 градусов, варьировалось время диффузии для формирования одномодовых каналов на различных длинах волн. Технологические параметры и модовый состав калийных канальных волноводов представлены в Таблице 3.6.

Таблица 3.6 — Технологические параметры канальных волноводов, полученных путем обмена  $K^+ \leftrightarrow Na^+$

№ образца	Состав расплава	Температура и длительность ионного обмена	Число мод/ длина волны
N1, N11	$KNO_3$	380 С°, 70 минут	1/0,63 мкм
N2, N6-N10	$KNO_3$	380 С°, 80 минут	1/0,85 мкм
N3	$KNO_3$	380 С°, 2,5 часа	0/1,55 мкм
N4	$KNO_3$	380 С°, 5 часов	0/1,55 мкм
N5	$KNO_3$	440 С°, 8 часов	1/1,55 мкм

В результате проведённых исследований, путем вариаций времени диффузии, использования фотошаблонов с различной шириной линий 1, 2 и 3 мкм было определено, что принципиально необходимый одномодовый волноводный режим реализуется на длине волны 0,85 мкм для ширины щели шаблона 2 и 3 мкм и времени диффузии 80 минут при температуре 380 С°. Интересно отметить, что при длине волны 0,63 мкм эти волноводы были уже двухмодовыми.

На рисунке 3.49(a) показано полученное в результате исследований модовой структуры  $K^+$ -волноводов характерное распределение интенсивности оптического излучения на торце прямолинейного волновода. Таким распределением обладают одномодовые на длине волны 0,85 мкм волноводы (образцы N2, N6-N10). Эффективные размеры модового пятна, рассчитанные по формулам (3.30), составили 8 мкм (по горизонтальной оси) и 5 мкм (по вертикальной оси). Полученные в предыдущем параграфе расчетные значения размеров моды составляли:  $2w_x=8,1$  мкм,  $2w_y=6,3$  мкм. Как видно, теоретические и экспериментальные результаты расчетов и измерений размеров модового поля  $K^+$ -волноводов хорошо согласуются. Для сопоставления на рисунке 3.49(b) представлены результаты измерений модового пятна специализированного волоконного световода Nufern 780-HP, одномодового на длине волны 0,85 мкм и имеющего эффективный диаметр поля моды 5,2 мкм. На рисунке 3.49(c) и рисунке 3.49(d) приведены вертикальный и горизонтальный “срезы” распределения интенсивности оптического излучения стеклянного  $K^+$ -волновода, взятые по центру модового поля, показанного на рисунке 3.49(a).

Согласно критерию Аббе для используемого объектива 40X разрешение при измерениях поля моды составляет 0,8 мкм.

Далее были предприняты попытки сформировать одномодовые на длине волны 1,55 мкм  $K^+$ -волноводы в подложках из стекла К-8. Однако изготовить волновод, который бы поддерживал волноводным режим на длине волны 1. 55 мкм, оказалось для этого типа стекла возможным только при очень больших временах ионного обмена, что нельзя считать приемлемым.

Кроме того, пришлось повысить и температуру процесса ионного обмена, так как при температуре 380 С° волноводный канал не образовывался (образцы N3 и N4). Как видно из таблицы 3.6, одномодовый на данной длине волны волновод (образец N5) был изготовлен при температуре 440 С° в течение 8 часов! При этом, вследствие низкой величины приращения показателя преломления волновода создать хорошо локализованную моду оказалось невозможным - размеры поля моды составили 15×20 мкм. Данный факт отмечался и другими исследованиями [37]. Физическая причина трудностей формирования  $K^+$ -волноводов на длине волны 1,55 мкм состоит, во-первых, в невысокой скорости проникновения калия в стекло и, во-вторых, в до конца не исследованном эффекте насыщения концентрации калия в стекле при ионном обмене калий-натрий, который существенно замедляет процесс диффузии.

В подложках из фотопластин одномодовые на длине волны 1,55 мкм волноводы были получены с более приемлемыми размерами. Ионный обмен для стеклянной подложки осуществлялся при температуре 380°С, время процесса – 3 часа, ширина щели в массе – 3 мкм. На рисунке 3.50 показано измеренное распределение интенсивности на торце такого волновода. Размеры модового поля составили 11x7 мкм.

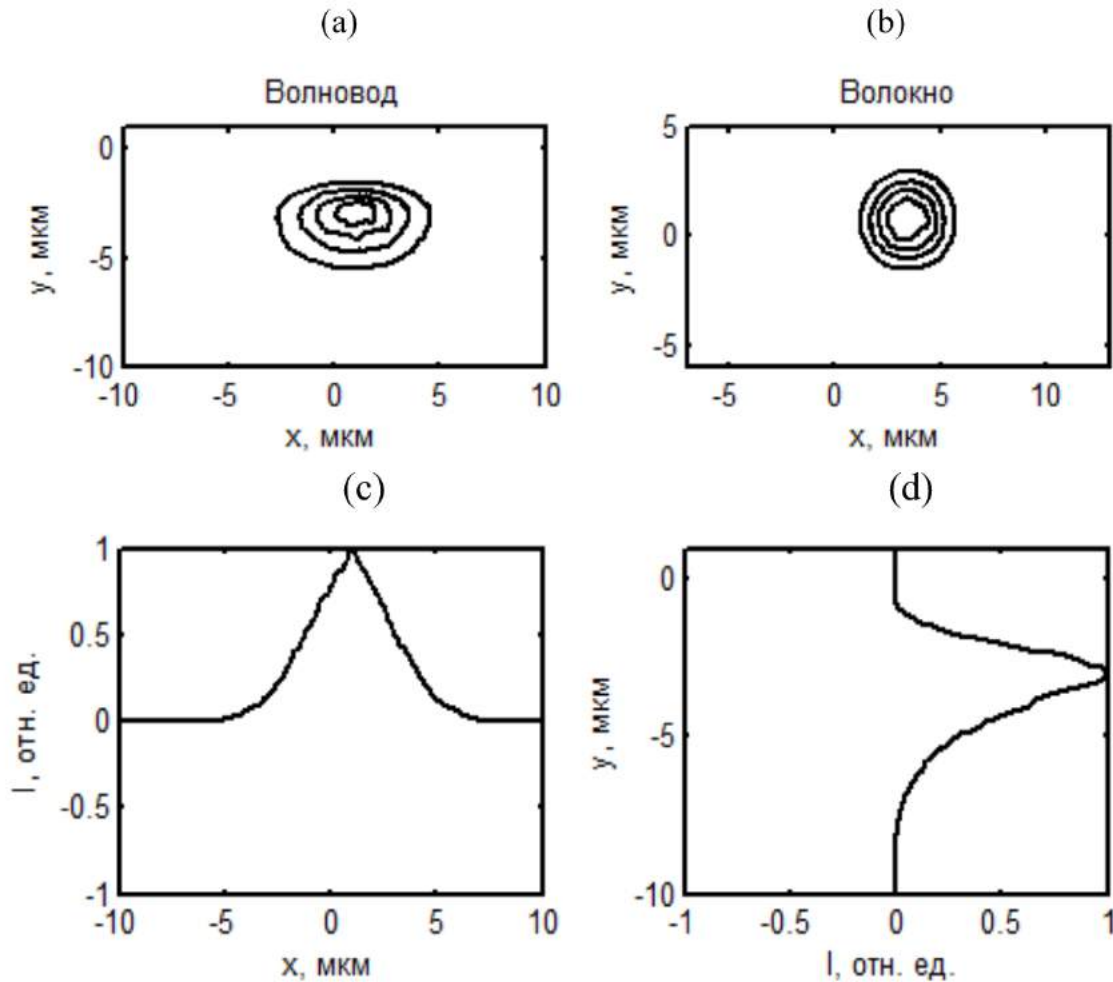


Рисунок 3.49 – а. Измеренное распределение интенсивности оптического излучения на выходном торце  $K^+$ -волновода, сформированного в стекле К-8. Длина волны - 0,85 мкм;  
 б. Измеренное распределение интенсивности оптического излучения оптического волокна Nufern 780-HP, одномодового на длине волны 0,85 мкм. Диаметр модового пятна - 5,2 мкм;  
 с и d. Вертикальный и горизонтальный "срезы" пространственного распределения интенсивности оптического излучения у  $K^+$ -волновода

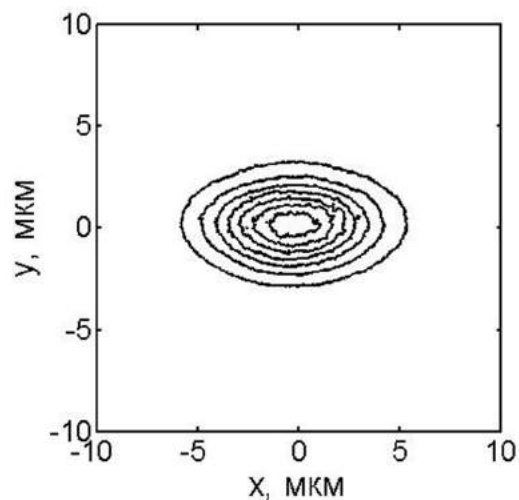


Рисунок 3.50 – Измеренное распределение интенсивности оптического излучения на выходном торце  $K^+$ -волновода, сформированном в подложке из фотопластины

Волноводы, полученные ионным обменом из чистого расплава соли  $\text{AgNO}_3$  и смеси солей  $\text{AgNO}_3\text{--NaNO}_3$  обладают значительно более высоким приращением показателя преломления на поверхности  $\Delta n$ , по сравнению с  $\text{K}^+$ - волноводами. Это дает возможность создавать изогнутые волноводные структуры с меньшим радиусом кривизны, что позволяет изготавливать более компактные интегрально-оптические схемы. Величину  $\Delta n$  можно контролировать путем изменения концентрации серебра в расплаве смеси солей  $\text{AgNO}_3\text{--NaNO}_3$ .

Профиль показателя преломления волновода может быть сделан симметричным за счет использования маски с узкой щелью (1–3 мкм) для формирования волноводного канала и его электростимулированного заглабления. Волноводы, ориентированные на стыковку с волокнами должны иметь невысокий контраст показателя преломления (невысокую величину  $\Delta n$ , примерно такую же, как и у самих волокон). Поэтому начинать заглабление нужно с относительно высокого значения  $\Delta n$ , полученного на первой стадии термического ионного обмена. Процедура заглабления способствует уменьшению потерь на рассеяние, вызванных дефектами поверхности подложки. И, на последней стадии технологии (если эта стадия востребована), размер модового пятна, при необходимости, можно увеличить путем отжига подложки с волноводом. При отжиге ионы серебра расширяют область, которую они занимают, поэтому пространственные размеры волноводной моды увеличиваются.

Как известно, потери в волноводе определяются поглощением и рассеянием. Потери на поглощение в  $\text{Ag}^+$ -волноводах могут быть достаточно большие по следующей физической причине. При изготовлении волноводов существует тенденция ионов серебра превращаться в нейтральные атомы, далее образовывать металлические кластеры в стекле и формировать поглощающий коллоид. Это вызывает высокие потери световых волн на поглощение и рассеяние при распространении в волноводе, особенно при высоких концентрациях  $\text{Ag}^+$ -ионов. Величина потерь существенно зависит от длины волны и максимальна в видимой части спектра. С учетом этого неблагоприятного эффекта необходимо корректировать технологический процесс. Необходимо учитывать следующие соображения по уменьшению уровня этих потерь.

1. Самый распространенный вариант уменьшения потерь состоит в использовании не чистого расплава соли  $\text{AgNO}_3$ , а разбавленного расплава  $\text{AgNO}_3/\text{NaNO}_3$ . В этом случае вероятность восстановления серебра уменьшается [217].

2. Другой метод предотвращения формирования коллоидного серебра в приповерхностном слое состоит в использовании диэлектрической, а не металлической маски из анодизированного алюминия [218], оксида кремния  $\text{SiO}_2$ , нитрида кремния  $\text{Si}_3\text{N}_4$  [219]. Однако эти материалы требуют специальной технологии нанесения и литографии, что усложняет весь технологический процесс и делает его более дорогим.

3. Процесс двухэтапного ионного обмена, формирующий  $\text{Ag}^+$ -волновод через ионный слой  $\text{K}^+$  снижает потери, так как волноводный слой образуется сразу же заглубленным и проблем с поглощением и рассеянием коллоидных частиц серебра непосредственно под краями маски в данном случае нет [220-221].

На основе разработанной модели двумерной диффузии, с учетом перечисленных выше особенностей технологии ионного обмена, и, исходя из имеющейся технологической базы, была выработана технологический прием изготовления  $\text{Ag}^+$ -волноводов в стеклянной подложке типа К-8, обладающих достаточно низкими потерями ( $< 1$  дБ/см) и имеющих прогнозируемые оптические характеристики, с целью использования на длине волны 1,55 мкм. После ряда предварительных экспериментов было определено, что целесообразно использовать разбавленный расплав  $\text{AgNO}_3/\text{NaNO}_3$  в соотношении 1:200 моль для уменьшения вероятности образования коллоидных частиц серебра на поверхности стекла и под краями маски. Ширина линии для прямолинейных волноводов в фотошаблоне для минимизации эффекта боковой диффузии была преднамеренно выбрана малой - 1, 2, 3 мкм. Величина линии в 1 мкм является практически пределом возможностей травления маски фоторезистом ФП-383 с применением контактной фотолитографии. Волноводные структуры (Y-ответвители, направленные ответвители др.) были спроектированы для фотошаблона с шириной линии 2 мкм. Хромированные фотошаблоны изготавливались методом электронно-лучевой литографии с точностью прорисовки линии порядка 0,2 мкм. С 2015 года использовалась установка безмасковой литографии для прямого формирования щелей в маске, покрывающей стеклянную подложку, в форме волноводного рисунка схемы, с той же шириной линии. Напыляемая алюминиевая маска подвергалась окислению в воздушной атмосфере.

Для подбора одномодового режима температура процесса ионного обмена и его время варьировались: температура в диапазоне 350–390  $^{\circ}\text{C}$ , время в диапазоне 35–100 минут. С той же целью подбирались и время электростимулированного заглубления. При постоянной температуре 380  $^{\circ}\text{C}$  и стимулирующем напряжении 290 В время заглубления составляло 60–120 минут.

Технологические параметры изготовленных оптических  $\text{Ag}^+$ -волноводов приведены в Таблице 3.7.

Таблица 3.7 – Технологические параметры канальных  $Ag^+$ -волноводов

№ образца	Состав расплава	Температура и длительность ионного обмена	Напряжение, ток, температура и длительность за-глубления	Число мод / длина волны	Примечание
N1-N2	$AgNO_3 + NaNO_3$ 1:50 моль	380 C°, 20 минут		-	Большие потери в диапазоне длин волн 0,6 -1,55 мкм
N4	$AgNO_3 + NaNO_3$ 1:200 моль	350 C°, 80 минут	290 В, 10-15 мА, 380 C°, 60 минут	1/1,55 мкм	
N5-N11	$AgNO_3 + NaNO_3$ 1:200 моль	350 C° 80 минут	290 В, 10-15 мА, 380 C°, 80 минут	1/1,55 мкм	

Использование расплава  $AgNO_3 + NaNO_3$  в соотношении 1:50 моль не привело к желаемым результатам, потери в волноводе оказались очень большими в широком спектральном диапазоне, от видимой области спектра до длины волны 1,55 мкм. Поэтому было решено еще более уменьшить концентрацию серебра в расплаве и использовать расплав в молярных долях  $AgNO_3$  и  $NaNO_3$  1:200.

Для телекоммуникационной длины волн 1,55 мкм одномодовый режим в заглубленном волноводе был реализован при ширине линии шаблона 2 и 4 мкм. Время заглубления канала было увеличено до 80 минут для увеличения размеров модового пятна.

На рисунке 3.51(а) представлено измеренное распределение интенсивности оптического излучения на выходном торце  $Ag^+$ -волновода. Это распределение является характерным для образцов N5-N11 (см. таблицу 3.7). Как видно из рисунка, поле моды волновода симметричное. Измеренный размер поля волноводной моды канального волновода составил  $11,4 \times 10,4$  мкм. Для сопоставления на рисунке 3.51(б) показано измеренное поле моды одномодового телекоммуникационного волоконного световода типа SMF-28 с эффективным диаметром 10,3 мкм. Как видно, размеры мод волновода и волокна близки друг к другу.

Ширина щели в шаблоне для волновода, мода которого показана на рис. 3.51(а), составляла 2 мкм. Через щель шириной 4 мкм также были сформированы одномодовые каналы, с немного большими размерами,  $13,5 \times 11$  мкм.

На рисунке 3.52 показаны вертикальный и горизонтальный “срезы” распределения интенсивности оптического излучения собственной моды заглубленного  $Ag^+$ -волновода, показанного на рисунке 3.51(а).



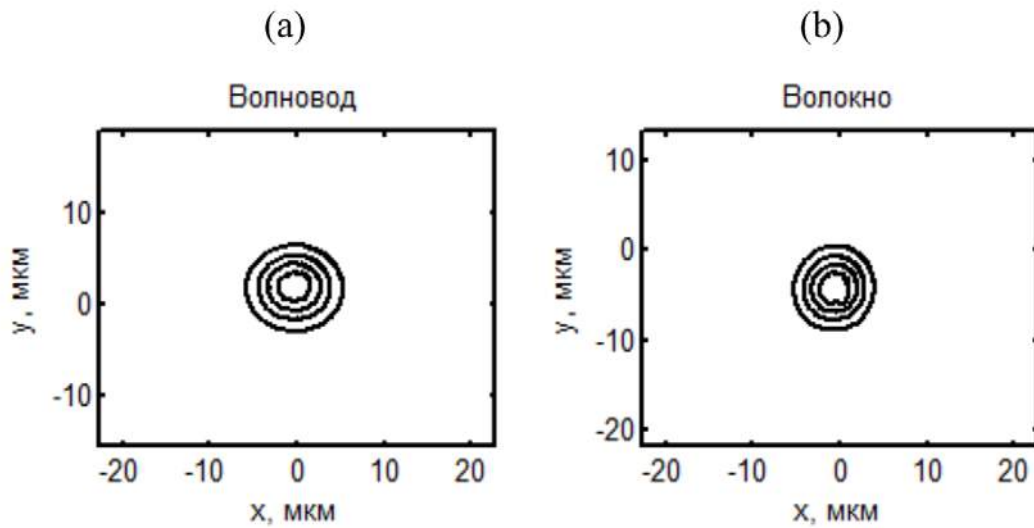


Рисунок 3.51 – а. Измеренное распределение интенсивности оптического излучения на выходном торце заглубленного  $\text{Ag}^+$ -волновода. Длина волны - 1,55 мкм;  
 б. Измеренное распределение интенсивности оптического излучения телекоммуникационного волокна SMF-28 на той же длине волны  
 Диаметр модового пятна - 10,5 мкм

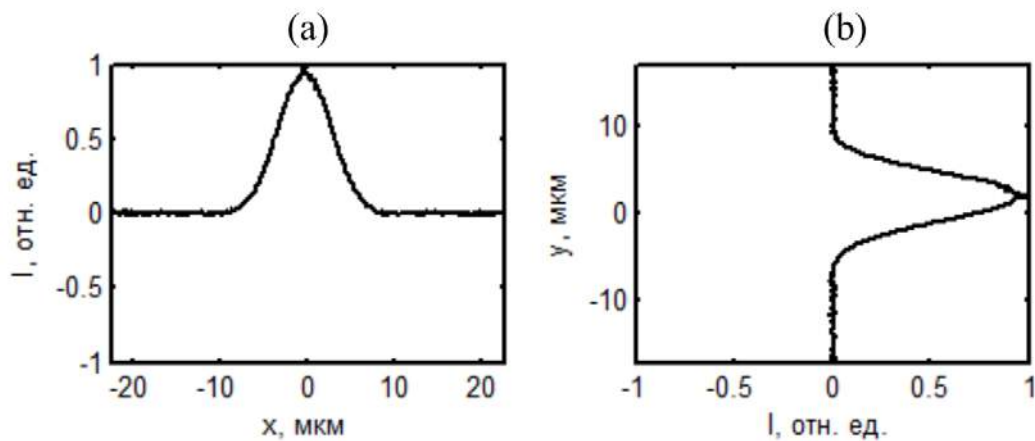


Рисунок 3.52 – Горизонтальный и вертикальный "срезы" пространственного распределения интенсивности оптического излучения у заглубленного  $\text{Ag}^+$ -волновода в соответствии с рисунком 3.51(a) - (a) и (b), соответственно

Следует отметить, что точность проведенных измерений на длине волны 1,55 мкм, согласно критерию Аббе, является достаточно низкой, для используемого объектива 40X разрешение составляет 1,5 мкм.

Для измерения потерь оптической мощности в волноводах применялись три различные методики. Измерения проводились на специализированном оптическом стенде. В качестве зонда для ввода и вывода излучения использовались волоконные световоды. Для измерения мощности использовался оптический тестер JDSU OLT-55.

Согласной первой методике измерения [222-223], через образец с волноводами длиной 40 мм оптическое излучение пропусклось поочередно в двух взаимно противоположных направлениях с измерением выходной мощности. Это давало возможность разделить потери на стыковку с волокном и погонные потери при распространении света в волноводных каналах. Измеренные значения потерь составили 1–1,3 дБ/см

Согласной второй методике [224] проводилось измерение потерь с использованием прямой и отраженной мощности излучения. Использовался измеритель обратных потерь типа JDSU ORL-55. Измеренные значения потерь составили 0,8–1,3 дБ/см. На наш взгляд, данная методика является среди трех используемых самой неточной, так как необходимо очень точно измерять очень малую величину обратного отражения от торцов волновода.

По третьей методике измерения [6] тот же образец с волноводами после измерения проходящей через него мощности был разрезан напополам и проведены аналогичные повторные измерения мощности. Измеренные значения потерь составили 0,9–1,4 дБ/см.

Измеренные значения потерь согласуются между собой. Достаточно высокие потери в волноводах обусловлены главным образом поглощением оптического излучения частицами коллоидального серебра, присутствующего в волноводных каналах, что свидетельствует о необходимости корректировки самой технологии формирования волнопроводов и подборе подходящих стеклянных матриц.

Согласно первому и второму из указанных методов измерения потерь возможно отдельное определение потерь на стыковку волновода с волокном, которые вычлняются из общей величины потерь. Измеренные потери на длине волны 1,55 мкм составили ~ 0,3 дБ на одно соединение с использованием иммерсионной жидкости, либо специального оптически прозрачного клея с УФ-фотополимерацией.

Таким образом, были подобраны технологии получения волноводных каналов, используемых в интегрально-оптических схемах, функционирующих в одномодовом режиме.

На основе  $K^+$ -волнопроводов и  $Ag^+$ -волнопроводов были изготовлены одномодовые прямолинейные и S-изогнутые канальные волноводы, Y-разветвители, направленные ответвители с раз-

личным коэффициентом связи, интерферометры Маха-Цендера. Чертежи всех волноводных схем были перенесены на несколько фотошаблонов.

На рис. 3.53 показано распределение интенсивности оптического излучения на выходных торцах направленных ответвителей с различными коэффициентами связи, созданных с применением  $K^+$ -волноводов. Рабочая длина волны – 0,85 мкм. Расстояние между каналами в области максимального сближения составляет 11 мкм. S-изгибы разветвителя имели радиус кривизны 12 см, расстояние между выходными каналами 250 мкм. Технологические режимы для изготовления ответвителя были такие же, как и для прямолинейных каналов (80 минут ионного обмена  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  при 380 C°). Расстояние между выходными каналами – 250 мкм. Длина связи для разных элементов варьируется в диапазоне 1,5–5,5 мм с шагом 250 нм. Как было установлено в результате измерений, деление оптической мощности на две равные части (т.е. на 3 дБ) происходит при длине связи  $L_0=2,3$  мкм.

На рис. 3.54 показано распределение интенсивности оптического излучения (в ближнем поле) направленных ответвителей на основе волноводов, сформированных по ионному обмену серебро-натрий. Длина волны – 1,55 мкм. Оптические каналы находятся на расстоянии 15 мкм друг относительно друга. Радиус кривизны S-изгибов разветвителя – 55 мм, расстояние между выходными каналами – 250 мкм. 3-дБ деление оптической мощности реализуется при длине связи  $L_0$ , равной 2,2 мм. Технологические параметры формирования направленных ответвителей были такие же, как у прямолинейных каналов с распределением поля моды, показанном на рис. 3.51(а)

На рис. 3.55 представлено полученное в ходе экспериментальных исследований двумерное распределение интенсивности на выходном торце Y-разветвителя 1×2. Разветвитель сформирован на основе  $K^+$ -волноводов и его S-изгибы наложены друг на друга с точки разветвления. Технологические параметры изготовления Y-разветвителей такие же, что и для  $K^+$ -волноводов с направленными ответвителями. Разветвители разрабатывались и измерялись на длине волны 0,85 мкм. Параметры разветвителя: S-изгибы имеют радиус кривизны 10 см, расстояние между выходными каналами – 250 мкм. Согласно измерениям, коэффициенты разветвления равны 47,5% и 52,5%. При указанном радиусе кривизны S-изгибов радиационные потери оптической энергии имели очень низкий уровень, что было установлено путем измерения мощности оптического излучения на выходе соседнего прямолинейного канала.

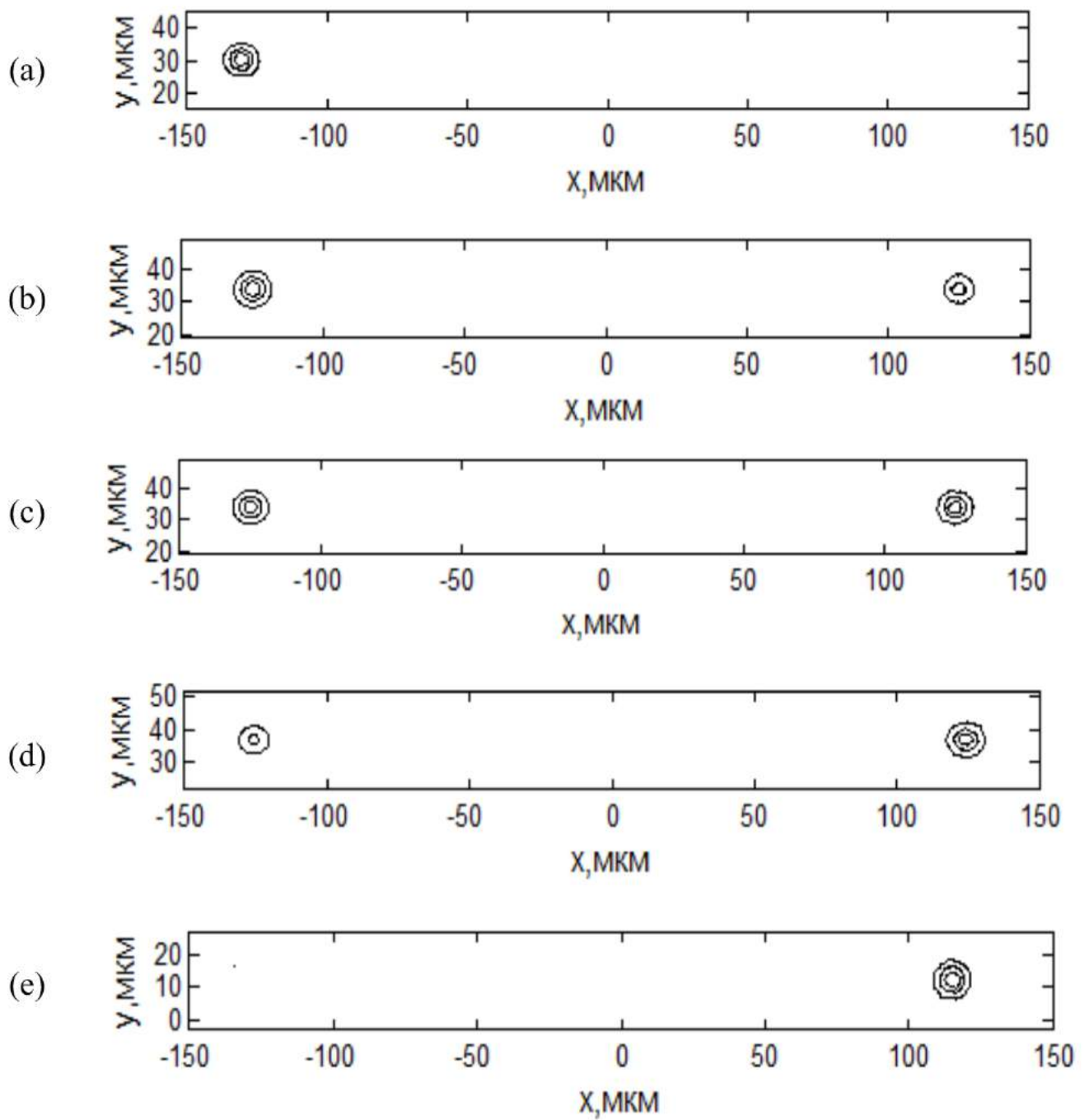


Рисунок 3.53 – Измеренное распределение интенсивности оптического излучения на выходных торцах изготовленных направленных ответвителей на основе  $K^+$ -волноводов с различной длиной связи  $L_C$ :

(a)-(e):  $L_C=500, 1600, 2300, 2900, 4000$  мкм, соответственно;  
 расстояние между выходными каналами ответвителя 250 мкм

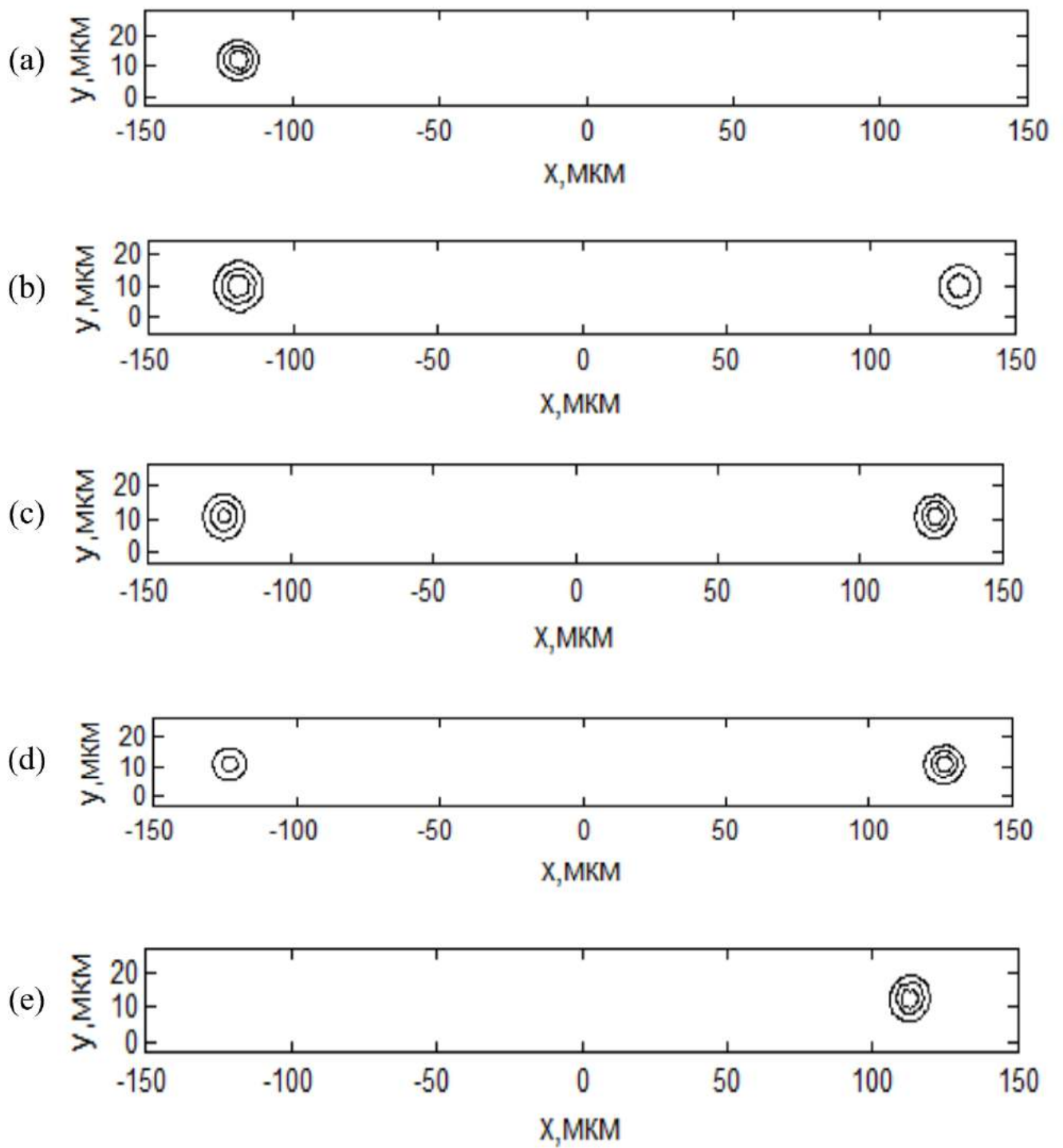


Рисунок 3.54 – Измеренное распределение интенсивности оптического излучения на выходных торцах изготовленных направленных ответвителей на основе  $\text{Ag}^+$ -волноводов с различной длиной связи  $L_C$ :

(a)-(e):  $L_C = 500, 1700, 2200, 2700, 3800$  мкм, соответственно;  
 расстояние между выходными каналами ответвителя 250 мкм

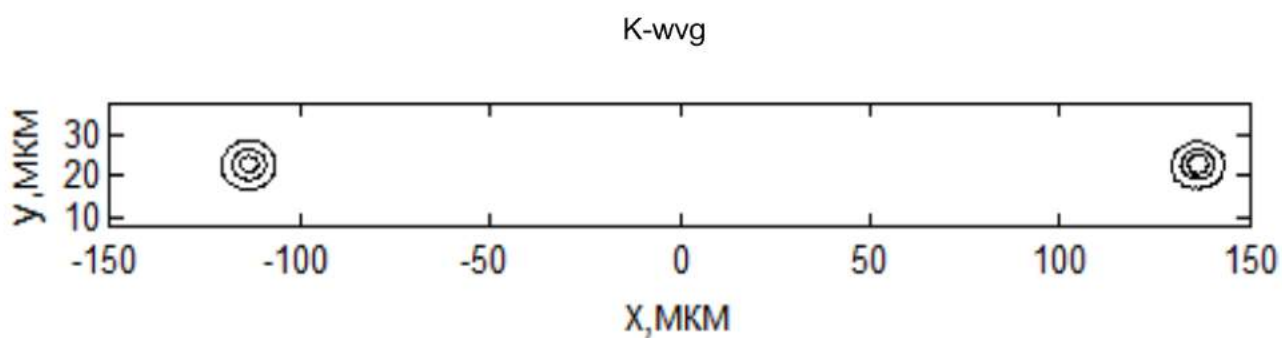


Рисунок 3.55 – Измеренное распределение интенсивности оптического излучения на выходных торцах Y-разветвителей на основе  $K^+$ -волноводов.

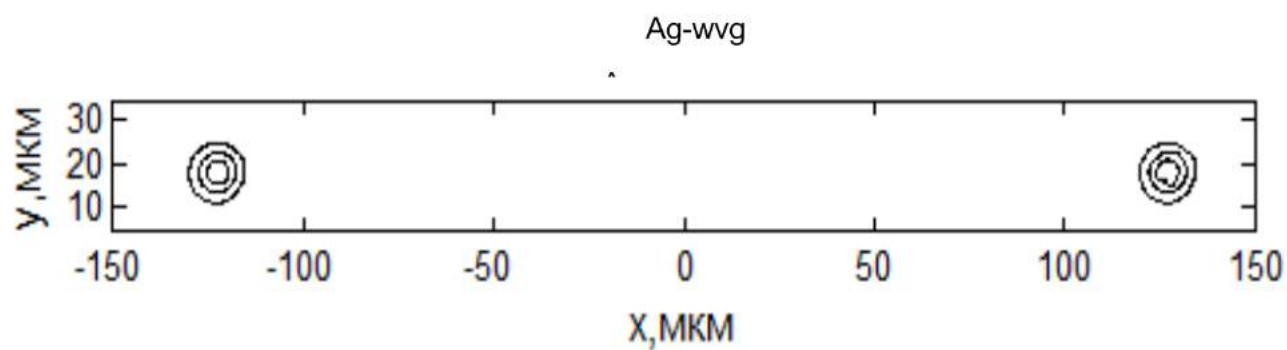


Рисунок 3.56 – Измеренное распределение интенсивности оптического излучения на выходных торцах Y-разветвителей на основе  $Ag^+$ -волноводов.

На рисунке 3.56 показано выходное распределение интенсивности Y-разветвителя 1×2 (отображенное на видеокамеру ближнее поле). Разветвитель изготовлен на основе заглубленных  $Ag^+$ -волноводов. Конфигурация разветвителя основана на S-изгибах.

Технологические параметры Y-разветвителей в процессе его изготовления использовались такие же, как для направленных ответвителей. Геометрические данные разветвителя: радиус кривизны S-изгибов 6 см, что соответствует эквивалентному углу разветвления 2,6 градусов, расстояние между выходными каналами – 250 мкм. Коэффициенты разветвления согласно измерениям имеют значения 48,3% и 51,7%.

Установлено, что при указанном радиусе кривизны S-изгибов радиационные потери очень малы, поэтому потери волноводов на рассеяние и поглощение оптического излучения составляют основу потерь разветвителя.

### 3.3 Исследования физических принципов создания компонентной базы плазмонной интегральной нанооптики

Проведено исследование направляющих оптическое излучение структур, используемых в интегральной нанооптике для передачи и разделения мощности, с применением щелевых плазмонных металлодиэлектрических волноводов [225-226]. Выполнено физико-математическое моделирование процессов распространения направленных волн в плазмонных наноструктурах методом FDTD с учетом дисперсии металла по модели Друде, а также путем конечно-элементного модового анализа этих волноводов. Рассчитана величина затухания оптической энергии в таких волноводах.

Оптический щелевой нановолновод имеет сердцевину в форме щели порядка 100 нм между двумя металлическими пленками с толщиной, соразмерной ширине щели. Подложкой для волновода служит плавный кварц или подобный диэлектрический изотропный материал. Схема нановолновода показана на рисунке 3.57.

Порядок выполнения расчетов был следующий: анализировался модовый состав щелевого оптического канала, использующего распространение поверхностных плазмонов, определялся уровень потерь оптической энергии у рабочей моды волновода, и далее для всей волноводящей структуры создавалась пространственно-временная картина распространения оптического излучения. Источником волн в щелевой линии являлась волна ТМ-поляризации.

Модовый анализ щелевых плазмонных нановолноводов был основан на решении векторного волнового уравнения методом конечных элементов, в котором триангуляция проводилась с использованием тангенциальных элементов для подавления ложных решений [227-230]. Уровень затухания моды рассчитывался по значению мнимой части константы распространения волноводной моды.

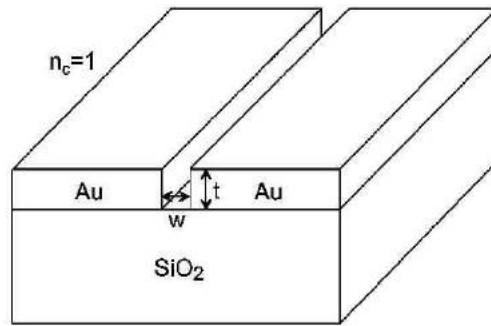


Рисунок 3.57 - Оптический плазмонный субмикронный волновод - щелевая линия

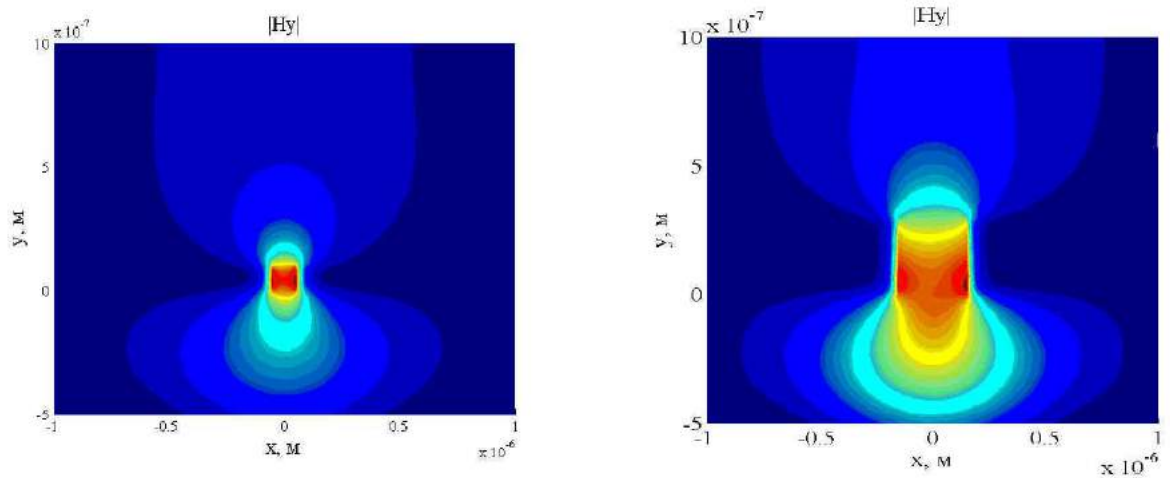


Рисунок 3.58 - Распределение напряженности магнитного поля в поперечном сечении оптической щелевой линии при ширине и высоте щели 100 нм (а), 300 нм (б). Длина волны 1,55 мкм. Расчетное затухание плазмонной волны -0,7 дБ/мкм (а), 0,4 дБ/мкм (б)

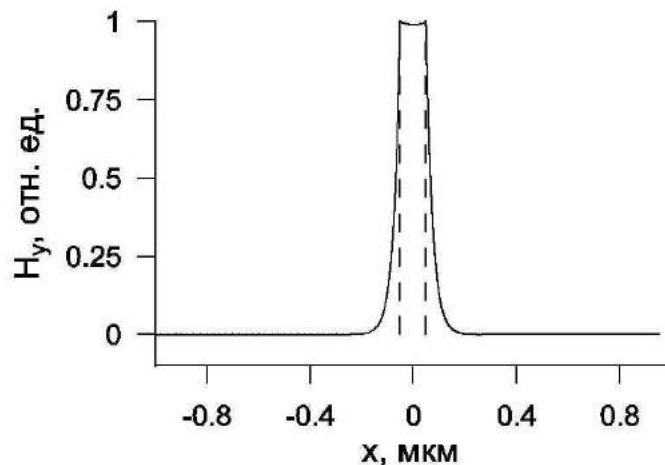


Рисунок 3.59 –Распределение напряженности магнитного поля в плазмонном щелевом волноводе вдоль горизонтальной оси для ширины щели 100 нм (составляющая общего распределения поля, показанного на рисунке 3.58(а))



На рисунке 3.58 приведено двумерный профиль напряженности магнитного поля фундаментальной моды щелевого волноводного канала.

Параметры этого нановолновода (согласно рисунку 3.57): высота  $t$  и ширина  $w$  щели – 100 нм для рисунка 3.58(a), 300 нм для рисунка 3.58(b), длина волны – 1,55 мкм. На данной длине волны оптического излучения показатель преломления золота  $0,5591 + 9.8098i$ , материал покровной среды и щели между полосками золота – воздух (показатель преломления – 1,0), показатель преломления подложки из плавленного кварца – 1,44.

Для указанных значений параметров волновода затухание моды согласно расчетам составляет 0,7 дБ/мкм для ширины щели 100 нм и 0,4 дБ/мкм для ширины щели 200 нм. Такая величина затухания приемлема для создания нановолноводных элементов и устройств на их основе. Уменьшение ширины щели до 50 нм и 25 нм, при отношении  $w/t = 1$ , влечет за собой увеличение оптических потерь волноводной моды до величин 1,1 дБ/мкм и 2.1 дБ/мкм, соответственно.

На рисунке 3.59 показана поперечная составляющая пространственного распределения магнитного поля из расчетов для рисунка 3.58(a) – одномерный профиль напряженности магнитного поля в щелевом нановолноводе по оси  $x$ . Расчет проведен для ширины щели 100 нм.

Как следует из графиков, концентрация энергии электромагнитного поля в области щели очень высокая. Следует отметить, что линейные размеры этой концентрации энергии в поперечном сечении (т.е. размеры волновода) находятся за дифракционным пределом. Размеры волновода в 15 раз меньше длины волны оптического излучения!

Также видно, что электромагнитное поле занимает не только сердцевину волновода, а выходит в подложку и покровный слой. Расчеты показали, что путем выбора диэлектрического материала в щели вместо воздуха и формы щели потери оптической энергии будут более низкими.

Расчет мод нановолновода путем прямого решения двумерного векторного волнового уравнения методом конечных элементов требует очень больших вычислительных затрат. Путем использования метода эффективного показателя преломления, используемого в интегральной оптике, можно определить значения константы распространения, эффективного показателя преломления и оценить затухание оптической энергии без привлечения больших вычислительных ресурсов.

Схема использования метода эффективного показателя преломления приведена на рисунках 3.60(a) и 3.60(b).

Для расчета параметров планарного волновода с воздушной сердцевиной и металлическими обкладками в случае ТМ-поляризации можно использовать конечно-разностный метод решения волнового уравнения, в котором участвует одна пространственная координата. В этом случае вычислительная нагрузка не очень большая. Также для решения

волнового уравнения можно использовать недавно предложенный нами аналитический метод [231-233].

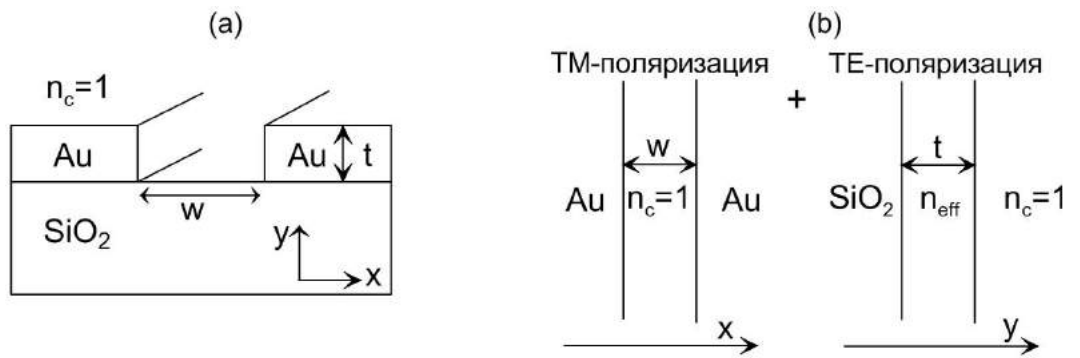


Рисунок 3.60 – Схематический вид оптического плазмонного нановолновода (щелевой линии) - (a) и его представление методом эффективного показателя преломления- (b)

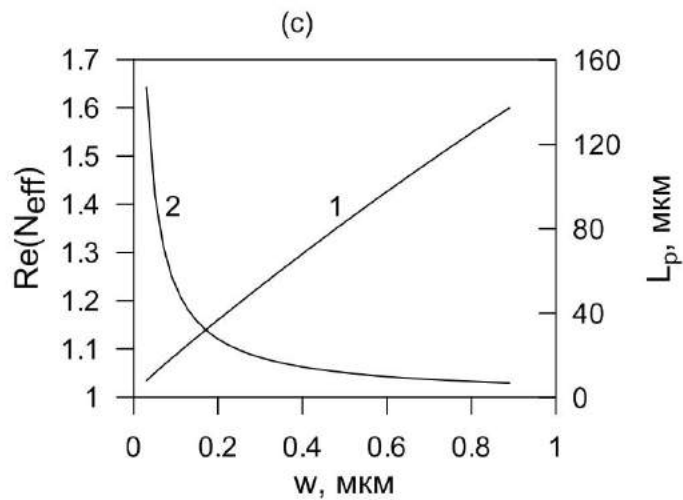


Рисунок 3.61 – Зависимость действительной части эффективного показателя преломления (кривая 1) и длины распространения плазмонной волны (кривая 2) от ширины зазора

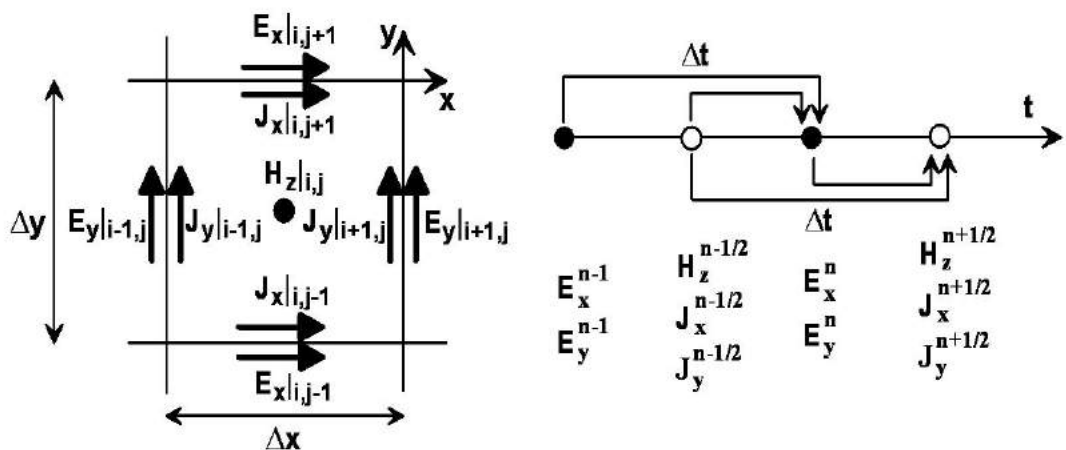


Рисунок 3.62 – Схема пространственно-временной дискретизации уравнений Максвелла в дисперсионной среде по методу FDTD

Помимо погонного затухания, для характеристики распространения плазмонов удобно пользоваться и другой величиной – длиной распространения плазмонов  $L_p$ , определяемой как расстояние, на котором амплитуда напряженности магнитного поля плазмонной волны затухает в  $e$  раз, то есть  $L_p = 1/\beta^i$ , где  $\beta^i$  - мнимая часть константы распространения направленной волны нановолновода, сопровождающей распространение поверхностных плазмонов.

На рисунке 3.61 представлены зависимости, характеризующие влияние величины ширины щели на волноводные свойства щелевого нановолновода: на действительную часть эффективного показателя преломления (кривая 1) и на длину распространения моды (кривая 2). Длина распространения моды снижается по мере уменьшения толщины воздушной сердцевины.

Моделирование волнового процесса в нановолноводах и нановолноводных структурах проведено путем прямого решения уравнений Максвелла [234-235]:

$$\begin{aligned}\varepsilon_0 \varepsilon_\infty \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} &= \text{rot} \vec{H} - \vec{J} \\ \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} &= -\text{rot} \vec{E} \\ \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} &= -\Gamma_D \vec{J} + \varepsilon_0 \omega_D^2 \vec{E},\end{aligned}\tag{3.55}$$

где  $\vec{H}, \vec{E}, \vec{J}$  – вектора напряженности магнитного, электрического поля и плотности тока, соответственно;  $\varepsilon_0, \mu_0$  – электрическая и магнитная проницаемость вакуума. Параметры диэлектрической константы, релаксационной постоянной, плазменной частоты  $\varepsilon_\infty, \Gamma_D, \omega_D$  соответствуют модели дисперсии Друде, по которой рассчитывается диэлектрическая проницаемость металла  $\varepsilon_D$  на частоте  $\omega$ :

$$\varepsilon_D = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_D^2}{\omega^2 + i\Gamma_D \omega}.\tag{3.56}$$

Уравнения Максвелла для двух измерений в декартовой системе координат для ТМ-волн имеют вид:

$$\begin{aligned}
\varepsilon_0 \varepsilon_\infty \frac{\partial E_x}{\partial t} &= \frac{\partial H_z}{\partial y} - J_x \\
\varepsilon_0 \varepsilon_\infty \frac{\partial E_y}{\partial t} &= \frac{\partial H_z}{\partial x} - J_y \\
\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} &= - \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right), \\
\frac{\partial J_x}{\partial t} &= -\Gamma_D J_x + \varepsilon_0 \omega_D^2 E_x \\
\frac{\partial J_y}{\partial t} &= -\Gamma_D J_y + \varepsilon_0 \omega_D^2 E_y
\end{aligned} \tag{3.57}$$

где  $H_z, E_x, E_y, J_x, J_y$  – компоненты векторов напряженности магнитного, электрического поля и плотности тока, соответственно.

Для решения уравнений Максвелла был применен метод FDTD – прямая конечно-разностная дискретизация уравнений Максвелла. Согласно данному методу осуществлялось рекуррентное вычисление компонент полей и плотности тока:

$$\begin{aligned}
E_x|_{i,j}^n &= E_x|_{i,j}^{n-1} + C_y^E|_{i,j} \left( H_z|_{i,j}^{n-1/2} - H_z|_{i,j-1}^{n-1/2} \right) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty|_{i,j}} J_x|_{i,j}^{n-1/2} \\
E_y|_{i,j}^n &= E_y|_{i,j}^{n-1} - C_x^E|_{i,j} \left( H_z|_{i,j}^{n-1/2} - H_z|_{i-1,j}^{n-1/2} \right) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty|_{i,j}} J_y|_{i,j}^{n-1/2} \\
H_z|_{i,j}^{n+1/2} &= H_z|_{i,j}^{n-1/2} + C_y^H|_{i,j} \left( E_x|_{i,j+1}^n - E_x|_{i,j}^n \right) - C_x^H|_{i,j} \left( E_y|_{i+1,j}^n - E_y|_{i,j}^n \right) \\
J_x|_{i,j}^{n+1/2} &= \frac{2 - \Gamma_D \Delta t}{2 + \Gamma_D \Delta t} J_x|_{i,j}^{n-1/2} + \frac{2 \varepsilon_0 \omega_D^2 \Delta t}{2 + \Gamma_D \Delta t} E_x|_{i,j}^n \\
J_y|_{i,j}^{n+1/2} &= \frac{2 - \Gamma_D \Delta t}{2 + \Gamma_D \Delta t} J_y|_{i,j}^{n-1/2} + \frac{2 \varepsilon_0 \omega_D^2 \Delta t}{2 + \Gamma_D \Delta t} E_y|_{i,j}^n,
\end{aligned} \tag{3.58}$$

где коэффициенты  $C_x^E, C_y^E, C_x^H, C_y^H$  рассчитываются следующим образом:

$$\begin{aligned}
C_x^E|_{i,j} &= \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty|_{i,j} \Delta x}; \quad C_y^E|_{i,j} = \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty|_{i,j} \Delta y} \\
C_x^H|_{i,j} &= \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x}; \quad C_y^H|_{i,j} = \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y}
\end{aligned} \tag{3.59}$$

Схема дискретизации показана на рисунке 3.62;  $\Delta x, \Delta y, \Delta t$  — шаги дискретизации.

Использование в уравнениях Максвелла модели дисперсионной среды в данном случае принципиально необходимо. Действительная часть диэлектрической проницаемости металлов, для которых характерен плазмонный резонанс, меньше нуля. Использование самого этого значения проницаемости, без введения уравнений, моделирующих металл, как дисперсионную среду, приводит к численной неустойчивости. В расчетах используется модель Друде, и, соответственно, следующие параметры среды – диэлектрическая константа, релаксационная постоянная, плазменная частота, определяющие проницаемость металла

Максимальный шаг по времени зависит от шага сетки разбиения на плоскости по критерию Куранта:

$$\Delta t \leq \frac{1}{v_{\max}} \left( \left( \frac{1}{\Delta x} \right)^2 + \left( \frac{1}{\Delta y} \right)^2 \right)^{-1/2} \quad (3.60)$$

где  $v_{\max}$  – максимальная фазовая скорость волны.

Для недопущения отражения выходящего излучения от границ вычислительного окна применялись граничные условия с идеально согласованным слоем (PML – perfectly matched layer) [236]. Уравнения Максвелла в области этих слоев записываются иным образом, чем в основной области вычислений. Расчеты для ТМ-волн проводятся для двух субкомпонент магнитного поля. Эти граничные условия вводятся достаточно сложным образом, но более эффективны, чем классические поглощающие граничные условия [237].

Используя щелевые плазмонные оптические нановолноводы, проведено моделирование распространение оптического излучения в волноводных оптических элементах – изгибах и разветвителях, используемых для передачи информационных сигналов. Помимо затухания, источником потерь в таких схемах являются их изгибы.

Для создания картины распространения волн ТМ-поляризации выбиралась область вычислений максимально возможных размеров  $10 \times 10$  мкм (исходя из доступных вычислительных ресурсов на момент проведения расчетов), с шагом пространственной дискретизации 0,015 мкм, что гарантирует точность вычислений порядка 1% [229]. Значения диэлектрической константы, релаксационной постоянной и плазменной частоты  $\epsilon_{\infty}, \Gamma_D, \omega_D$  – 3.7;  $9,617 \cdot 10^{13}$  Гц;  $1,346 \cdot 10^{16}$  Гц, соответственно. Коэффициент отражения PML-слоя –  $10^{-10}$ .

На рисунках 3.63 и 3.64 показан волновой процесс распространения волны ТМ-поляризации (представленные как контуры напряженности магнитного поля) в следующих волноводных элементах: прямом канале, S-изгибе и Y-разветвителе. Расчетные данные: ширина каналов 100 нм, длина волны 1,55 мкм. Большого отличия между волновыми процессами в прямом канале и в каналах с изменением направления не было определено: уровень потерь оптической энергии был примерно одинаковым, отличие было не более 1 %.

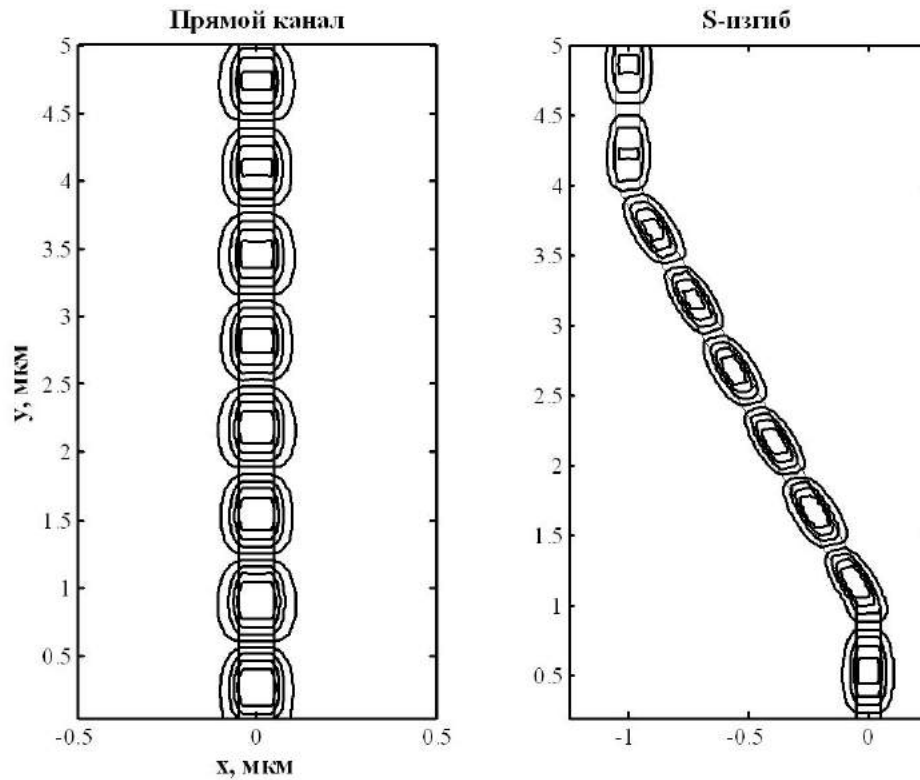


Рисунок 3.63 – Картина распространения ТМ-поляризованного оптического излучения (контуры напряженности магнитного поля) в оптических плазмонных нановолноводных структурах: прямом канале и S-изгибе

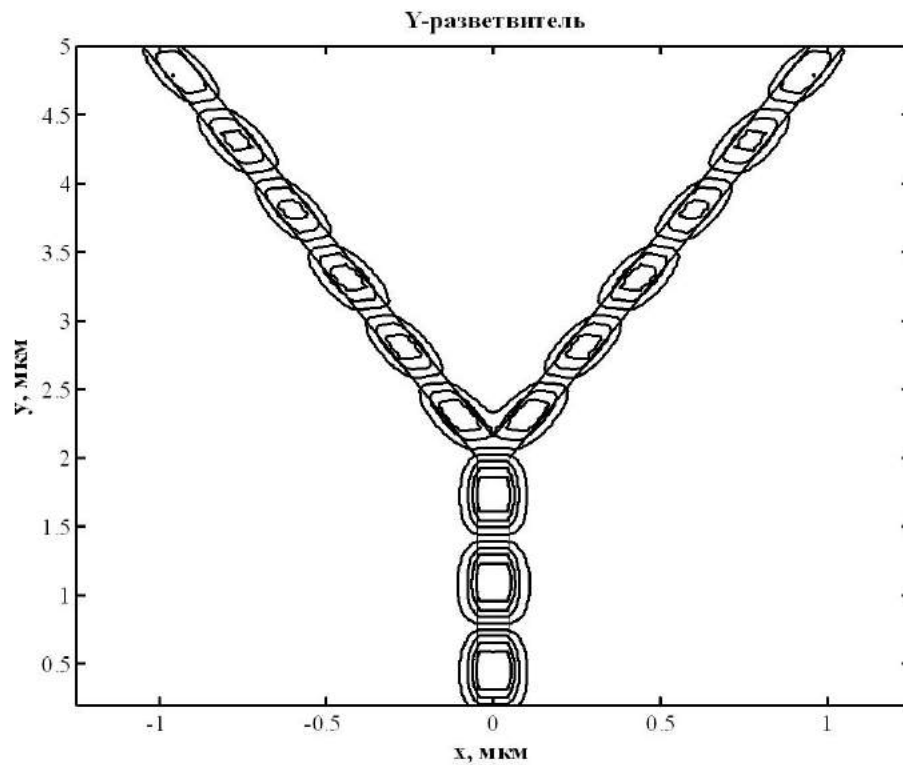


Рисунок 3.64 – Картина распространения ТМ-поляризованного оптического излучения (контуры напряженности магнитного поля) в оптическом плазмонном Y-разветвителе

На рисунке 3.65 и рисунке 3.66 показаны картины распространения направленной волны ТМ-поляризации поля в  $90^\circ$ -изгибе и Т-разветвителе. Параметры расчетов те же, что и для предыдущей схемы. Потери энергии, переносимой оптическими волнами, в обеих схемах имеют значение 10 % (0,5 дБ).

Описанные нановолноводные схемы имеют широкий рабочий спектральный интервал 1 мкм – 1,6 мкм. На рисунке 3.67 показано распространение волны ТМ-поляризации в волноводном направленном ответвителе, с делением мощности оптического излучения на 2 равные части (на 3 дБ). Расчет проведен для следующих значений параметров направленного ответвителя: ширина каналов – 100 нм, расстояние между каналами – 50 нм. Следует отметить, что при визуализации результатов расчетов отображается характерный для направленной связи фазовый сдвиг между волнами в  $90^\circ$ .

Таким образом, проведен расчет элементов волноводной плазмонной нанооптики конечно-разностным методом пространственно-временного анализа электромагнитных волн (FDTD) на основе прямого решения уравнений Максвелла. Оценены характеристики волноводных наноструктур щелевого типа (металл-диэлектрик-металл): прямого канального волновода, S-изгиба, Y-разветвителя, направленного ответвителя,  $90^\circ$ -изогнутого волновода и Т-разветвителя. Потери энергии фундаментальной моды составляют 0,7 дБ/мкм, дополнительные потери за счет изменения направления распространения не превышают 0,5 дБ.

Величиной затухания плазмонного щелевого нановолновода такова, что посредством такого оптического волновода можно передавать информационные сигналы на десятки микрометров. На его основе могут быть реализованы нановолноводные схемы передачи и разделения оптических сигналов. При создании таких схем, как было показано, можно применять волноводные  $90^\circ$ -изгибы и разветвители Т-формы.

Методика FDTD была использована автором работы также для моделирования волноводных схем, использующих эффект локализованного плазмонного резонанса в оптических волноводах обыкновенных размеров (порядка микрометров) с металлическими наночастицами для построения поляризаторов оптического излучения и сенсорных устройств [238-239].

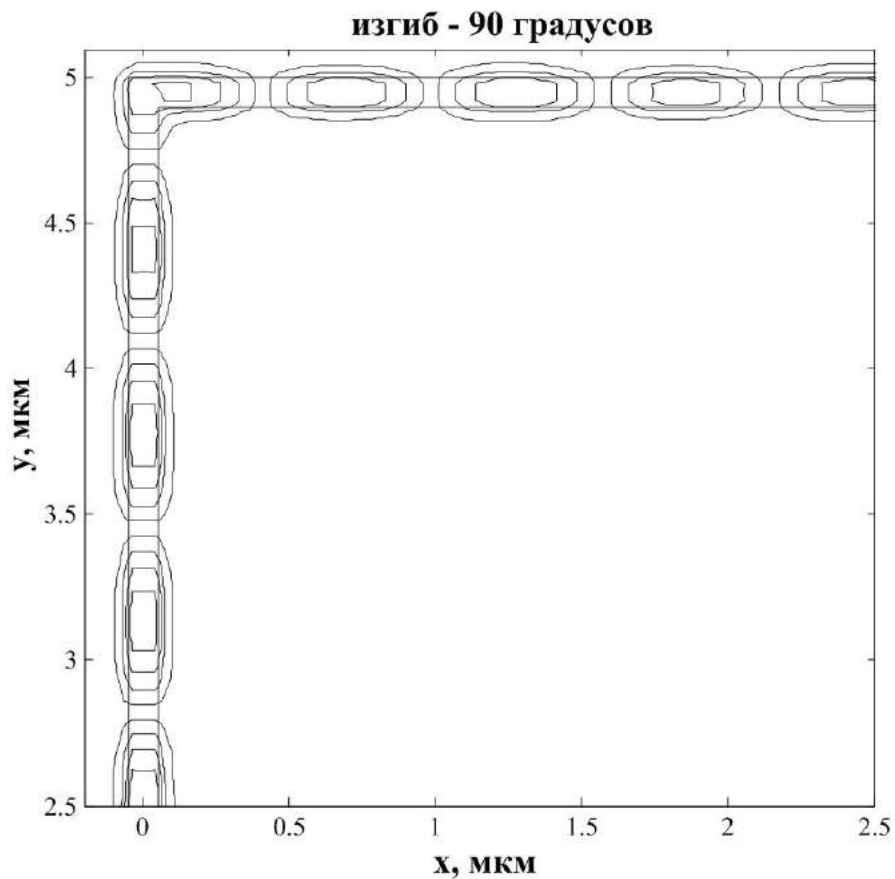


Рисунок 3.65 – Картина распространения ТМ-поляризованного оптического излучения (контуры напряженности магнитного поля) в оптическом плазмонном 90<sup>0</sup>-изгибе

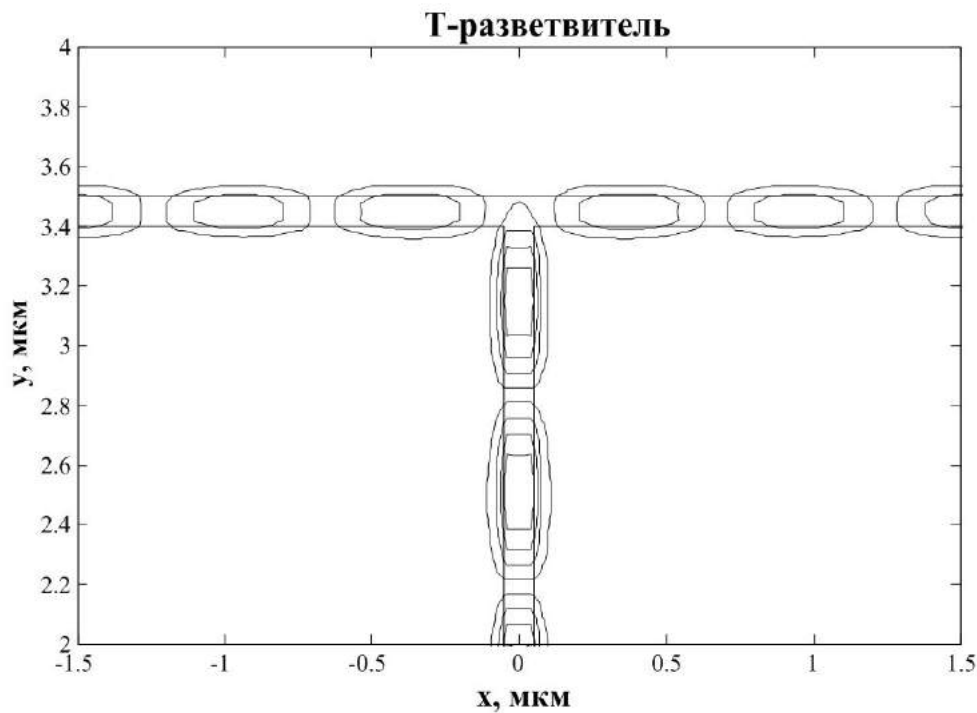


Рисунок 3.66 – Картина распространения ТМ-поляризованного оптического излучения (контуры напряженности магнитного поля) в оптическом плазмонном Т-разветвителе



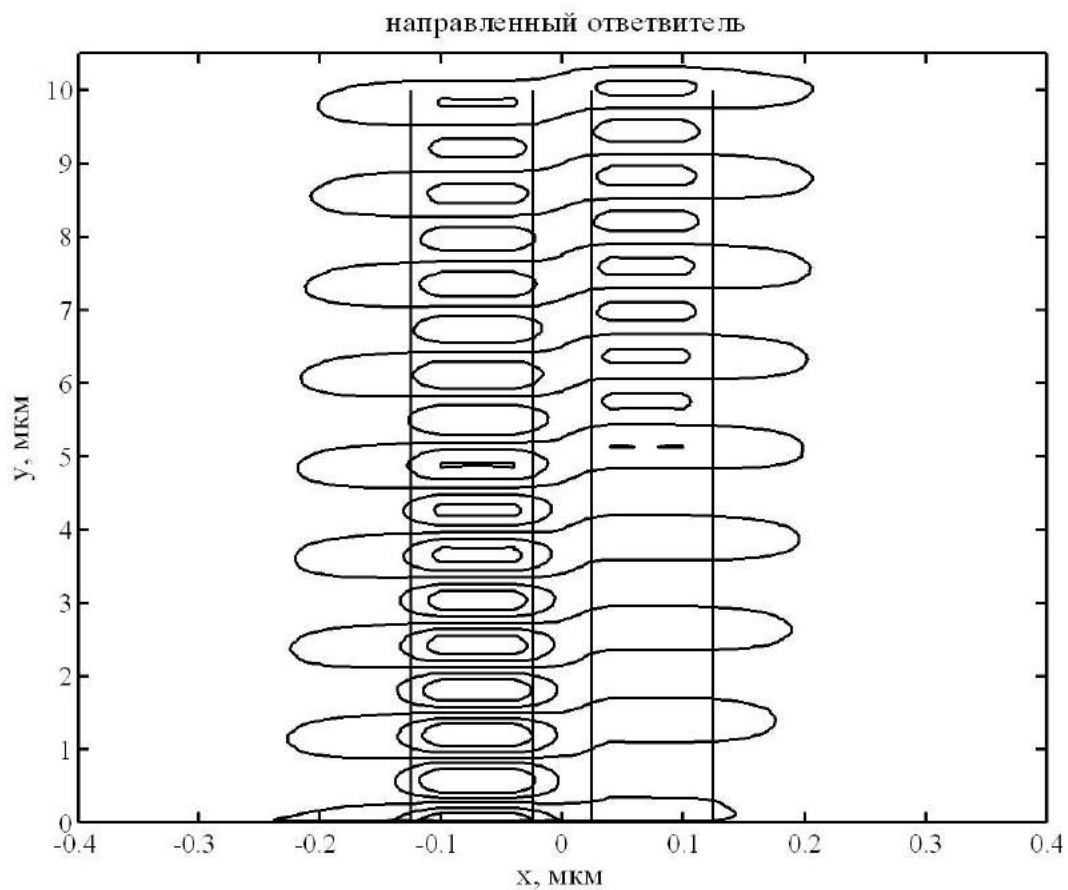


Рисунок 3.67 – Картина распространения ТМ-поляризованного оптического излучения (контуры напряженности магнитного поля) в плазмонном волноводном направленном ответвителе

### 3.4 Выводы к главе 3

1. Построена физико-математическая модель процесса формирования интегрально-оптических схем в подложках из силикатных стекол методом многоэтапного термического и электростимулированного ионного обмена  $\text{Ag}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$  и  $\text{K}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$ , полученная на основе совместного численного решения нелинейного двумерного уравнения диффузии и уравнения электростатики, в том числе для случаев большого различия подвижностей ионов, принимающих участие в обмене. Уравнение диффузии решено путем конечно-разностной дискретизации по схеме Кранка-Николсона с последующим решением системы нелинейных уравнений.

2. Для проведения расчетов с использованием данной модели проведено определение приращения показателя преломления, коэффициента самодиффузии и отношения подвижностей ионов путем применения специальной методики реконструкции на основе симплекс-метода многомерной оптимизации Нелдера-Милда, не предполагающей какой-либо информации о виде распределения профиля показателя преломления изготовленных планарных волноводов.

3. В сочетании с методиками расчета волноводных оптических схем, в частности, в комбинации с трехмерным методом распространяющегося пучка и методами расчета модовой структуры, построенная модель формирования микроструктур с известным концентрационным профилем была использована для планирования параметров технологического процесса и оптимизации волноводных топологий базовых пассивных волоконно-совместимых одномодовых компонентов: прямых каналов, S-изгибов различных функциональных форм и Y-разветвителей на их основе, направленных ответвителей, интерферометров Маха-Цендера (на основе направленных ответвителей и на основе Y-разветвителей) с рабочими длинами волн 0,63/0,85/1,3/1,55 мкм путем обмена  $\text{K}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$  и  $\text{Ag}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$  (многоступенчатого в последнем случае). Указанные компоненты, ориентированные для использования в телекоммуникационных и сенсорных устройствах, были созданы с прогнозируемыми технологическими характеристиками.

4. Изготовленные одномодовые  $\text{Ag}^+$ -волноводы в стекле К-8 обладали следующими оптическими параметрами: размеры модового пятна на длине волны 1,55 мкм –  $11,4 \times 10,4$  мкм, измеренные методом половинного деления образца собственные потери – 0,5–1,2 дБ/см.

5. Измеренные коэффициенты разветвления всех Y-разветвителей  $1 \times 2$  составляют (в наилучшем случае) 53:47 %. Были изготовлены разветвители на основе  $\text{Ag}^+$ -волноводов с радиусом S-изгибов ~ 60 мм и на основе  $\text{K}^+$ -волноводов с радиусом S-изгибов 100 мм. В ходе измерений установлено, что радиационные (излучательные) потери отсутствовали. Изготовленные интерферометры Маха-Цендера длиной 40 мм с разнесением плеч на 40 мкм на

основе Y-разветвителей с применением K<sup>+</sup>-волноводов, с углом разветвления 1°, обладают суммарными излучательными потерями 0,35 дБ.

6. Для направленных ответвителей измерены зависимость коэффициента разветвления в выходные порты от длины связи. 3-дБ деление мощности с коэффициентами разветвления 55:45 % с обоих входных портов имеет место для K<sup>+</sup>-волноводов при длине связи 2300 мкм (расстояние между каналами 11 мкм,  $\lambda=0,85$  мкм), для Ag<sup>+</sup>-волноводов коэффициенты разветвления составляли 52:48 % при длине связи 2200 мкм (расстояние между каналами 15 мкм,  $\lambda=1,55$  мкм). Интерферометры Маха-Цендера были изготовлены и на основе направленных ответвителей с подобранной длиной 50% деления мощности, и соответственно, излучение пропускать в перекрестный выходной порт.

7. Построена физико-математическая модель, описывающая четырехэтапный процесс формирования заглубленных одномодовых на длине волны 1,55 мкм канальных волноводов в стекле в два вертикально расположенных друг относительно друга слоя. Результаты расчетов показывают, что для этой цели концентрация расплава для второго ионного обмена должна быть в два раза ниже, чем для первого этапа, ширина щели в маске для второго этапа – 2,5 раза больше, чем для первого.

8. Построена физико-математическая модель, описывающая процесс формирования волноводного канала с частичным электростимулированным заглублением, формирующего волноводы асимметричной формы с использованием маски клиновидной формы на поверхности стекла со стороны волновода. Согласно результатам расчета, определяющего приемлемые размеры переходного волноводного канала с изменяющимся уровнем заглубления, для максимального заглубления на уровень 10 мкм, при угле между осью волновода и краем маски менее 1,5°, распространение моды в селективно-заглубленном канале не сопровождается излучательными потерями. Каналы асимметричной формы, формируемые частичным заглублением, применены для построения преобразователей поляризации излучения (см. гл.2).

9. Построена физико-математическая модель, описывающая процесс формирования такого же переходного волноводного канала за счет управляемого электростимулированного заглубления, но формирующего волноводы симметричной формы, с использованием экранирующей маски треугольной формы, нанесенной на противоположную сторону стеклянной подложки. Согласно результатам расчета, некоторое заглубление канала происходит и в области над экранирующей маски за счет термической диффузионной составляющей ионного обмена,  $\Delta l$  в этой области уменьшается в 5 раз, размеры канала и ее волноводной моды расширяются.

10. Проведено исследование различных волноводных конфигураций (прямых и изогнутых канальных волноводов, направленного ответвителя, Y- и T-разветвителей и т.п.) на основе щелевых плазмонных металлодиэлектрических волноводов с шириной канала 100 нм.

Применялись конечно-элементные и конечно-разностные методы решения векторного волнового уравнения и уравнений Максвелла с учетом модели дисперсии Друде. Потери энергии фундаментальной плазмонной моды составляют 0,7 дБ/мкм, дополнительные потери за счет изменения направления распространения излучения не превышают 0,5 дБ (длина волны 1,55 мкм).

## Глава 4. ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ ПОСТРОЕНИЯ НОВЫХ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ МИКРООПТИКИ

### 4.1 Экспериментальные исследования ТЕ- и ТМ-поляризаторов и преобразователя поляризации на основе ионообменных волноводов в стеклах

Для экспериментального подтверждения предложенного метода поляризационной фильтрации оптического излучения и с целью создания образцов эффективно функционирующих волноводных оптических поляризаторов была проведена серия исследований.

В стеклянных подложках К-8 (показатель преломления  $n_s = 1,5147$  при длине волны 0,63 мкм) и фотопластинах ( $n_s = 1,5102$ ), имеющих размеры  $20 \times 20$  мм, по технологии, подробно описанной в главе 3, термическим ионным обменом изготовлено по 10 одномодовых канальных  $Ag^+$ -волноводов. Высокопреломляющая диэлектрическая пленка халькогенидного стеклообразного полупроводника сульфида мышьяка  $As_2S_3$  с показателем преломления 2,4 (прозрачная при длинах волн 0,63–0,85 мкм) напылялась на поверхность стеклянной пластины с волноводами путем термического вакуумного испарения с контролем толщины оптическим интерференционным способом.

Экспериментальные исследования поляризационных характеристик проводились на специальном стенде для измерения оптических характеристик элементов интегральной оптики, включающем в себя оптическую схему для угловых измерений с применением призмного элемента направленной связи с исследуемым образцом с волноводами и описанную в предыдущей главе схему для фотометрических измерений на основе торцевого ввода и вывода излучения в канальный волновод и из него (см. рисунок 3.47). Первая оптическая схема использовалась для измерений эффективного показателя преломления волноводов.

Большая часть исследований поляризационных характеристик волноводов осуществлялась на основе схемы торцевого ввода–вывода, адаптированной к проведению измерений световых потоков малой мощности с высоким динамическим диапазоном и контролем поляризации излучения. Описание стенда приведено в параграфе 3.2, его фотография и схема – на рисунках 3.47 и 3.48.

Проведен комплекс исследований поляризационных характеристик четырехслойных волноводов.

Поляризующие свойства волноводов оценивались специальным параметром – коэффициентом развязки, который определялся согласно формуле:

$$\zeta = 10 \log \left( \frac{I_{TE}}{I_{TM}} \right), \text{ дБ}, \quad (4.1)$$

где  $I_{TE}$ ,  $I_{TM}$  – интенсивность светового излучения TE - и TM-поляризации, соответственно, определяемая при одинаковой эффективности торцевого возбуждения. Так как последнее условие на практике выполнить затруднительно, для измерения коэффициента развязки использовалось возбуждение собственных TE- и TM-мод волноводов лазерным излучением круговой поляризации с последующим анализом состояния поляризации оптического излучения на выходе волноводного канала. Предварительно достоверность таких измерений была проверена путем их сравнения со стандартной методикой (существенно более трудоемкой при юстировке), согласно которой проводится последовательное возбуждение в каждом канале либо TE-, либо TM-мод. Отличие в измеренных величинах развязки было менее 1%.

В соответствии с результатами проведенного физико-математического моделирования, поляризующие свойства зависят от толщины пленки, поэтому для подтверждения предложенного принципа поляризационной селекции диэлектрическая пленка на поверхность подложки наносилась клином поперек волноводов, так что при прочих равных условиях волноводов изменялась лишь толщина пленки. Это позволило провести измерения различных образцов четырехслойных волноводов в широком интервале толщин дополнительного слоя пленки. Было исследовано 50 образцов – стеклянных подложек, в каждой из которых сформировано по 10 канальных волновода через щели в маске одной и той же ширины.

Результаты исследования поляризационных характеристик образцов волноводов представлены в Таблице 4. 1.

Данные измерений поляризационных характеристик подтвердили предложенный и обоснованный принцип поляризационной фильтрации и результаты физико-математического моделирования поляризаторов. У ряда образцов с набором волноводов при увеличении толщины нанесенной покровной пленки некоторые волноводы пропускали через себя волны либо TE-поляризации, либо TM-поляризации. Между ними располагались волноводы, которые, согласно фотометрии, пропускали волны обеих поляризаций в одинаковой степени, то есть с коэффициентом экстинкции 0 дБ. Выполнена серия экспериментов с клинообразно нанесенной высокопреломляющей пленкой (с различной крутизной клина поперек подложки с волноводами) и закономерность периодического формирования поляризационно-чувствительных канальных волноводов повторялась. Отдельные волноводы обладали либо TE-, либо TM-селективными свойствами, либо среди 10 каналов были и те и другие.

Таблица 4. 1 – Обобщенные результаты экспериментальных исследований образцов интегрально-оптических поляризаторов

толщина пленки, мкм	тип поляризационной чувствительности (ТЕ или ТМ)	коэффициент развязки, дБ
0.03	ТМ	25
0.06	ТЕ	4
0.08	ТЕ	20
0.12	-----	0
0.16	ТМ	10
0.17	ТМ	25
0.19	ТМ	8
0.22	ТЕ	12
0.23	ТЕ	23
0.29	-----	0
0.32	ТМ	7
0.34	ТМ	20
0.36	ТМ	14

Примечание:

1. Технологическая точность нанесения пленочных покрытий –5 %
2. Измерения коэффициента экстинкции поляризаторов проведены с точностью 1%

Другим аргументом, подтвердившим расчеты и предлагаемую физико-математическую модель функционирования ТЕ- и ТМ-поляризаторов, стало измерение толщины пленки в области над различными каналами. Для измерения были использованы образцы наборов волноводов, которые проявляли попеременно ТЕ- и ТМ-селективные свойства. Максимумы поляризационной селективности соответствовали толщинам высокопреломляющей пленки 0,03, 0,08, 0,17, 0,23, 0,34 мкм, что согласуется с результатами теоретического моделирования поляризаторов. Путем нанесения однородной диэлектрической пленки с этими толщинами, мы получали линейки ТЕ- и ТМ-поляризаторов [126-127].

Ряд волноводов имел коэффициент развязки между волнами ТЕ- и ТМ-поляризации более 25 дБ. Для них выходное оптическое излучение, с покровной пленкой и после ее удаления при длине пленки 5 мм имело примерно одинаковую мощность (при равной эффективности ввода оптической энергии в один и тот же волновод в обоих случаях, естественно). Можно сделать вывод, что потери оптической энергии, вносимые в пропускаемую моду определенной поляризации, определялись потерями самого стеклянного ионообменного волновода, которые не превышали 1 дБ. Некоторые исследованные образцы волноводов имели невысокий уровень поля-

ризационной чувствительности или без таковой, и у таких образцов вносимые потери были достаточно большие (более 5 дБ), что подтверждает теоретический расчет пространственного распределения полей мод, предсказывающий такую ситуацию.

Измеренные коэффициенты развязки волноводных оптических поляризаторов даже превышали данные расчетов, что вероятнее всего связано с рассеянием в высокопреломляющей диэлектрической пленке, которое является различным для ТЕ- и ТМ-мод по причине различной степени локализации излучения в ней.

При небольшом уровне вносимых потерь в прохождении излучения выделяемой поляризации можно приближенно приравнять коэффициент развязки и коэффициент экстинкции для подавляемой поляризации.

Результаты экспериментальных исследований можно обобщить. Изготовлены и экспериментально исследованы эффективные интегрально-оптические ТЕ- и ТМ-поляризаторы на основе ионообменных волноводов в стекле, локально покрытых высокопреломляющей диэлектрической пленкой сульфида мышьяка  $As_2S_3$ . Коэффициент экстинкции поляризаторов ТЕ- и ТМ-типа достигал максимального значения 25 дБ при вносимых потерях менее 1 дБ.

Таким образом, были изготовлены и исследованы эффективные интегрально-оптические ТМ- и ТЕ-поляризаторы нового типа.

Проведены экспериментальные исследования с целью подтверждения предложенного принципа волноводного преобразования поляризации оптического излучения и изготовления устройства, которое будет являться прототипом оптических преобразователей нового типа [144-145].

Исходя из доступной технологической базы, стеклянные волноводы были изготовлены с покровной высокопреломляющей тонкой пленкой переменной толщины, которая располагалась клином вдоль волноводов. В этом случае, проводя эксперименты с различными клинообразно нанесенными на волновод пленками, можно было ожидать, что прогнозируемый эффект преобразования поляризаций с эволюцией поля моды себя проявит, а откачки энергии в следующую по порядку моды МЗ ( $TM_0$ ) не будет. В пределах некоторого расстояния вдоль волновода должен существовать интервал толщин пленки, в котором произойдет трансформация моды  $TM_0$ - $TE_1$ , при преимущественном сохранении локализации излучения в волноводе под пленкой.

В подложках оптического стекла К-8 были изготовлены оптические каналные волноводы путем ионного обмена  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  из расплава соли  $KNO_3$  при температуре процесса 380 °С. Время диффузии было равно 85 минутам. При таком времени ионного обмена, как было установлено в ходе измерений, волноводы на длине волны 0,85 мкм были одномодовыми, то есть они поддерживали одну собственную  $TE_0$  и одну  $TM_0$ -моду. Ширина щели в маске фотошаблона составляла 2 мкм. На поверхность стеклянной подложки с волноводами клинообраз-



ным образом вдоль волноводов методом термоваккуумного напыления наносилась пленка сульфида мышьяка  $As_2S_3$ .

Исследования и измерения поляризационных характеристик предложенных волноводных преобразователей поляризации оптического излучения проводились на специальном описанном выше стенде, где можно было осуществлять торцевой ввод и вывод излучения из волновода. Была проведена серия исследований образцов с пленками, имеющими различную крутизну клина с целью подбора параметров последнего для поиска эффекта преобразования поляризации излучения. Установлено, что у образцов, имеющих начальную толщину пленки 30 нм на одном краю волноводов и максимальную толщину 55 нм на противоположном краю, при длине пленки 10 мм наблюдается предсказанный эффект поворота плоскости поляризации. Входной отполированный торец волновода освещался ТМ-поляризованным излучением, а излучение выходного торца было преимущественно ТЕ-поляризованным, причем на выходе волновода присутствовала мода  $TE_1$ .

Эффективность преобразования поляризаций определена по формуле:

$$\xi = \frac{I_{TE}}{I_{TE} + I_{TM}} \cdot 100\%, \quad (4.2)$$

где  $I_{TE}$  и  $I_{TM}$  – интенсивности ТЕ- и ТМ-поляризованного излучения на выходе преобразователя, измеряемые с помощью фотоприемного устройства. Для образцов преобразователей с указанными параметрами эффективность преобразования поляризаций составляла 95%.

Таким образом, методика построения пассивного волноводного преобразователя поляризации в слабонаправляющем волноводе в стекле с эволюционным преобразованием моды была экспериментально подтверждена.

#### 4.2 Разработка и исследование широкополосных интегрально-оптических многоканальных разветвителей $1 \times N$ и $2 \times N$ , волновых и модовых мультиплексоров

Проведены разработки и исследования многоканальных интегрально-оптических разветвителей на основе  $Ag^+$ -волноводов, полученных путем ионного обмена  $Ag^+ - Na^+$  с последующим заглаблением [240].

Как было показано в параграфе 3.1, распределение показателя преломления волоконно-совместимых заглабленных  $Ag^+$ -волноводов хорошо (среднее квадратичное отклонение  $\sim 0,01$  мкм) аппроксимируется соотношением:

$$n(x, y) = n_s + \Delta n \exp\left(-\left[\frac{x^2}{d_x^2} + \frac{(y - y_0)^2}{d_y^2}\right]\right), \quad (4.3)$$

где эффективные размеры волновода  $d_x=4,3$  мкм,  $d_y=4$  мкм,  $y_0$  – уровень заглубления волновода,  $y_0=9$  мкм, и приращение показателя преломления волновода  $\Delta n=0,0057$ , показатель преломления подложки  $n_s=1,5003$  (для длины волны 1,55 мкм). Волновод обладает модовым пятном почти круглой, слегка эллиптической формы. При аппроксимации пятна двумерной гауссовой функцией эффективные поперечные размеры пятна на длине волны 1,55 мкм –  $2w_x=10,0$  мкм,  $2w_y=9,5$  мкм. Расчетный коэффициент передачи оптической мощности при сопряжении с волокном на этой же длине волны составляет 99,3% что соответствует потерям 0,03 дБ. Эффективный показатель преломления волновода  $N_{eff}=1,5027$ . Параметры квази-ТЕ и квази-ТМ моды очень близки друг к другу.

При создании широкополосных многоканальных оптических разветвителей (диапазон 1270 нм – 1640 нм) необходимо, чтобы волновод в указанном диапазоне длин волн был одномодовый. Для этой цели была построена дисперсионная характеристика волновода с указанными выше параметрами – зависимость эффективного показателя преломления волноводных мод от длины волны. Расчет произведен конечно-разностным методом решения волнового уравнения для квази-ТЕ-мод. При расчете учитывалась как зависимость показателя преломления стеклянной подложки из стекла типа К-8 от длины волны [143]:

$$n_s = \left( a_1 + a_2 \lambda^2 + a_3 / \lambda^2 + a_4 / \lambda^4 + a_5 / \lambda^6 + a_6 / \lambda^8 \right)^{1/2}, \quad (4.4)$$

где коэффициенты  $a_i$  имеют следующие значения:

$$a_1=2,2699804; a_2=-9,8250605 \cdot 10^{-3}; a_3=11,017203 \cdot 10^{-3};$$

$$a_4=0,76606834 \cdot 10^{-4}; a_5=1,1616952 \cdot 10^{-5}; a_6=5,81309 \cdot 10^{-7},$$

так и зависимость приращения показателя преломления волновода от длины волны

$$\frac{\Delta n}{n_s} \Big|_{\lambda=\lambda_1} = \frac{\Delta n}{n_s} \Big|_{\lambda=\lambda_2}. \quad (4.5)$$

Дисперсионная характеристика волновода для TE-мод показана на рисунке 4.1. В диапазоне длин волн 1,27–1,6 мкм  $Ag^+$ -волновод с указанными параметрами является одномодовым. При уменьшении длины волны менее левой границы этого интервала появляются моды высших порядков. При длине волны 1,27 мкм зарождается мода первого порядка, а при длине волны 1,21 мкм мода второго порядка.

Для квази-TM поляризованных мод характеристика волновода практически полностью идентична. Различие эффективных показателей преломления во всем диапазоне – порядка  $10^{-6}$ . К примеру, на длине волны 1,55 мкм эффективный показатель преломления  $TE_0$ -моды равен 1,502058, а для  $TM_0$ -моды 1,502057.

На рисунке 4.2 показаны распределения электрического поля мод в поперечном сечении волновода на длинах волн 1,55 мкм, 1,3 мкм и 1,1 мкм. Как видно, при уменьшении длины волны немного уменьшаются эффективные размеры модового пятна. На длине волны 1,1 мкм волновод является многомодовым. На рисунке показаны распределения поля всех его трех мод. Мода  $TE_1$  является антисимметричной, мода  $TE_2$  также имеет два максимума у модуля распределения напряженности электрического поля.

Для всех длин волн диапазона 1,3–1,6 мкм расчетное значение потерь при стыковке с стандартным телекоммуникационным волокном SMF-28 составляет, при идеальной центровке, менее 0,1 дБ.

Наиболее удобный вариант топологии многоканальных разветвителей, в случае технологии ионного обмена в стекле – это древовидная топология. На рисунке 4.3 показаны топологии разветвителей 1×2, 1×4, 1×8 с нанесенными размерами, подлежащими определению при разработке.

Исходя из своей топологии, волноводный разветвитель, в отличие от направленного ответвителя, по своей сути является широкополосным устройством, то есть в рабочем спектральном диапазоне должно производиться распределение поступающей на его вход оптической мощности по выходным каналам.

Требования стандартов на параметры многоканальных разветвителей [75] приводят к задаче разработки разветвителя, обеспечивающего в заданном диапазоне длин волн требуемое значение коэффициента разветвления при минимальных потерях и минимальном уровне их неоднородности и поляризационной зависимости. При этом существуют технологические ограничения на размеры устройства.

Потери мощности в разветвителе определяются в первую очередь потерями в рупорообразной части разветвителя и в S-изгибах, которые в принципе являются волноводами с распределенными радиационными потерями. Потери в S-изгибах зависят, при заданном поперечном смещении волноводных сегментов, от радиуса изгиба. Кроме того, дополнительные потери

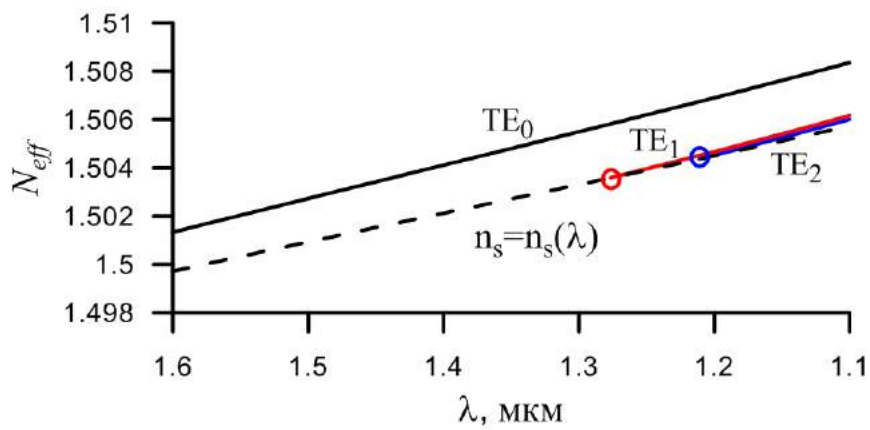


Рисунок 4.1 - Дисперсионная характеристика волновода для TE-мод

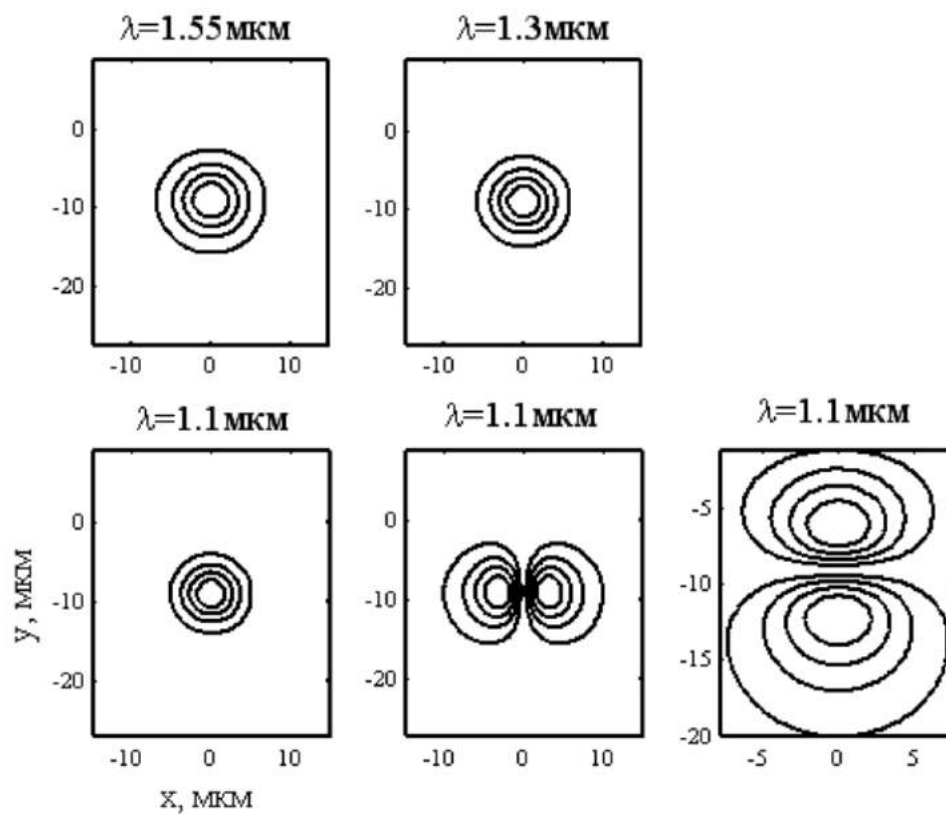


Рисунок 4.2 - Распределение электрического поля мод в поперечном сечении волновода на длинах волн 1,55 мкм, 1,3 мкм и 1,1 мкм

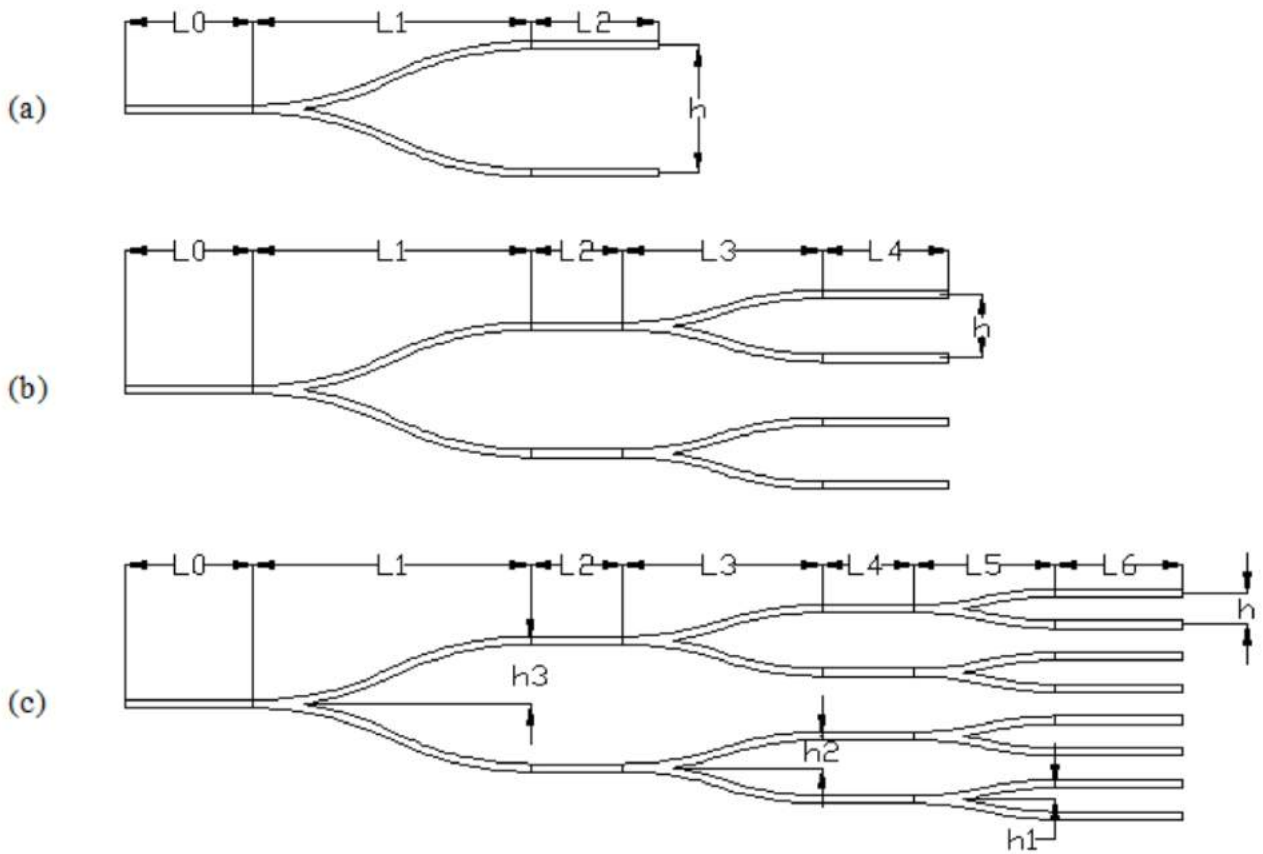


Рисунок 4.3 – Схемы волноводной структуры разветвителей 1×2, 1×4 и 1×8.  
 Расстояние между каналами  $h=250$  мкм

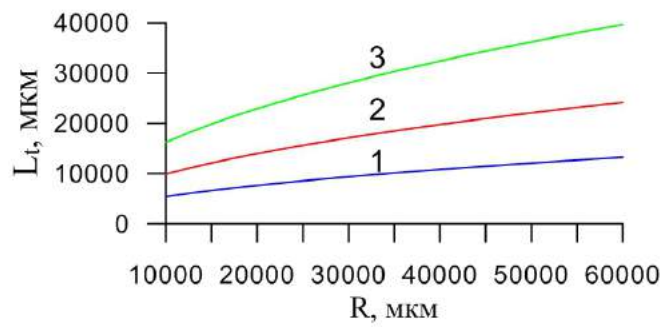


Рис 4.4 – Зависимость общей длины всех S-изгибов разветвителя от допустимого радиуса кривизны для разветвителей 1×4 (кривая 1), 1×8 (кривая 2) и 1×16 (кривая 3)

возникают при стыковке разветвителя с волоконными световодами за счет рассогласования полей мод. Также существует паразитный эффект интерференции излучательных мод и направленной моды волноводной структуры, который отрицательно влияет на неравномерность потерь разветвителя и который необходимо учитывать при выборе длин различных сегментов разветвителя.

Расчет и проектирование разветвителя сводится в определении, исходя из приемлемых размеров всего устройства, минимально возможного радиуса кривизны S-изгиба, обеспечивающего допустимые вносимые потери, определении размеров входного прямолинейного волноводного сегмента и размеров прямолинейных сегментов, которые связывают между собой смежные каскады многоканальной структуры.

При расчете геометрических параметров многоканального разветвителя необходимо определить его общую длину. Общая длина разветвителей, построенных по древовидной топологии, складывается из длины входного прямолинейного канала, длины S-изгибов Y-разветвителей, длины промежуточных волноводных секций, соединяющих смежные каскады и длины выходных прямолинейных волноводов. Длина S-изгиба определяется, при заданном расстоянии между выходными каналами, его радиусом кривизны (для изгибов на основе совмещенных дуг окружностей). Для косинус-изгиба также существует минимальный радиус его кривизны. Одно из базовых требований к разветвителю – малые вносимые потери, поэтому длина S-изгиба однозначно определяется минимально допустимым радиусом его кривизны.

Исходя из различных функциональных форм S-изгибов (см. параграф 3.2), оценена их минимальная длина:

1. Изгиб на основе совмещенных дуг окружностей. Функциональная форма изгиба описывается формулой (3.42). Длина изгиба может быть выражена через радиус:

$$L = \sqrt{4hR - h^2} . \quad (4.6)$$

Так как практически для всех схем интегральной оптики  $h \gg R$ , то можно считать, что длина изгиба

$$L \approx \sqrt{4hR} . \quad (4.7)$$

2. Косинус-изгиб. Функциональная форма изгиба описывается формулой (3.41). Радиус изгиба  $R$ ,

$$R = \frac{2L^2}{\pi^2 h} \frac{1}{\cos\left(\frac{\pi z}{L}\right)}, \quad (4.8)$$

достигает своего минимального значения при условии  $z = 0$  или  $z = L$  и равен

$$R_{\min} = \frac{2L^2}{\pi^2 h}. \quad (4.9)$$

Поэтому длина косинус-изгиба

$$L \approx \sqrt{\frac{\pi^2}{2} h R_{\min}}. \quad (4.10)$$

Если сравнивать между собой S-изгибы обеих форм (приравняв радиус изгиба на основе совмещенных дуг окружностей к минимальному радиусу косинус-изгиба), то можно сделать вывод, что общие длины данных двух типов изгибов находятся в пропорции 1.1:1.

Так как радиационные потери обусловлены радиусом кривизны и длиной S-изгибов, то, для определенного радиуса кривизны, разветвитель будет иметь тем меньше излучательных потерь, чем короче его S-изгибы.

Для многоканального разветвителя  $1 \times N$  древовидной формы, формируемого каскадированием элементарных разветвителей с S-изгибами, высота каждой секции S-изгиба  $h_k$  находятся в следующем соотношении по отношению к предыдущей секции (отсчет каскадов производится от выхода разветвителя к его входу) –  $h, 2h, 4h, \dots, \frac{N}{2} h$  (см. рисунок 4.4(с)). Высота “ $k$ ”-ой секции:

$$h_k = 2^{k-1} h. \quad (4.11)$$

Соответственно, длина этой секции для изгибов на основе дуг окружностей и для косинус-изгиба будет равна, соответственно:

$$L_k = \sqrt{4h_k R}, \quad (4.12(a))$$

$$L_k = \sqrt{\frac{\pi^2}{2} h_k R_{\min}} . \quad (4.12(b))$$

Для создания многоканального разветвителя с одинаковыми радиусами кривизны  $R$  у всех его элементарных секций общая длина разветвителя, для изгибов обоих указанных форм, будет определяться, соответственно, как:

$$L_t = \sum_{k=1}^n \sqrt{4h_k R} = \sqrt{4hR} \sum_{k=1}^n \sqrt{2^{k-1}} = \sqrt{4hR} \frac{(\sqrt{2^n} - 1)}{(\sqrt{2} - 1)} = \sqrt{4hR} \frac{(\sqrt{N} - 1)}{(\sqrt{2} - 1)}, \quad (4.13(a))$$

$$L_t = \sqrt{\frac{\pi^2}{2} h R_{\min}} \frac{(\sqrt{N} - 1)}{(\sqrt{2} - 1)}, \quad (4.13(b))$$

где  $n$  – число каскадов древовидной структуры разветвителя; число выходных портов разветвителя  $N=2^n$ . Из формул (4.13) можно оценить очень важный геометрический параметр многоканального разветвителя – минимально возможную общую геометрическую длину S-изгибов разветвителя.

На рисунке 4.4 показана зависимость общей длины S-изгибов изгибов на основе дуг окружностей от допустимого радиуса кривизны – для разветвителей  $1 \times 4$ ,  $1 \times 8$  и  $1 \times 16$ . Расстояние между выходными каналами принято, в соответствии с международными стандартами, равным 250 мкм (эта величина удобна для стыковки с линейкой волоконных световодов, уложенных в v-канавки кварцевого блока). Величина  $h$ , следовательно, равна 125 мкм.

Подходящие радиусы кривизны S-изгибов для заглубленных волноводов начинаются со значений 25 мм–30 мм, так что, судя по расчетным значениям длины изгибов, и из имеющейся в наличии технологической базы, позволяющей изготавливать интегрально-оптические схемы длиной до 40 мм, можно утверждать, что можно создавать разветвители вплоть до  $1 \times 32$ .

Для косинус-изгибов, исходя из того, что было сказано выше, общие размеры S-изгибов в 1,1 раз больше, чем для изгибов на основе дуг окружностей.

Общая длина устройства, однако, будет несколько больше, так как смежные каскады многоканального разветвителя необходимо соединять прямолинейными волноводными секциями. При оценке их допустимой длины необходимо принимать во внимание особенности процессов распространения в них как основной волноводной моды, так и излучательных мод, которые ее (волноводную моду) сопровождают и вступают с ней в когерентную связь.



К сожалению, на работу Y-разветвителей влияют в негативной степени интерференционные эффекты взаимодействия волн, а именно – интерференции волноводной моды, распространяющейся в разветвителе с полем излучательных мод, образующихся на любых неоднородностях волноводной структуры разветвителя, а также в месте соединения входного волновода разветвителя с волоконным световодом [241–244]. Это взаимодействие приводит к периодическому обмену энергией между направленной и излучательными модами. Излучательные моды имеют свойства квази-направляемых мод, если их спектр довольно узкий. Суперпозиция излучательных мод в этом случае может распространяться на достаточно большие расстояния и имеет достаточно большую амплитуду для взаимодействия с основной волноводной модой. Когерентное смещение этих квази-направляемых волн и моды волновода приводит к колебаниям интенсивности на выходах Y-разветвителя относительно интенсивности противоположного канала, то есть влияет на значение коэффициента разветвления и неоднородности вносимых потерь.

При проектировании оптимальной топологии разветвителя и определения размеров его составляющих волноводов встает задача минимизации данного паразитного эффекта при сохранении требуемых параметров, и, как правило, с требованием обеспечения минимально возможных размеров всего устройства. Кроме того, неточность центрирования разветвителя относительно стыкуемого с ним волоконного световода увеличивает мощность излучательных мод и приводит к неравномерному делению мощности, что также должно быть учтено при разработке оптической схемы.

Рассмотрим отдельно влияние длины промежуточной волноводной секции  $L_2$  на коэффициент деления многоканального разветвителя и неравномерность потерь на примере части разветвителя  $1 \times 4$  (рисунок 4.5(a)).

S-изгиб сам по себе является неоднородной структурой и распространение излучения в нем сопровождается непрерывной генерацией поля излучательных (радиационных) мод, преимущественно по внешней стороне изгиба. Локализация направленной моды также в какой-то степени смещена в поперечном направлении во внешнюю от изгиба сторону. Стык выхода S-изгиба с последующим прямолинейным каналом представляет собой неоднородность двух волноводов и в этом месте, за счет рассогласования полей двух волноводов, также порождается рассеянное поле излучательных мод. Эти моды, распространяясь в области волновода и вблизи него, вступают в когерентную связь с направленной модой, что приводит к колебаниям центра локализации излучения относительно центра канала. Кроме того, часть излучательных мод, распространяясь, достигает рупорообразной части разветвителя и порождает в его широкой

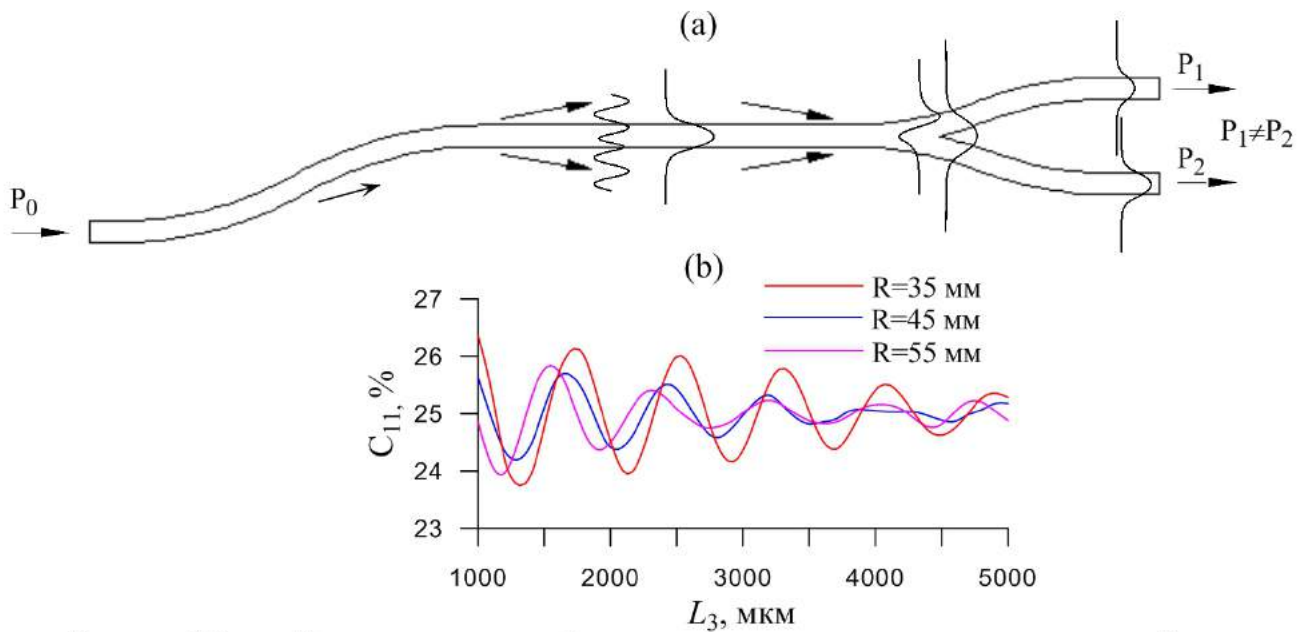


Рисунок 4.5 – а. Иллюстрация интерференции излучательных мод и волноводной моды в связующей волноводной секции и в области второго каскада разветвления разветвителя 1×4; б. График зависимости коэффициента разветвления разветвителя от длины связующей волноводной секции

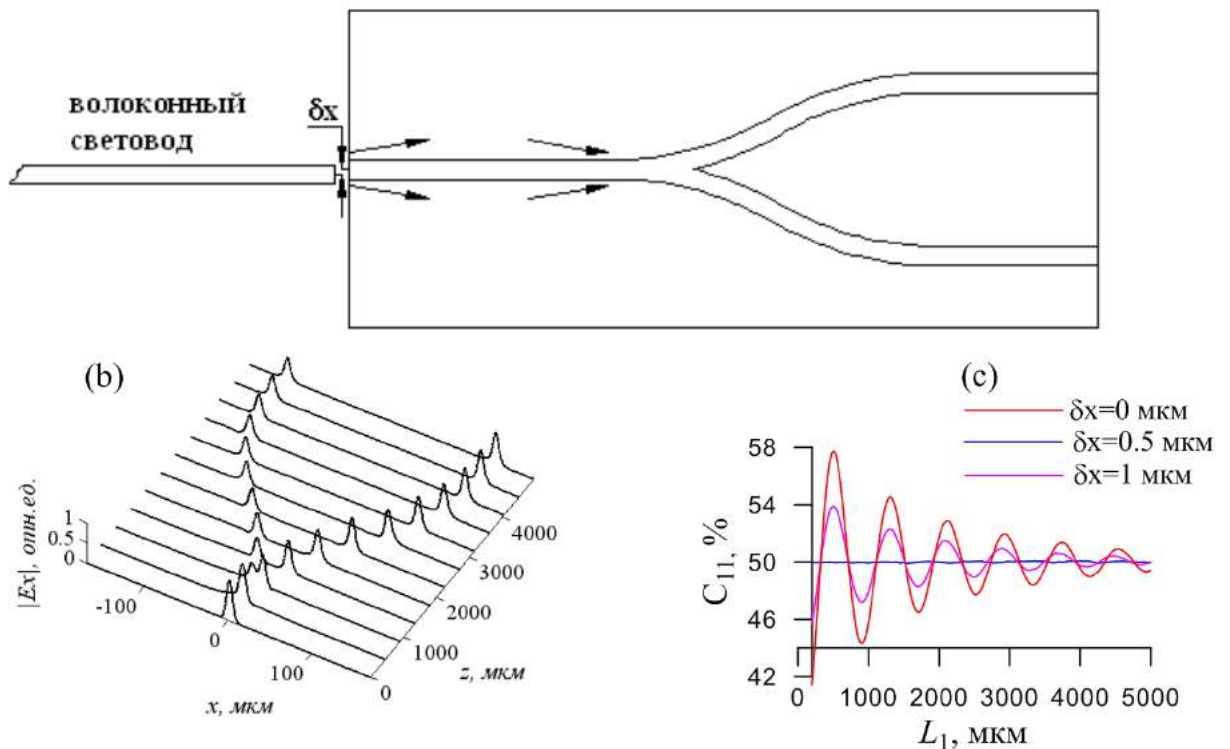


Рисунок 4.6 - а. Иллюстрация интерференции излучательных мод и волноводной моды в входной секции разветвителе 1×2 при соединении разветвителя с волокном; б. Картина распространения оптического излучения в разветвителе 1×2 при его возбуждении модой световода, децентрированной относительно оси волновода; с. График зависимости коэффициента разветвления разветвителя от длины входной волноводной секции

части направленную моду первого порядка, которая, в свою очередь, взаимодействует с основной фундаментальной модой, что приводит к такой форме поля на выходе рупорообразного участка, которая также вносит вклад в неравномерное распределение оптической энергии между выходными каналами [241]. Децентровка излучения происходит при взаимодействии волноводной моды только с антисимметричными излучательными модами [242].

Представлялось важным вопросом оценить степень выраженности данного эффекта для расчета длин промежуточных секций – L2 для разветвителя 1×4, L2 и L4 для разветвителя 1×8 и т.д. Для расчёта применялся трёхмерный метод распространяющегося пучка. Был построен график зависимости коэффициента разветвления разветвителя 1×4 (рисунок 4.5(b)) от длины промежуточной волноводной секции L2. На графике представлены значения коэффициента разветвления только для одного из каналов.

Для данного расчета, на длине волны 1,55 мкм, использовались следующие геометрические параметры разветвителя: расстояние между выходными каналами  $h=250$  мкм, радиус кривизны S-изгиба – 35 мм, длина выходной прямолинейной секции – 2 мм, длина входной секции 2 мкм. Параметры самого волновода указаны выше.

Как видно, данная зависимость носит осциллирующий характер, и осцилляции постепенно затухают, по мере рассеяния излучательных мод в подложку, приближаясь к значению коэффициента разветвления 25%. Для другого канала из той же разветвительной секции форма осцилляций будет такая же, только они будут находиться в противофазе по отношению к показанной кривой. Другие два выходных канала, из другой выходной разветвительной секции по соображениям симметрии обладают идентичными параметрами.

Для радиуса кривизны S-изгибов разветвителя, равному 35 мм, при котором потерями оптической энергии на излучение в самом изгибе можно пренебречь, и при котором длина устройства будет минимальна, при длине связующей секции 1 мм значения коэффициентов разветвления составляют 26,4% и 23,6%, вносимые потери составляют 6,1 и 6,5 дБ, и, соответственно, неоднородность вносимых потерь равна 0,4 дБ.

Как видно из графика, увеличение радиуса кривизны до 45 мм и даже до 55 мм при длинах промежуточной связывающей секции 1–3 мм приводит к уменьшению неравномерности распределения оптической мощности по выходным каналам, но процесс этот выражен не очень сильно. Длина разветвителя при этом увеличивается.

В дальнейших этапах проектирования было решено использовать величину связующего волноводного сегмента 2 мм для разветвителей 1×2, 1×4 1×8, что приводит к достаточно небольшой неравномерности потерь, удовлетворяющей требованиям стандарт Telcordia [75] (даже с некоторым запасом) при приемлемых, технологически возможных размерах устройства. Для разветвителей 1×16 это значение уже должно быть меньше.

Далее рассмотрим вопросы прохождения оптического излучения через разветвитель при децентровке волоконного световода относительно центра входного волновода (см. рисунок 4.6(a)). Хотя используемые волноводы одномодовые, на коэффициент разветвления влияют излучательные моды, которые образуются на стыке волокна и волновода, и часть которых распространяются вдоль всего прямолинейного канала, интерферируя с симметричной волноводной модой, что влечет за собой смещение в поперечном направлении локализации распространяющегося излучения относительно оси входного канала. Это уменьшает равномерность деления мощности. Излучательные моды, которые децентрируют направленную моду, принадлежат к классу антисимметричных мод.

Аналогично рассмотренному выше случаю передачи излучения через промежуточный сегмент многоканального разветвителя, излучательные антисимметричные моды даже достигают рупорообразной области разделения каналов, возбуждая в нем антисимметричную направленную моду первого порядка, которая вступает в интерференцию с основной симметричной направленной модой, что также вносит свой вклад в неравномерное деление мощности (этот процесс также показан на рисунке 4.6(a)).

Общая мощность излучательных мод увеличивается с ростом величины поперечного смещения волокна относительно волновода. Был произведен расчет влияния бокового смещения волокна относительно волновода на коэффициенты разветвления разветвителя. Для вычислений применялся трёхмерный конечно-разностный метод распространяющегося пучка. Расчет проводился для волоконного световода типа SMF-28 с эффективной шириной пятна моды 10,3 мкм на длине волны 1,55 мкм.

На рисунке 4.6(b) приведена характерная картина распространения излучения в разветвителе 1×2 при выраженном эффекте влияния излучательных мод на распространяющееся в канале излучение. Данная картина получена при смещении оси волокна относительно оси волновода на 2 мкм. Это приводит к следующим значениям для коэффициентов передачи разветвления:  $t_{11} = 0,28$ ,  $t_{12} = 0,57$ , и, следовательно, коэффициенты разветвления будут равны  $C_{11}$  и  $C_{12}$  будут равны 33% и 67%, соответственно. Соответственно, вносимые потери для одного канала составляют 5,5 дБ, для другого канала 2,4 дБ, неоднородность потерь 3,1 дБ.

Для данного расчета, на длине волны 1,55 мкм, использовались следующие геометрические параметры разветвителя: расстояние между каналами  $h=250$  мкм, радиус кривизны S-изгиба – 35 мм, длина выходной секции – 2мм, длина входной секции 200 мкм.

На рисунке 4.6(c) показана зависимость коэффициента разветвления разветвителя 1×2 от длины входной волноводной секции при вариации смещения волокна относительно волновода, как параметра,  $\delta x=0$  мкм,  $\delta x=0,5$  мкм и  $\delta x=1$  мкм. Расчетные параметры разветвителя указаны

выше. Как видно, данная зависимость носит осциллирующий характер, с затухающими осцилляциями.

При абсолютно точной центровке волокна относительно волновода ( $\delta x=0$  мкм) наблюдается равномерное распределение мощности. Увеличение смещения волокна относительно волновода приводит к росту асимметричности распределения мощности на выходах. Колебания коэффициентов разветвления на рисунке связаны с интерференцией волноводной моды и излучательных мод. Коэффициенты разветвления осциллируют относительно значения 0,5, постепенно затухая с увеличением длины волновода. Затухающий характер этих колебаний объясняется уменьшением интенсивности излучательных мод, взаимодействующих с направленной модой и, так или иначе, постепенно рассеивающихся в подложку.

Естественно, не весь спектр излучательных мод взаимодействует с волноводной модой. Уровень выходного оптического излучения разветвителя при децентровке волокна относительно волновода зависит от рассогласования полей мод волокна и волновода, часть излучения при стыковке рассеивается в подложку. Однако, некоторая часть этого излучения, распространяющаяся в области канала и вблизи него, принимает участие во взаимодействии с направленной модой, влияя тем самым и на потери и на их неравномерность между выходными каналами.

Если выбрать размер входной секции  $L_0$  равным 2 мм, то при смещении волокна относительно волновода на расстояние  $\delta x=1,5$  мкм вносимые потери составляют для одного канала 4,8 дБ, для другого канала 2,4 дБ, неоднородность потерь, соответственно, будет равна 2,4 дБ. Так что при таком смещении, и величина вносимых потерь и их неоднородность, в соответствии с рекомендациями Telcordia для разветвителей  $1 \times 2$ , неприемлемы.

Может оказаться и такая ситуация, предсказуемая по проведенным расчетам: вносимые потери удовлетворяют требованиям стандарта, а неравномерность не удовлетворяет. К примеру, для смещения волокна относительно волновода  $\delta x=1,0$  мкм вносимые потери составляют для одного канала 4,2 дБ, для другого канала 2,6 дБ, неоднородность потерь, соответственно, будет равна 1,6 дБ, что является слишком большой величиной.

Влияние когерентной связи направленной моды с излучательными модами можно минимизировать, используя для входного участка более длинные прямолинейные волноводы, поскольку интенсивность излучаемых мод убывает с увеличением расстояния от источника возбуждения. Кроме того, увеличивается разность фаз в непрерывном спектре излучаемых мод, предотвращая их когерентную связь с направленной модой. Но очень длинная входная часть разветвителя приводит к неприемлемой длине всего устройства. Однако достаточно равномерное распределение мощности (амплитуда колебаний на рисунке 4.7(с) становится очень малой) достигается на приемлемом уровне уже при величине входного волноводного сегмента  $L_0 > 2$  мм, которое и было решено использовать.

В ряде современных научных исследований, посвященных вопросам построения Y-разветвителей на базе различных технологий интегральной оптики, предлагается во входном волноводе использовать специальный модовый фильтр, для подавления излучения радиационных (излучательных) мод в области канала [245-247]. Модовый фильтр представляет собой зауженный волновод, который является частью входного канала и расположен в его центральной части. Принцип его действия основан на рассеянии образовавшихся на стыке с волокном излучательных мод в подложку, в области зауженного волновода. Поэтому на вход разделительной части разветвителя «приходит» только фундаментальная мода, которая далее распространяется адиабатически. При этом удаётся достигнуть равномерного распределения мощности.

К сожалению, использовать этот способ для используемой в нашем случае технологии изготовления волновода путем ионного обмена и последующего заглабления представляется затруднительным. Дело в том, что для создания такого модового фильтра технологически уменьшают размеры канала, к примеру, уменьшают на 10% его ширину [245]. Локализация волноводной моды (мода находится далеко от условия отсечки) сужается и поэтому происходит описанный выше процесс фильтрации излучательных мод. В нашем случае технологии ионного обмена вся волноводная структура формируется одновременно, и поэтому сузить локализацию излучения в какой-либо части волновода, вероятно, нельзя. Если увеличить ширину щели в маске, то  $\Delta n$  волновода станет больше, но, к сожалению, и пространственные размеры канала тоже станут больше, и более того, волновод, станет поддерживать две или большее число мод. Уменьшение же размеров щели приводит к увеличению, а не уменьшению размеров модового пятна, так как уменьшится  $\Delta n$  канала, и связь с излучательными модами станет не меньше, а больше.

Длина выходных волноводных секций разветвителей должна выбираться с учетом следующих физических соображений. Как говорилось выше, поле части излучательных мод, порождаемое на всех неоднородностях разветвителя, может распространяться достаточно далеко. Поэтому необходимо произвести фильтрацию данных мод, полезной роли не выполняющих. Так что длины выходных секций по этой причине не могут быть очень короткими. Другая причина увеличения размеров выходных прямолинейных волноводов состоит в необходимости центровки излучения моды по оси выходного канала для эффективной его стыковки с волокном, так как S-изгиб последней секции разветвителей все же немного децентрируют ее (моду).

С учетом вышеуказанных особенностей распространения световых направленных волн в многоканальном разветвителе были спроектированы оптимальные топологии схем разветвителей 1×2, 1×4, 1×8. Выходное расстояние между каналами принималось равным 250 мкм. Для всех S-изгибов всех разветвителей радиус кривизны был выбран одним и тем же и равным 35 мм. Длину промежуточной волноводной секции для лучшей равномерности вносимых потерь

было решено принять равным 2мм для всех разрабатываемых разветвителей. Длину выходной секции было решено принять также равной 2 мм.

Для всех типов разветвителей были построены спектральные зависимости коэффициентов передачи мощности от входного порта на выходные порты и по ним уже определялись базовые характеристики разветвителя – коэффициент разветвления, вносимые потери и их неоднородность. Естественно, в качестве входного источника излучения использовалось оптическое волокно. На различных длинах волн распределение электрического поля фундаментальной моды  $HE_{11}$  волокна поле описывается гауссовой функцией:

$$E_{in} = E_0 \exp\left(-\frac{(x^2 + y^2)}{w_0^2}\right), \quad (4.14)$$

где  $E_0$  – амплитуда распределения электрического поля волокна,  $w_0$  – полуширина пятна моды  $w_0$ :

$$w_0 = \frac{d}{2} \left( 0.65 + \frac{1.619}{V^{3/2}} + \frac{2.879}{V^6} \right). \quad (4.15)$$

Нормированная частота  $V$  определяется как [4-5]:

$$V = \frac{k_0 d}{2} * \sqrt{(n_{cl} + \Delta n_{fiber})^2 - n_{cl}^2}, \quad (4.16)$$

где  $n_{cl}$  – показатель преломления оболочки кварцевого волокна, который рассчитывается по дисперсионной формуле Селмейера для плавленого кварца:

$$n_{cl} = \sqrt{1 + \frac{0.6961663\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0684043^2} + \frac{0.8774794\lambda^2}{\lambda^2 - 9.896161^2}}. \quad (4.17)$$

Из паспортных данных на оптическое волокно SMF-28, используемое в оптических линиях связи, его приращение показателя преломления:

$$\Delta n_{fiber} = \left( \frac{0.35}{100} \right) n_{cl}. \quad (4.18)$$

При расчете спектральной характеристики вносимых потерь и их неоднородности по различным каналам разветвителя производился перерасчет значений полуширины пятна моды волокна  $w_0$  на различных длинах волн. Параметры самого волновода разветвителя – показатель преломления подложки и приращение показателя преломления волновода относительно подложки также корректировались с учетом длины волны по формулам (4.4) и (4.5). На выходе разветвителя по интегралу перекрытия полей вычислялись потери на стыковку волноводных каналов с волоконным световодом, идентичным входному световоду.

Проведен расчет разветвителей  $1 \times 2$ . На рисунке 4.7(a) показана картина распространения оптического излучения в разветвителе  $1 \times 2$  на длине волны 1,55 мкм. Коэффициент разветвления на этой длине волны равен 50%, вносимые потери 3,3 дБ. Различия данных параметров по обоим выходам схемы практически нет.

Картина распространения излучения в обратную сторону показана на рисунке 4.7(b). Вносимые потери почти те же.

Зависимость вносимых потерь и коэффициента разветвления одномодового разветвителя  $1 \times 2$  от длины волны показаны на рисунке 4.8(a) и рисунке 4.8(b), соответственно. Как видно, и потери, и коэффициент разветвления практически не меняются в расчетном диапазоне длин волн. Коэффициент разветвления на длине волны 1,3 мкм равен 50%, вносимые потери 3,2 дБ. Различия потерь и коэффициента разветвления по выходным портам практически нет. Все указанные расчетные значения потерь и коэффициента разветвления имеют значения значительно меньшие, чем допуск по стандартам. Для сопоставления на рисунке 4.8(a) показана величина максимально допустимых вносимых потерь согласно стандарту “Telcordia”.

Поляризационно-зависимые потери, как и следовало ожидать, также оказались чрезвычайно малы. На длине волны 1,55 мкм вносимые потери для ТЕ-поляризации для обоих выходных портов составляют 3,315 и 3,318 дБ. Для ТМ-поляризации вносимые потери составляют 3,312 и 3,323 дБ. Максимальное различие потерь составляет 0,005 дБ! Такого же порядка значения были и на других длинах волн излучения, при допуске стандарта на разветвители  $1 \times 2$  в 0,5 дБ. Так что дальнейшие расчеты проводились только для ТЕ-поляризованного излучения.

Проведен расчет разветвителей  $1 \times 4$ . На рисунке 4.9(a) показана картина распространения оптического излучения в разветвителе  $1 \times 4$  на длине волны 1,55 мкм. Коэффициент разветвления на этой длине волны составляет, для выходных портов №1 и №2 – 24,4 % и 25,6 %, вносимые потери 6,6 дБ и 6,3 дБ. Два других порта обладают идентичными параметрами.

Спектральная характеристика вносимых потерь и коэффициента затухания одномодового разветвителя  $1 \times 4$  показаны на рисунке 4.9(b) и рисунке 4.9(c), соответственно. На графике 4.9(b) также указан максимальный допуск на вносимые потери. Выходные порты 3 и 4 обладают такими же значениями вносимых потерь. Как видно, обе зависимости носят в какой степени



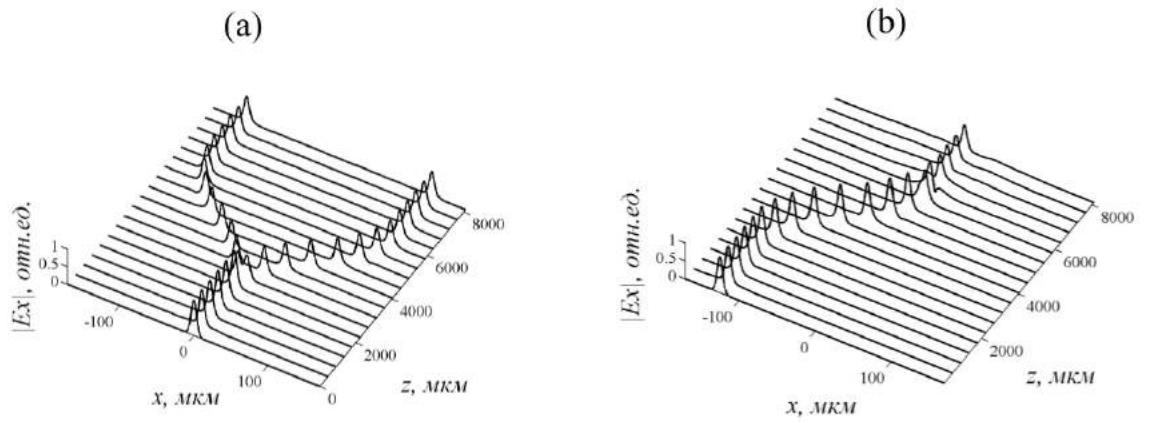


Рисунок 4.7 – Картина распространения оптического излучения в разветвителе 1×2 в прямую (а) и в обратную сторону (б)

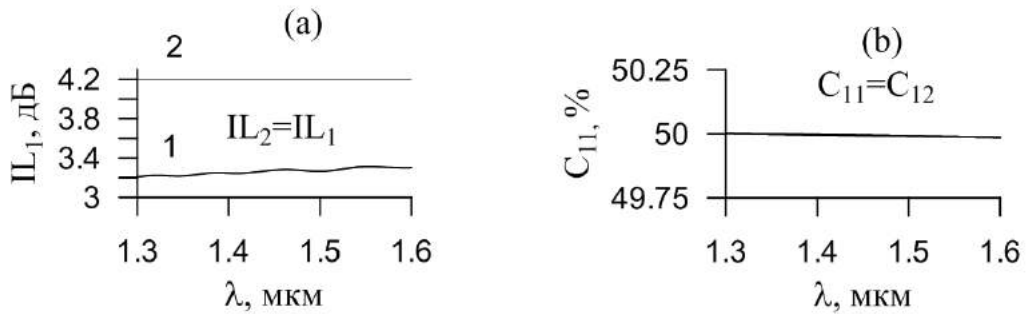


Рисунок 4.8. – а. 1 - Зависимость вносимых потерь от длины волны.

2 - Допустимые вносимые потери согласно стандарту Telcordia;

б. Зависимость коэффициентов разветвления от длины волны

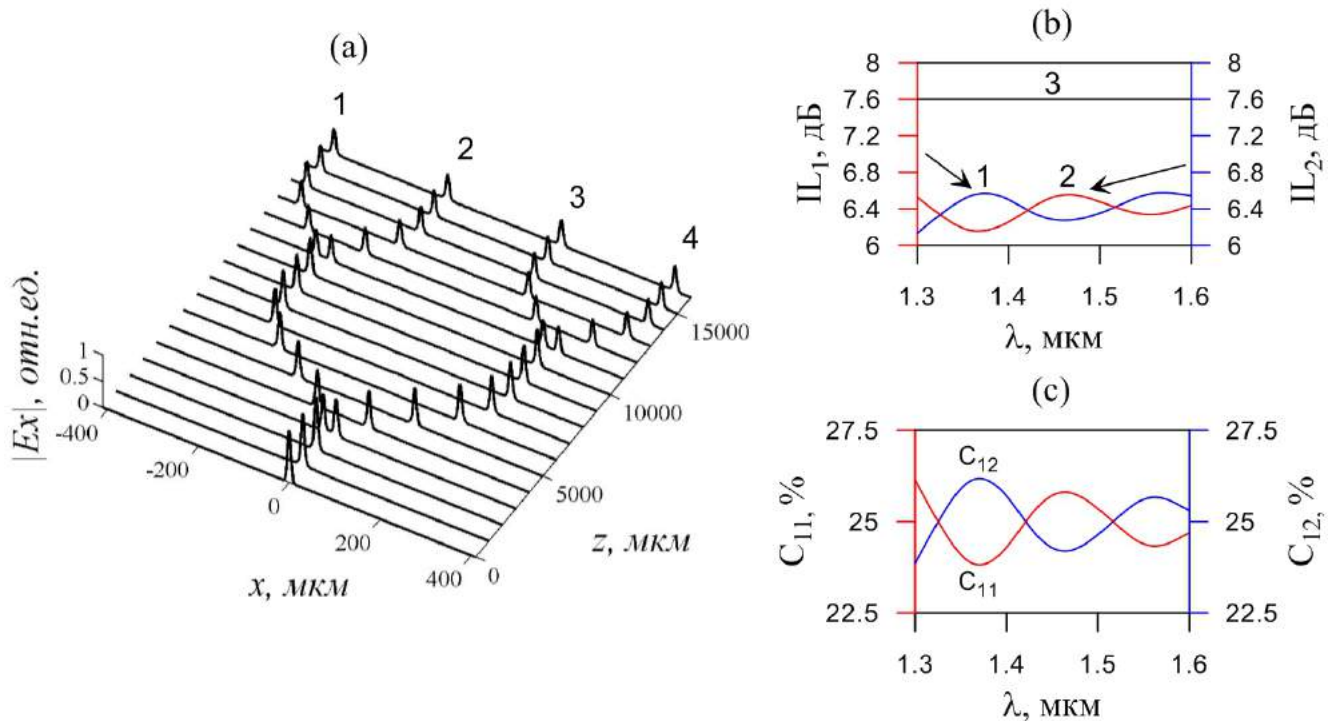


Рисунок 4.9 – а. Картина распространения оптического излучения в разветвителе 1×4;

б. Кривые 1 и 2 - Зависимость вносимых потерь по двум выходным портам (№ 1 и № 2) от длины волны. Прямая 3 - Величина максимально допустимых

вносимых потерь, определяемая стандартом на разветвителе 1×4;

с. Зависимость коэффициентов разветвления от длины волны

осциллирующий характер, с колебаниями значений по выходных портами, находящимися в противофазе друг по отношению к другу. Осцилляции коэффициента разветвления происходят относительно идеального значения коэффициента разветвления 25%.

Причина осцилляций, как говорилось выше, состоит в паразитном эффекте интерференции направленной моды и излучательных мод в прямолинейных волноводных сегментах, связывающих смежные секции разветвительных каскадов и в возбуждении излучательными модами направленной  $TE_1$ -моды рупорообразного волновода выходного каскада разветвителя.

Максимальная неоднородность вносимых потерь во всем диапазоне составляет 0,4 дБ при допуске на эту величину 1,2 дБ.

На длине волны 1310 нм величина вносимых потерь для половины разветвителя (порты №1 и №2) составляет 6,2 дБ и 6,5 дБ, коэффициент разветвления равен 25,7% и 24,3%. Другая половина (порты №3 и №4) имеет такие же параметры.

Проведен расчет разветвителей  $1 \times 8$ . На рисунке 4.10(a) показана картина распространения оптического излучения в разветвителе  $1 \times 8$  на длине волны 1,55 мкм. Коэффициент разветвления на этой длине волны составляет, для выходных портов №1, №2, №3 и №4 – 12,0%, 12,5 %, 13%, 12,5 %, соответственно, вносимые потери 9,8 дБ, 9,7 дБ, 9,5 дБ, 9,6 дБ. Четыре других порта обладают идентичными параметрами.

Спектральная характеристика вносимых потерь и коэффициента затухания одномодового разветвителя  $1 \times 8$  показана на рисунке 4.10(b) и рисунке 4.10(c), соответственно. На графике 4.10(b) указан максимальный допуск на вносимые потери. Так же, как и в случае разветвителей  $1 \times 4$ , обе зависимости носят осциллирующий характер, обусловленный паразитной интерференцией направленной модой и частью излучательных мод.

Максимальная неоднородность вносимых потерь во всем диапазоне длин волн составляет 1,1 дБ при допуске на эту величину 1,8 дБ.

На длине волны 1,31 мкм коэффициент разветвления составляет, для выходных портов №1, №2, №3 и №4 – 13,3%, 12,6 %, 11,5%, 12,6 %, вносимые потери 9,2 дБ, 9,4 дБ, 9,8 дБ, 9,4 дБ.

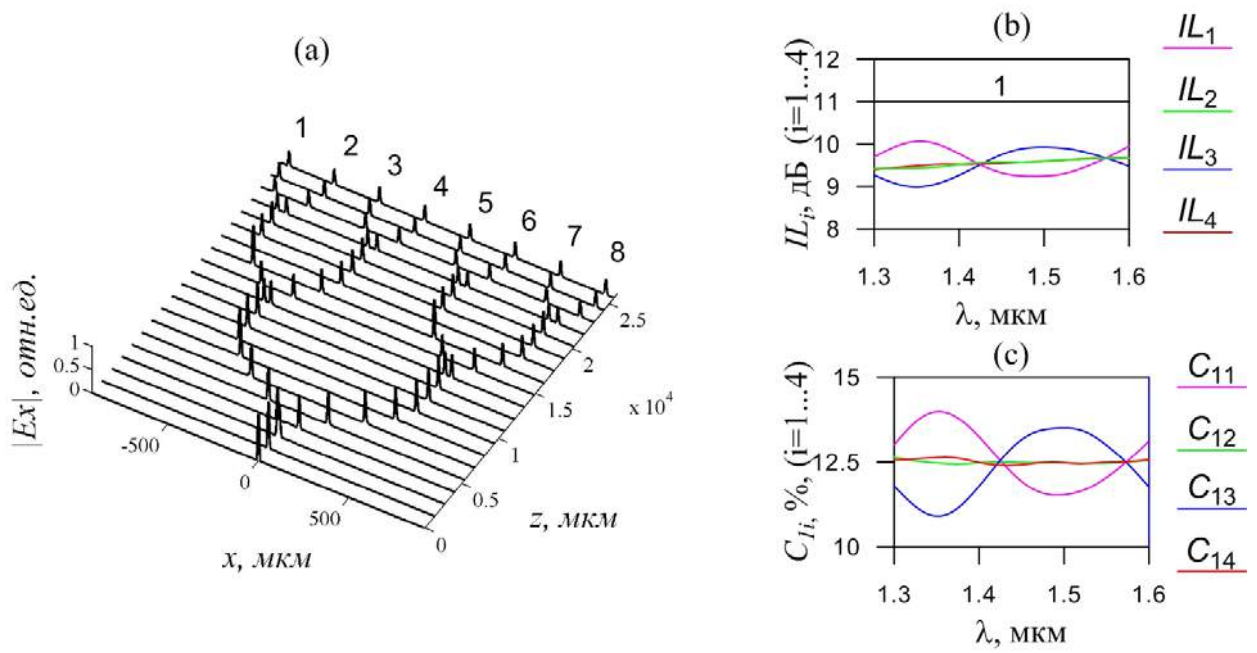


Рисунок 4.10 – а. Картина распространения оптического излучения в разветвителе  $1 \times 8$ ;  
 б. Зависимость вносимых потерь по четырем выходным портам (№ 1, № 2, № 3, № 4) от длины волны. Прямая 1 - величина максимально допустимых вносимых потерь, определяемая стандартом на разветвители  $1 \times 8$ ;  
 с. Зависимость коэффициентов разветвления от длины волны

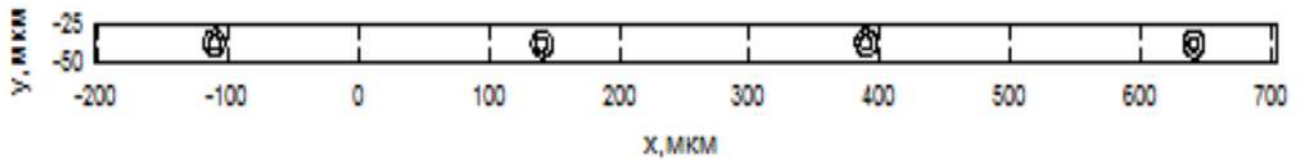


Рисунок 4.11 – Измеренное распределение интенсивности оптического излучения на выходном торце разветвителя  $1 \times 4$  на основе заглубленных  $Ag^+$ -волноводов. Длина волны - 1,55 мкм. Расстояние между каналами - 250 мкм

В целом, все полученные графики спектральной зависимости вносимых потерь и коэффициентов разветвления разветвителей  $1 \times 2$ ,  $1 \times 4$  и  $1 \times 8$  показывают хорошие ахроматические свойства разветвителей в широком диапазоне длин волн  $1,3 \text{ мкм} - 1,6 \text{ мкм}$ , низкие вносимые потери и низкую неоднородность этих потерь. Нечувствительность к поляризации входного излучения также очень высокая.

При необходимости неравномерного деления мощности в одномодовом разветвителе в качестве разделяющего волноводного элемента необходимо использовать направленные ответвители с подобранной, для заданного коэффициента деления мощности, длиной связи (см. параграф 3.2). Вопросы построения широкополосных направленных ответвителей будут рассмотрены ниже.

На основе заглубленных  $\text{Ag}^+$ -волноводов в стекле К-8 был изготовлен разветвитель  $1 \times 4$ , в соответствии с разработанными выше рекомендациями по разработке схем многоканальных разветвителей древовидной архитектуры. Волноводная схема изготавливалась в 2 этапа. На первом этапе технологического процесса волноводные каналы формировались путем ионного обмена  $\text{Ag}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$  в течение 80 минут в стекле К-8 в расплаве смеси солей  $\text{AgNO}_3$  и  $\text{NaNO}_3$  в молярных долях 1:200. На втором этапе волноводные каналы заглублялись методом электро-стимулированной диффузии в течение 80 минут в расплаве соли  $\text{NaNO}_3$  при стимулирующем напряжении 290 В. Сила тока, пропускаемого через стеклянную подложку, составляла 10-15 мА. В результате сформированные волноводные каналы на длине волны  $1,55 \text{ мкм}$  имели размеры модового пятна  $11,4 \times 10,4 \text{ мкм}$ , что примерно соответствует размерам применяемого в системах оптической связи волоконного световода SMF-28 –  $10,4 \pm 0,8 \text{ мкм}$ .

Параметры изготовленного разветвителя: радиус кривизны всех S-изгибов 40 мм (было решено увеличить на 5 мм по сравнению с расчетными данными), расстояние между соседними выходными каналами 250 мкм. Ширина всей схемы составляет 1000 мкм. Длина прямолинейных сегментов, соединяющих каналы, составляет 2 мм. Длина прямолинейных волноводных сегментов на входе и выходе разветвителя – 2 мм. Общая длина всей схемы – около 17 мм.

На рисунке 4.11 показано распределение интенсивности оптического излучения на выходе изготовленного разветвителя, измеренное на длине волны  $1,55 \text{ мкм}$  на специальном описанном выше стенде с помощью специализированной камеры Spiricon 503U-1550. Измеренные коэффициенты разветвления составляют 27,5%, 23,4%, 23,1%, 26,0%. Потери разветвителя, измеренные путем сопоставления выходной мощности на выходе его каналов с мощностью оптического излучения на выходе прямолинейного канала, расположенного рядом с разветвителем, не превышали 0,3 дБ.

Проведена разработка разветвителей  $2 \times N$ , то есть с двумя независимыми входными портами. Для их создания использовались направленные ответвители в качестве первого каскада схемы.

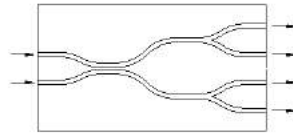
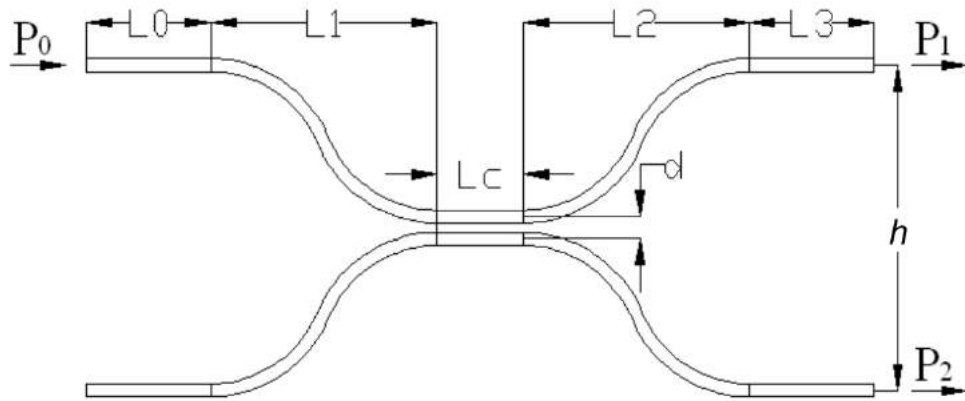
На рисунке 4.12(a) показана схема симметричного разветвителя (разветвителя с одинаковыми параметрами образующих его волноводов) с обозначениями расчетных параметров. На рисунках 4.12(b) и (c) представлены картины распространения оптического излучения в разветвителе  $1 \times 4$ , в котором первым каскадом является направленный ответвитель. Схема разветвителя показана на вкладке к обоим рисункам. Направленный ответвитель имеет коэффициент разветвления 50%:50% (3 дБ), для этого расчетная длина связи  $L_c$  должна, для рабочей длины волны 1550 нм, составлять 1950 мкм при расстоянии между каналами  $d$  в 15 мкм. Параметры волноводной структуры разветвителя – такие же, как для описанных выше разветвителей  $1 \times N$ , радиус кривизны S-изгибов – 35 мм.

Симметричный ответвитель, использованный выше для построения модели разветвителя  $2 \times 4$ , обладает следующей спектральной зависимостью коэффициента разветвления в выходные порты, показанной на рисунках 4.13(a) и (b). Расстояние между каналами в зоне связи – 15 мкм, расстояние между двумя входными каналами  $h=250$  мкм, такое же расстояние между выходными каналами. Как видно, существует заметное отклонение от 3-дБ деления мощности при отклонении от центральной длины волны 1550 нм. На рисунке 4.13(c) показана зависимость неоднородности потерь симметричного направленного ответвителя от длины волны. Как видно, в диапазоне 1,5-1,6 мкм разность значений вносимых потерь превышает допуск на неоднородность –  $0,2 \log_2(2)$ , то есть 0,7 дБ. Была предпринята попытка выровнять эту зависимость путем уменьшения расстояния между каналами до 12 мкм и до 10 мкм, но различие в построенных кривых оказалось несущественным. Разброс значений коэффициента разветвления в пределах расчетного диапазона длин волн 1,5–1,6 мкм везде составлял от 40% до 60%.

Получить ахроматические свойства можно у асимметричных направленных ответвителей [76-77]. Для того чтобы рассмотреть вопросы построения широкополосных разветвителей, необходимо обратиться к основным формулам, описывающим интерференцию направленных мод в зоне связи, которая и приводит к перераспределению оптической энергии по выходным каналам.

Коэффициент разветвления в перекрестный порт для асимметричных направленных ответвителей определяется по формуле [77]:

(a)



(b)

(c)

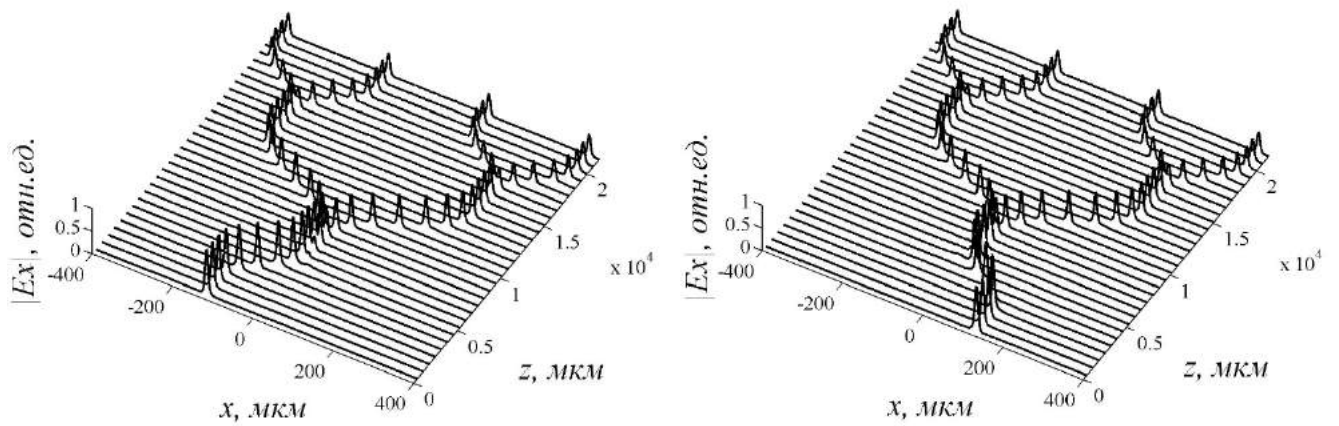


Рисунок 4.12 - а. Схема симметричного направленного ответвителя;  
б. и с. Картина распространения оптического излучения в разветвителе 2×4  
с первого входного порта (б) и со второго входного порта (с)

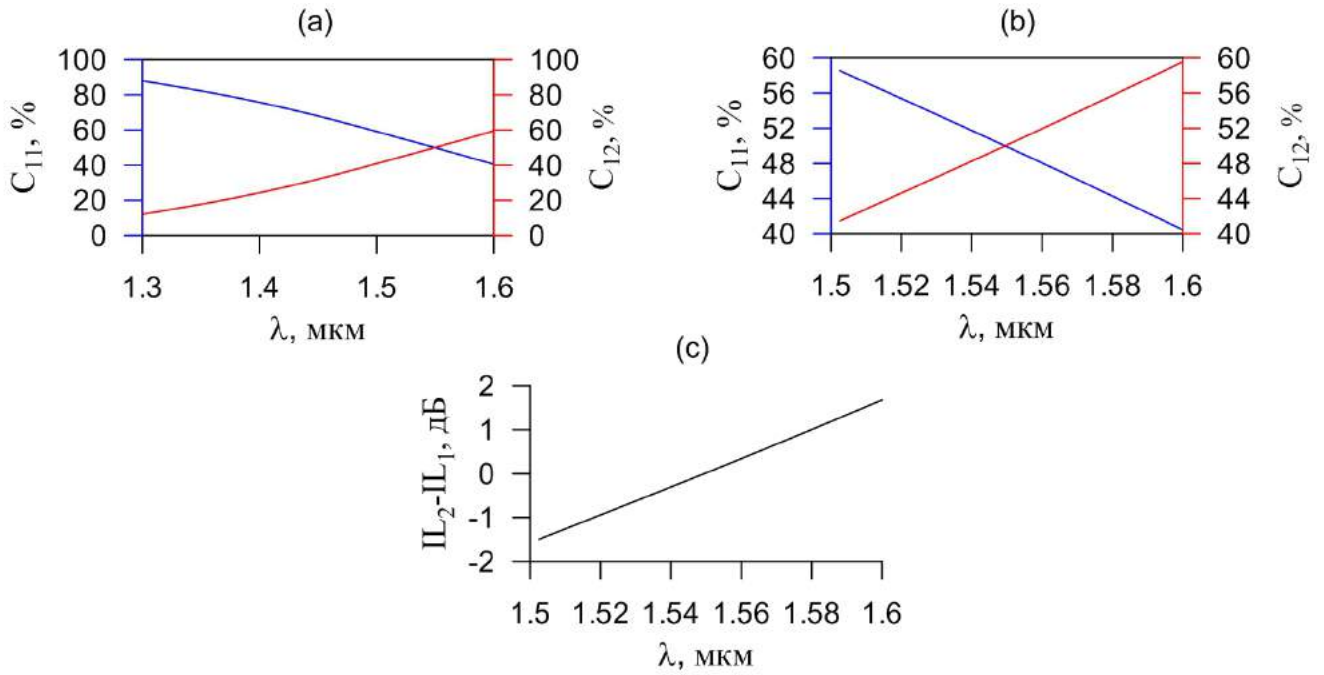


Рисунок 4.13 - а и б. Зависимость коэффициент разветвления симметричного 3-дБ направленного ответвителя (рабочая длина волны 1.55 мкм) в спектральном диапазоне 1.2–1.6 мкм и, в увеличенном виде, в диапазоне 1.5–1.6 мкм; с. Зависимость неоднородности потерь симметричного направленного ответвителя от длины волны

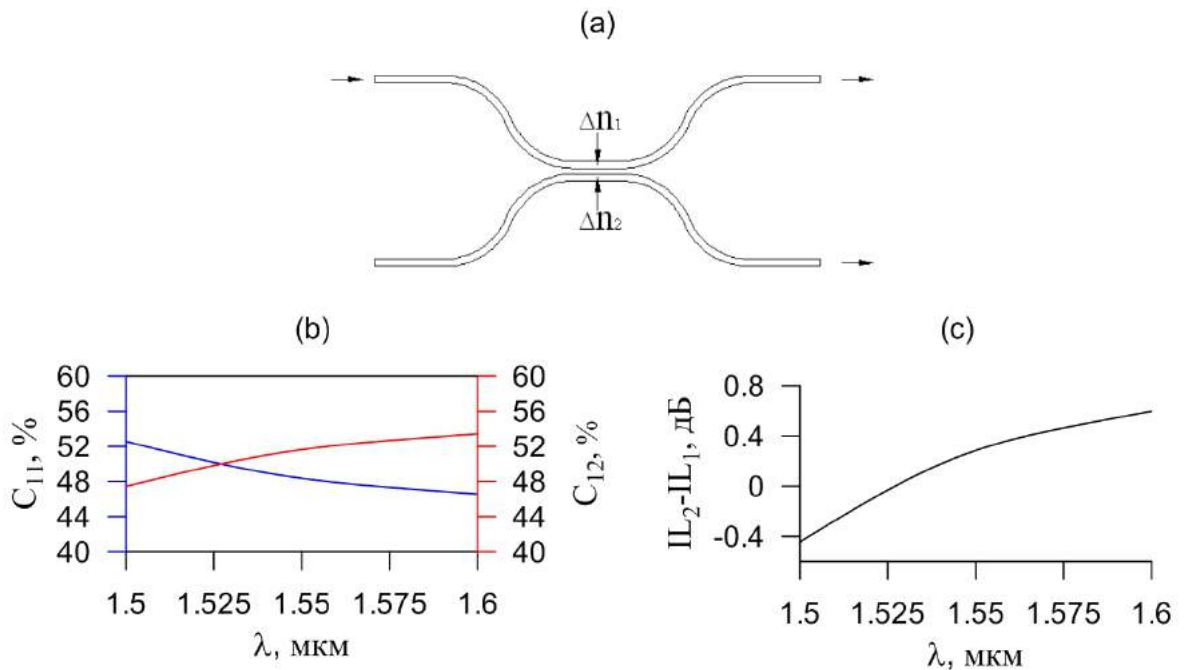


Рис. 4.14. - а. Схема асимметричного направленного ответвителя с различными  $\Delta l$  каналов; б. - Зависимость коэффициента разветвления асимметричного 3-дБ направленного ответвителя в спектральном диапазоне 1.5–1.6 мкм; с. Зависимость неоднородности потерь асимметричного направленного ответвителя от длины волны

$$C_{12} = F^2(\lambda) \sin^2 \left( \frac{K(\lambda)}{F(\lambda)} L_c + \phi(\lambda) \right), \quad (4.19)$$

где  $K$  – коэффициент связи,  $\phi$  – часть общего сдвига фаз, которая накапливается к выходу разветвителя за счет интерференции в области S-изгибов. “Дефазирующий” коэффициент  $F(\lambda)$  имеет следующее выражение:

$$F(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{1 + \left( \frac{\Delta\beta(\lambda)}{2K(\lambda)} \right)^2}}, \quad (4.20)$$

где  $\Delta\beta$  – разность констант распространения обоих волноводов ответвителя, рассматриваемых изолированными. Коэффициент  $F$  ограничивает величину оптической мощности, которую можно перенаправить в перекрестный порт. Он зависит от степени асимметрии волноводов ответвителя – различия их материальных параметров, следствием которого является различие их констант распространения  $\Delta\beta = |\beta_1 - \beta_2|$ ,  $\beta_1, \beta_2$  – константы распространения обоих волноводов ответвителя. Следует отметить, что величина  $\Delta\beta$  прямо зависит от длины волны:

$$\Delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda} |N_{eff}^{(1)} - N_{eff}^{(2)}|, \quad (4.21)$$

где  $N_{eff}^{(1)}, N_{eff}^{(2)}$  – эффективные показатели преломления мод обоих волноводов.

Создание ахроматического в некотором диапазоне длин волн асимметричного направленного ответвителя основано на том факте, что множитель  $F^2$  формулы (4.19), определяющей параметры ответвителя, частично ослабляет спектральную зависимость второго множителя формулы –  $\sin^2$ , так как имеет значение, меньшее 1 ( $F^2 < 1$ ) [77]. Чувствительность ответвителя к длине волны уменьшается, если:

1. увеличить разность констант распространения;
2. увеличить коэффициент связи.

Первое условие в случае ионообменной технологии достигается изготовлением волновода через маски с различной шириной щели. Следствием этого является формирование направленного ответвителя с различным  $\Delta l$  обоих каналов. На рисунке 4.14(а) показана схема такого асимметричного направленного ответвителя. Второе условие достигается при сближении волноводов.



Однако необходимо иметь в виду, что существуют ограничения на вариации обоих параметров. Ширина щели в маске по технологическим причинам ограничений фотолитографического процесса не может быть менее 1 мкм. Увеличивать же размер щели в маске, по отношению к щели, через которую формируется противоположный канал, нельзя, так как это приведет к многомодовому режиму в части рабочих длин волн.

Сближение волноводов увеличивает требования к точности их расположения, так как отклонение от заданного расположения будет приводить к разбросу значений коэффициента передачи мощности ответвителя в выходные порты.

Расчет спектральной характеристики асимметричного направленного ответвителя был проведен для следующих значений его параметров – расстояние между каналами – 10 мкм, длина связи – 350 мкм.  $\Delta l$  обоих волноводов – 0,0057 и 0,0047, соответственно. Уменьшенная величина максимального приращения показателя преломления одного из волновода (0,0047) получается при уменьшении ширины щели от 2 мкм до 1,2 мкм. Как показали расчеты, эффективные размеры распределения показателя преломления этого волновода  $d_x$  и  $d_y$  и уровень его заглубления почти не изменились.

На рисунке 4.14(b) показана зависимость коэффициент разветвления асимметричного 3-дБ направленного ответвителя в спектральном диапазоне 1,5–1,6 мкм. Как видно, зависимость коэффициента разветвления от длины волны при данных параметрах сглаживается и разброс значений коэффициента разветвления мощности в выходные порты в указанном диапазоне длин волн уменьшается, по сравнению с симметричным направленным ответвителем.

На рисунке 4.14(c) показана зависимость неоднородности потерь асимметричного направленного ответвителя от длины волны. Максимальная неоднородность потерь, согласно расчету, составляет менее 0,6 дБ, что подходит под норму стандарта “Telcordia”.

Таким образом, направленные ответвители с различным  $\Delta l$  образующих их волноводов, при соответствующем подборе параметров связи, имеют достаточно плоскую спектральную характеристику коэффициентов передачи мощности в выходные порты.

В работе [77] указывается и на возможность создания широкополосных симметричных направленных ответвителей, что в случае нашей технологии ионного обмена, было бы наиболее просто. Коэффициент разветвления в перекрестный порт определяется по формуле:

$$C_{12} = \sin^2(K(\lambda)L_c + \phi(\lambda)). \quad (4.22)$$

Основная идея выравнивания спектральной характеристики коэффициентов передачи направленных ответвителей состоит в стабилизации величины  $K(\lambda)L_c + \phi(\lambda)$ , то есть чтобы она

не зависела от длины волны. Иными словами, зависимости величин  $K$  и  $\phi$  от длины волны должны в необходимом диапазоне длин волн компенсировать друг друга. Возможность такой стабилизации основана на факте, что зависимость коэффициента передачи (разветвления) ответвителя от длины волны может быть не только возрастающей, но и убывающей, по мере увеличения длины волны. В данной работе утверждается, что условие  $\frac{\partial K}{\partial \lambda} < 0$  наблюдается в направленных ответвителях с большим коэффициентом связи, при небольшом расстоянии между каналами,

Так как параметры наших ионообменных заглубленных волноводов были “адаптированы” для эффективной стыковки с волокнами, то искать отрицательный наклон коэффициента связи, как функции длины волны  $K=K(\lambda)$ , можно было, только варьируя расстояние между каналами. Такой расчет был проведен, но для расстояний между каналами от 10 мкм и выше было определено, что функция  $K=K(\lambda)$  имеет в диапазоне 1,3-1,6 мкм положительный наклон,  $\frac{\partial K}{\partial \lambda} > 0$ .

Дальнейшее сближение каналов по ряду причин представлялось неразумным, в основном, по соображениям технологических допусков, так как отклонение от заданного значения этого расстояния уже значительно бы влияло на коэффициент передачи мощности в оба выходных порта. К сожалению, можно констатировать о проблематичности построения широкополосных симметричных направленных ответвителей, построенных по технологии ионного обмена, в телекоммуникационных диапазонах длин волн.

Таким образом, теоретическое рассмотрение вопросов построения ахроматических направленных ответвителей, получаемых по технологии ионного обмена в стекле с последующим заглублением канала, показало, что наиболее приемлемым вариантом является построение асимметричного направленного разветвителя с различным значением  $\Delta n$  обоих его каналов.

Проведено исследование процессов межмодовой интерференции волноводных мод в квазипланарном слабонаправляющем ионообменном волноводе в стекле и осуществлена разработка одномодовых разветвителей оптического излучения, использующих в основе своего функционирования интерференцию волноводных мод (ММІ – multimode interference). Волноводный ММІ-разветвитель состоит из входного одномодового канала, широкого квазипланарного многомодового волновода, в котором и происходит разделение мощности оптического излучения на части, и выходных одномодовых каналов, имеющих форму S-изгибов (см. рисунок 4.15(a)).

Физический принцип разделения мощности оптического излучения основан на отображении распределения электромагнитного поля оптического излучения, входного для многомодового волновода, на набор его идентичных образов, формирующихся на определенной длине

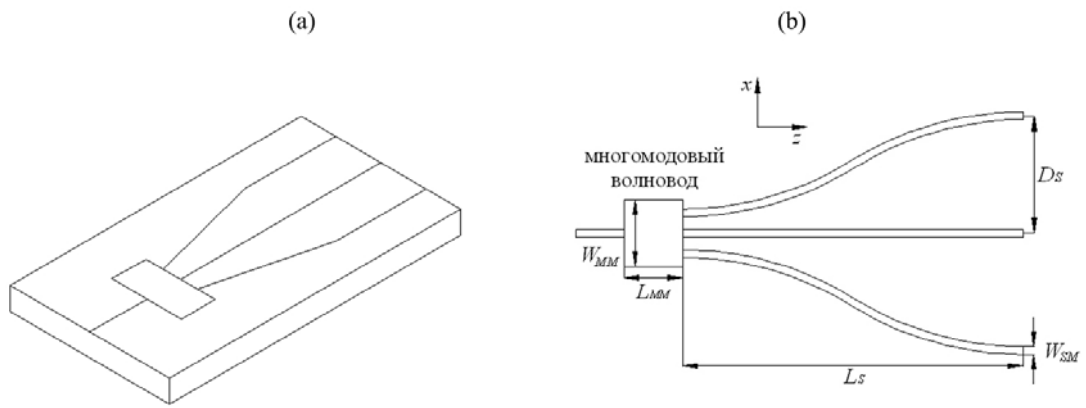


Рисунок 4.15 – Интегрально-оптический MMI-разветвитель оптического излучения 1×3: схематический трехмерный вид – (а) и пространственная топология на основе S-изгибов – (б)

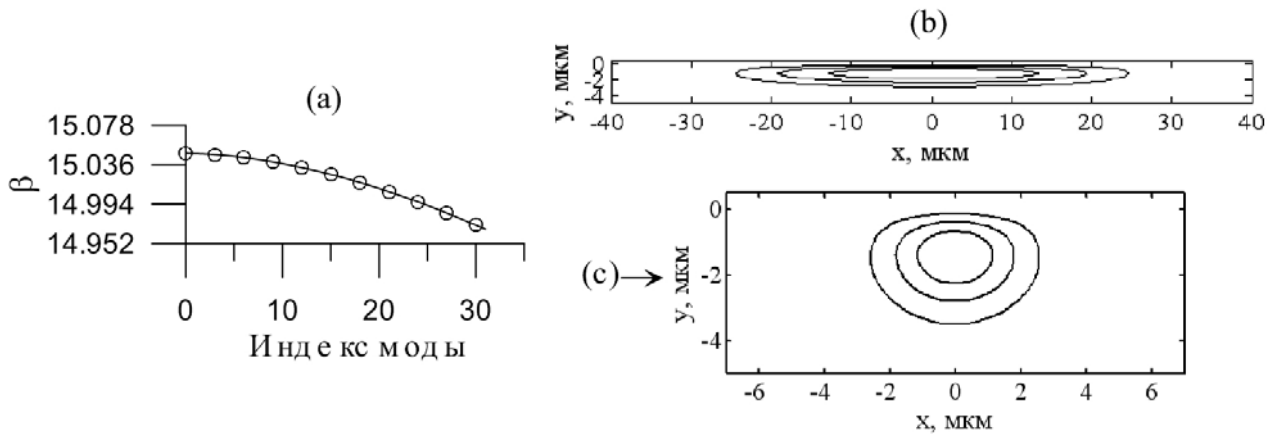


Рисунок 4.16 – Зависимость константы распространения квазипланарного волновода от индекса моды – (а) и распределение электрического поля фундаментальной моды  $TE_0$  многомодового планарного волновода и одномодовых волноводов разветвителя – (б) и (с)

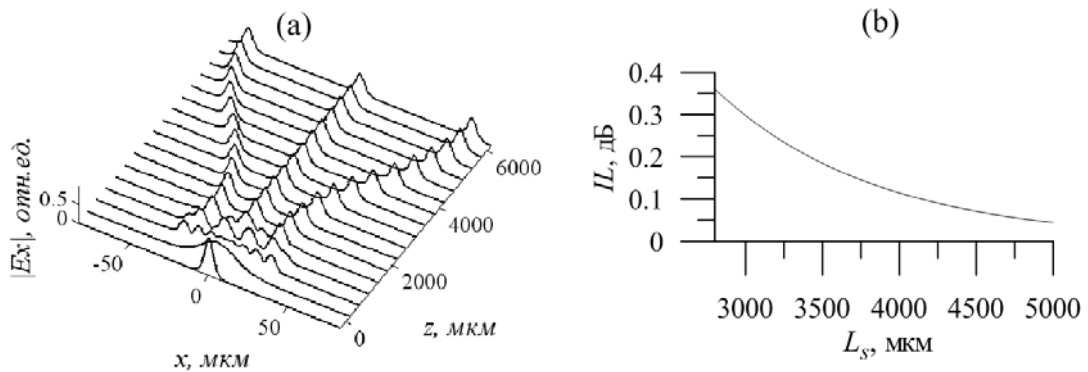


Рисунок 4.17 – а. Картина распространения оптического излучения в разветвителе 1×3; б. Зависимость потерь оптического излучения в S-изгибе от его длины при разнесении выходных каналов разветвителя на 250 мкм

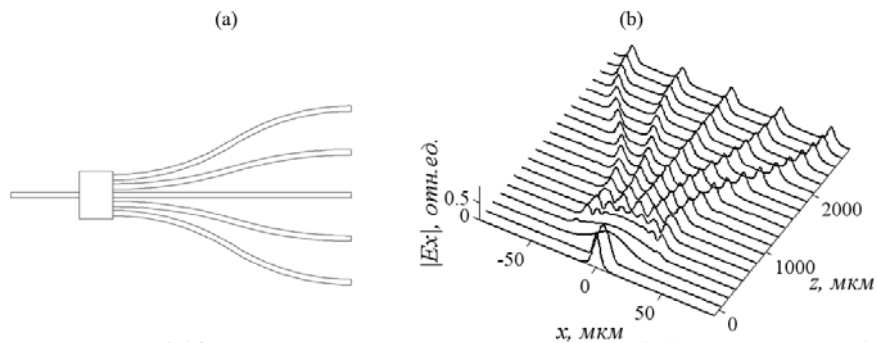


Рисунок 4.18 – а. Пространственная топология MMI разветвителя 1×5; б. Картина распространения оптического излучения в разветвителе

волновода за счет интерференции распространяющихся волноводных мод [248]. Как показано в этой работе и ряде других, такое отображение возможно при квадратичной зависимости константы распространения многомодового волновода от индекса моды.

На рисунке 4.15(b) приведены размеры основных частей разветвителя. Базовые параметры MMI-разветвителя – длина и ширина многомодового канала,  $W_{MM}$  и  $L_{MM}$ , соответственно. На рисунке также обозначены:  $L_s$  – длина S-изгибов,  $D_s$  – расстояние между соседними волноводами на выходе разветвителя,  $W_{SM}$  – ширина входного волновода, волноводов S – изгибов и выходных прямолинейных волноводов. Все эти волноводы должны быть одномодовыми.  $L_{IN}$  и  $L_{OUT}$  – длина входного и выходных волноводов, соответственно.

Расчет параметров разветвителя производится следующим образом [248]. Ширина канала  $W_{MM}$  должна такой, чтобы волновод поддерживал, по меньшей мере,  $N+1$  моду по ширине для разветвителя  $1 \times N$ , по глубине волновод должен быть одномодовый. Необходимо определить длину биений фундаментальной моды и моды первого порядка волновода в соответствии с формулой

$$L_{\pi} = \frac{4N_{eff} W_{MM}^2}{3\lambda},$$

где  $N_{eff}$  – эффективный показатель преломления фундаментальной моды многомодового волновода,  $\lambda$  – длина волны оптического излучения. При возбуждении симметричных мод четного порядка ( $m=0, 2, 4, 6, \dots$ ) единственный образ источника входного излучения, который ему идентичен, формируется при длине многомодового волновода  $L_{MM} = 3L_{\pi}/4$ .

Мультиплицированные образы входного излучения формируются на более коротких расстояниях – разветвитель  $1 \times N$  имеет длину многомодового волновода  $L_{MM} = 3L_{\pi}/4N$ .

С целью уменьшения излучательных потерь в разветвителе целесообразно использовать не S-изгибы на основе прямолинейных волноводов, а изгибы на основе совмещенных дуг полуокружностей. Длина волноводных S-изгибов выбирается из соображения обеспечения минимальных излучательных потерь в них – на уровне 0,1 дБ, также необходимо учитывать когерентную связь волноводной моды и излучательных мод, порождаемых за счет изгибов, что будет приводить к неравномерному делению мощности разветвителем. Следует отметить, что расстояние между соседними одномодовыми волноводами S-изгибов на выходе разветвителя  $D_s$  для стыковки со стандартной линейкой волоконных световодов должно быть равно 250 мкм. Отсюда следует требование к значению минимально допустимого радиуса кривизны S-изгибов.

Минимальная длина входного волновода и выходных прямолинейных сегментов –  $L_{IN}$  и  $L_{OUT}$  выбирается с учетом минимизации указанного выше эффекта интерференции излучательных мод и волноводной моды. Во входном волноводе этот эффект имеет место за счет неизбежной технологической децентровки стыкуемого с ним волоконного световода.

Параметры всех волноводов разветвителя, кроме многомодового, соответствуют технологии получения одномодовых на длине волны 1,55 мкм каналов в стекле К-8 за счет термического ионного обмена  $Ag^+ - Na^+$ . Приращение показателя преломления на поверхности было выбрано равным 0,025. Многомодовый по ширине волновод формируется при тех же технологических параметрах, но через щель в маске большей ширины, соответственно он будет одномодовый по глубине. Ширина и длина многомодового волновода являются предметом оптимизации.

Для расчета эффективного показателя преломления мод волноводов и распределения полей их мод был использован метод конечных элементов, посредством которого решалось волновое уравнение. На рисунке 4.16(a) показана зависимость константы распространения квази-планарного волновода от индекса моды - (a) . Как видно зависимость имеет квадратичный характер, и, следовательно,  $Ag^+$ -волноводы в стекле подходят для создания MMI-разветвителей. На рисунке 4.16(b) представлено распределение электрического поля фундаментальной моды  $TE_0$  многомодового волновода, а на рисунке 4.16(c) показано аналогичное распределение одномодового волновода, используемого в разветвителе.

Расчет и оптимизация параметров MMI-разветвителей  $1 \times 3$  и  $1 \times 5$  был произведен с помощью конечно-разностного метода распространяющегося пучка.

Выполнен расчет параметров разветвителя  $1 \times 3$ . Длина многомодового волновода определяется как  $L_{MM} = 3L_{\pi}/12$  [248]. Однако, как показали расчеты, оптимальное значение длины многомодового волновода отличается от вычисленного по этой формуле на 8% и составляет 1,5 мм при ширине многомодового волновода 62 мкм. На рисунке 4.17(a) показано картина распространения оптического излучения в разветвителе  $1 \times 3$ .

Расчетное значение вносимых потерь – 0,5 дБ. Расчетная продольная длина S-изгибов составляет 4 мм для разнесения выходных каналов на 250 мкм относительно центрального канала (см. рисунок 4.17(b) - зависимость потерь оптического излучения в S-изгибе от его продольной длины). Входной и выходные прямолинейные каналы имеют длину по 1 мм. Таким образом, длина всего разветвителя составляет 7,5 мм.

Произведен расчет параметров разветвителя  $1 \times 5$ . Длина многомодового волновода определяется как  $L_{MM} = 3L_{\pi}/20$  и составляет 0,8 мм при указанной выше ширине многомодового

волновода. Топология разветвителя показана на рисунке 4.18(a), а на рисунке 4.18(b) показана картина распространения оптического излучения в разветвителе.

Расчетное значение вносимых потерь разветвителя – 0,6 дБ. Расчетная продольная длина S-изгибов для разветвителя 1×5 составила 6,5 мм для разнесения всех выходных каналов на 250 мкм между собой. Длина всего устройства – 9,3 мм.

Таким образом, проведена разработка разветвителей на основе эффекта межмодовой интерференции в слабонаправляющих ионообменных волноводах в стекле с градиентным профилем показателя преломления. К достоинствам MMI-разветвителей следует отнести их малые размеры, по сравнению с оптическими разветвителями стандартной древовидной архитектуры. Недостатками таких разветвителей являются строгие требования к контролю параметров технологического процесса их изготовления и малый спектральный диапазон их функционирования.

Обоснована возможность построения и проведен расчет основных параметров интегрально-оптического мультиплексора для CWDM-линий связи с применением ионообменных заглибленных волнопроводов. Используется оптическая схема неравноплечного интерферометра Маха-Цендера, обладающая, как известно [4, 162, 214], спектрально-селективными свойствами. Исследование проводилось по запросу ЗАО «Центр ВОСПИ» (г.Москва) в 2008 году.

Ключевой элемент мультиплексора – это волноводный интерферометр Маха-Цендера, в котором разделение и объединение волн происходит в направленных ответвителях. Схема интерферометра с указанием расчетных параметров показана на рисунке 4.19(a). Интерферометр должен иметь плечи различной длины. В рамках настоящей работы похожая схема была рассмотрена в параграфе 2.3, где было представлено исследование пространственного разделителя поляризаций, так же с применением элементов направленной связи. Однако указанная схема содержала одинаковые по геометрической длине плечи, а их асимметрия достигалась путем модификации физических параметров волнопроводов в одном из плеч.

Прохождение оптических сигналов через интерферометр, которые могут вводиться в оба входных порта (и иметь различную длину волны), определяется по формуле [162]:

$$\begin{bmatrix} E_1^{6yx} \\ E_2^{6yx} \end{bmatrix} = j \begin{bmatrix} \sin(\Delta\varphi/2) & \cos(\Delta\varphi/2) \\ \cos(\Delta\varphi/2) & -\sin(\Delta\varphi/2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1^{6x}(\lambda_1) \\ E_2^{6x}(\lambda_2) \end{bmatrix}, \quad (4.23)$$

где  $E_1^{6x}$ ,  $E_2^{6x}$  - амплитуды оптических сигналов на входе интерферометра,  $E_1^{6yx}$ ,  $E_2^{6yx}$  - амплитуды оптических сигналов на выходе интерферометра,  $\Delta\varphi$  - сдвиг фаз между волнами на входе выходного направленного ответвителя. В случае использования идентичных по физическим параметрам волнопроводов разность фаз зависит от геометрической разности длин плеч  $\Delta L$ :

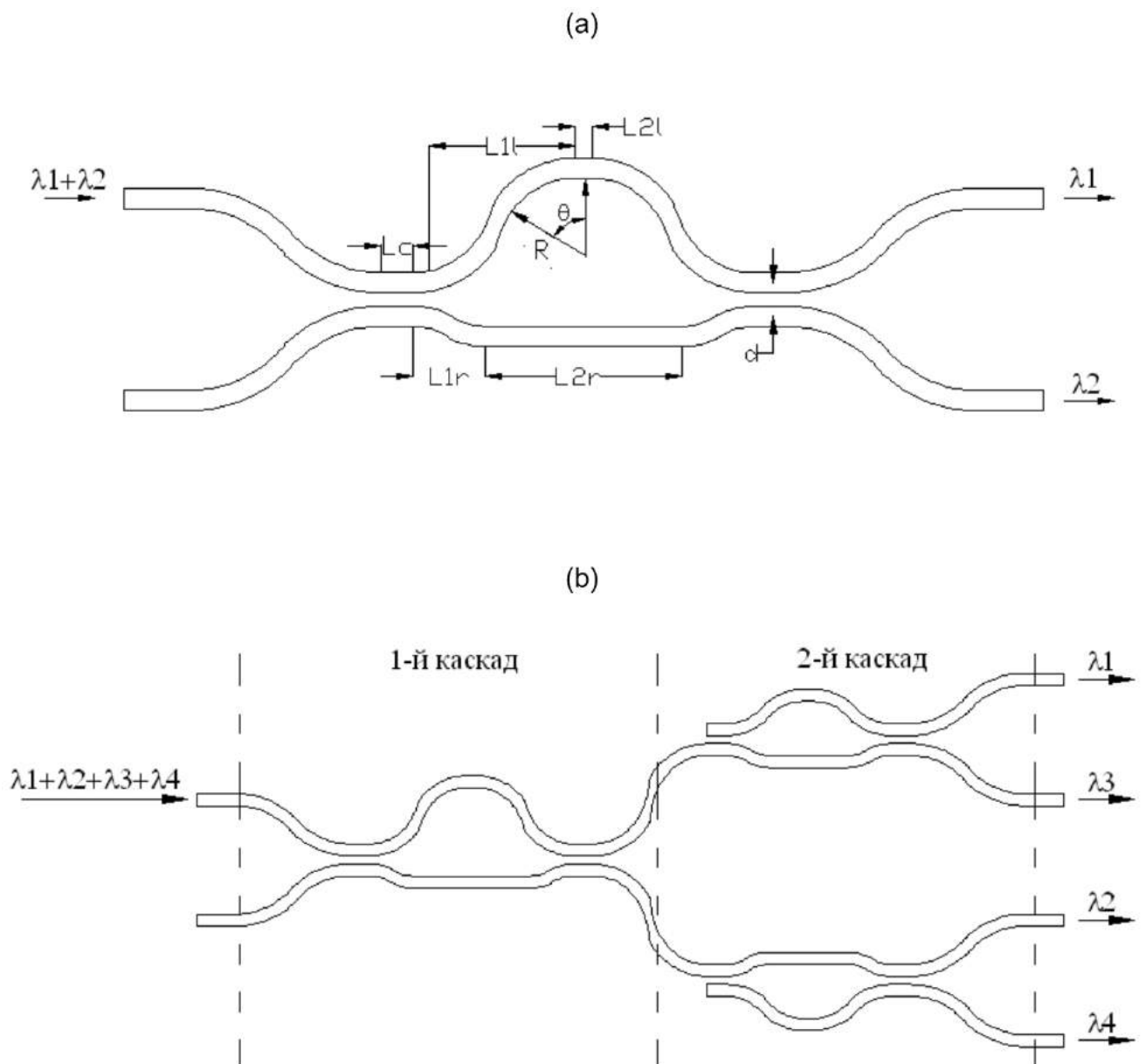


Рисунок 4.19 – а. Схема волноводного неравноплечного интерферометра Маха-Цендера на основе направленных ответвителей; б. Схема волноводного мультиплексора/демультиплексора  $1 \times 4$  на основе интерферометров Маха-Цендера

$$\Delta\varphi = \beta\Delta L = \frac{2\pi}{\lambda} N_{eff} \Delta L, \quad (4.24)$$

где  $\beta$  – константа распространения моды волновода,  $N_{eff}$  – ее эффективный показатель преломления. Для простоты вводится допущение, что последний параметр на длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  представляет собой одно и то же число.

Мощность оптических сигналов на выходах интерферометра:

$$P_1^{6bx} = \sin^2(\Delta\varphi(\lambda_1)/2)P_1^{6x}(\lambda_1) + \cos^2(\Delta\varphi(\lambda_2)/2)P_2^{6x}(\lambda_2), \quad (4.25a)$$

$$P_2^{6bx} = \cos^2(\Delta\varphi(\lambda_1)/2)P_1^{6x}(\lambda_1) + \sin^2(\Delta\varphi(\lambda_2)/2)P_2^{6x}(\lambda_2), \quad (4.25b)$$

где  $P_1^{6x}$ ,  $P_2^{6x}$  – мощности оптических сигналов на входе интерферометра,  $P_1^{6bx}$  и  $P_2^{6bx}$  – мощности оптических сигналов на его выходе.

Использование асимметричного интерферометра в качестве основы мультиплексора основано на возможности сведения излучения от обоих входных портов в один выходной канал. То есть, чтобы излучение и на длине волны  $\lambda_1$ , и на длине волны  $\lambda_2$  вышло в выходной порт №1, необходимо, чтобы

$$\Delta\varphi(\lambda_1) = 2m_1\pi, \quad m_1 = 1, 2, 3, \dots, \quad (4.26a)$$

$$\Delta\varphi(\lambda_2) = m_2\pi, \quad m_2 = 1, 3, 5, \dots \quad (4.26b)$$

Устройство является полностью взаимным, то есть в противоположном направлении будет работать как демultipлексор, разделяющий и разводящий по различным выходным каналам оптическое излучение с двумя различными длинами волн из общего группового сигнала.

Необходимую геометрическую разность длин плеч можно оценить, если вычесть из формулы (4.26a) формулу (4.26b). С учетом выражения (4.24) получим:

$$2\pi \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) N_{eff} \Delta L = \frac{\pi}{2}, \quad (4.27)$$

и разность длин плеч будет равна:



$$\Delta L = \frac{1}{2N_{eff} \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)}. \quad (4.28)$$

Расчет интерферометра, однако, исходит не из формулы (4.28), а из формул (4.26). Для любых двух заданных значений длин волн подобрать длины плеч совершенно точно для идеальной 100% развязки между каналами, к сожалению, невозможно. Ведь одновременно должны удовлетворяться оба условия – 4.26(a) и 4.26(b). Отсюда, с одной стороны на длине волны  $\lambda_2$  должно осуществляться условие

$$\Delta L = \frac{m_2 \pi}{\frac{2\pi}{\lambda_2} N_{eff}}, \quad (4.29)$$

и аналогичное ему условие на другой длине волны  $\lambda_1$ :

$$\Delta L = \frac{m_1 \pi}{\frac{2\pi}{\lambda_1} N_{eff}}. \quad (4.30)$$

Отсюда следует, что должно выполняться соотношение

$$\lambda_2 m_2 = \lambda_1 m_1. \quad (4.31)$$

Далее, для достижения минимально возможной разности длин плеч, от которых зависит общие линейные размеры всего мультиплексора, различие в фазовых сдвигах для обеих длин волн должно быть минимальным, то есть оно должно равно  $\pi$ . То есть, к примеру, для одной длины волны сдвиг фаз составляет  $11\pi$ , то для другой длины волны он, в идеальном случае, должен составлять  $10\pi$ . В общем случае

$$\lambda_2 m_2 = \lambda_1 (m_2 - 1), \quad m_2 = 1, 3, 5... \quad (4.32)$$

Но данное соотношение строго удовлетворяться не будет для произвольных длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Можно подобрать число (оно должно быть целым и нечетным) лишь для приближенного выполнения данного соотношения.

То есть для практического проектирования схемы мультиплексора расчет геометрической разности длин плеч  $\Delta L$  сводится к операции вычисления накопленной разности на одной длине волны  $\Delta\varphi(\lambda_2) = m_2\pi$ ,  $m_2 = 1, 3, 5, \dots$  путем подбор целого нечетного числа  $m_2$ , такого, что на длине волны  $\lambda_1$  интерферометр, обладающий разностью длин плеч согласно соотношению (4.29) будет обладать сдвигом фаз

$$\Delta\varphi(\lambda_1) \approx (m_2 - 1)\pi. \quad (4.33)$$

Подстройка разности фаз для установления максимума функции пропускания в каком-либо определенном выходном канале возможна только за счет воздействия на материальные свойства волновода в одном из плеч, что в случае ионообменных волноводов в стеклянных подложках осуществить крайне затруднительно.

Непосредственно сама топология неравноплечного волноводного интерферометра рассчитывается путем поиска радиуса кривизны S-изгибов длинного плеча  $R$  при заданных размерах разности длин плеч  $\Delta L$ , общей длины волноводов “короткого” плеча  $S_{\Sigma}^r$ , длины промежуточного волноводного сегмента в “длинном плече” ( $L_2^l$  по схеме) и продольного смещения S-изгибов длинного плеча  $L_1^l$  (см. рисунок 4.19(b)). Для этой цели необходимо решать трансцендентное уравнение относительно радиуса кривизны  $R$ :

$$\Delta L = S_{\Sigma}^r - 4R \cdot \theta - L_2^l = S_{\Sigma}^r - 4R \operatorname{arctg} \left( \frac{L_1^l}{\sqrt{4R^2 - (L_1^l)^2}} \right) - L_2^l. \quad (4.34)$$

Параметр  $\theta$  – угол каждой дуги S-изгиба.

Помимо условия (4.34) оба плеча интерферометра обязаны иметь одну и ту же общую длину проекций волноводных сегментов плеч на продольную ось оптической схемы:

$$2L_1^l + L_2^l = 2L_1^r + L_2^r. \quad (4.35)$$

Это означает, что существует еще одно дополнительно условие на размеры схемы, и если величина длины связующего промежуточного сегмента  $L_2^l$  задана, то тем самым определяется длина продольного смещения S-изгиба “длинного” плеча  $L_1^l$ , при условии, что заданы все параметры противоположного “короткого” плеча.

При проектировании оптимальной топологии необходимо, как и при создании любой схемы, учитывать соображение минимизации потерь на S-изгибах схемы. То есть существует их минимально допустимый радиус кривизны.

Еще один вопрос, который возникает при проектировании мультиплексоров на основе интерферометров Маха-Цендера – это влияние длины волны на равномерность деления оптической мощности в направленных ответвителях интерферометра, которая влияет на результат видности интерференционной картины биений волн в ответвителе, и, следовательно, на коэффициент развязки мультиплексора. В рамках настоящей работы данный вопрос не рассматривался, так как проектировался мультиплексор в достаточно небольшом спектральном интервале – в пределах половины третьего телекоммуникационного окна прозрачности волоконных световодов 1,55 мкм–1,61 мкм и некоторой неравномерностью деления, их отклонением от уровня 3 дБ для простоты расчетов пренебрегалось. Использовались волноводы с одинаковыми параметрами, но, как было показано выше, если использовать асимметричные направленные ответвители с различными физическими параметрами образующих их волноводов, то равномерность деления будет улучшена.

На основе последовательного каскадного соединения интерферометров с различной длиной длин плеч можно получать схемы многоканальных волноводных мультиплексоров. Неравноплечный интерферометр обладает периодической функцией пропускания, поэтому можно выделять не единые фиксированные длин волн, а целый набор равноудаленных друг от друга длин волн.

Был рассчитан демультиплексор 1×4. На рисунке 4.19(b) показана его схема, состоящая из 2-х каскадов. Устройство полностью взаимно и в противоположную сторону работает как мультиплексор. Была выбрана сетка длин волн с периодом 20 нм, соответствующая стандартам на современные CWDM линии волоконно-оптической связи. Для демультиплексора выбраны наиболее распространенные длины волн оптических приемопередатчиков - 1550 нм, 1570 нм, 1590 нм и 1610 нм. В соответствии с вышеприведенными соображения проектирования и расчетными формулами были определены его параметры.

Первый каскад демультиплексора должен разделять оптическое излучение следующим образом: волны с длинами 1550 нм и 1590 нм ответвляются в один канал, а излучение с длинами волн 1570 нм и 1610 нм – в другой.

Как и для расчета Y-разветвителей и направленных ответвителей, проведенных в данной главе, использовались следующие параметры заглубленных волноводов:  $\Delta n = 0,0057$ , аппроксимация профиля гауссовой функцией с эффективными размерами (полушириной)  $d_x = 4,3$  мкм и  $d_y = 4$  мкм.

Параметры данного каскада: эффективный показатель преломления волновода  $N_{eff} = 1,50206$ , разность длин плеч  $\Delta L = 40,8$  мкм, сдвиг фаз волн в плечах  $\Delta\varphi|_{\lambda=1,57\text{ мкм}} = 79 \cdot \pi$ ,  $\Delta\varphi|_{\lambda=1,55\text{ мкм}} = 77,993 \cdot \pi$ , продольная длина нижнего (по схеме) плеча:  $2L_1^l + L_2^l = (2 \cdot 1000 + 15000)$  мкм, радиус кривизны S-изгиба нижнего плеча – 35,00 мм, поперечное смещение S-изгиба нижнего плеча – 15 мкм, длина промежуточного волноводного сегмента верхнего плеча  $L_2^l = 1000$  мкм, радиус кривизны S-изгиба верхнего плеча – 35,14 мм, поперечное смещение S-изгиба верхнего плеча – 510 мкм. Параметры направленных ответвителей: расстояние между каналами  $d = 15$  мкм, длина связи  $L_c = 1850$  мкм.

На рисунках 4.20(a) и 4.20(b) показаны картины распространения оптического излучения с длинами волн 1,55 мкм и 1,57 мкм в первом каскаде мультиплексора. Как видно, волны разделяются по различным выходным каналам. Распространение излучения с длинами волн 1,59 мкм и 1,61 мкм имеет похожие картины.

Методом распространяющегося пучка был рассчитан коэффициент переходных помех (коэффициент развязки между каналами), определяемый как выраженное в децибелах отношение мощности в выходных каналах, то есть как отношение коэффициентов передачи в оба выходных порта. Коэффициент развязки составил, в наихудшем случае, 13,5 дБ. В то же время, если провести аналогичный расчет по формуле (4.25а), определяющим коэффициент передачи интерферометра, то мы получим значение 39 дБ. Различие объясняется ограничением точности расчета фазы волны методом распространяющегося пучка при больших длинах распространения. Длина первого каскада мультиплексора – 28 мм.

На втором каскаде мультиплексора разделяются оптические излучения с длинами волн 1,55 мкм и 1,59 мкм (в одном интерферометре), и 1,57 мкм и 1,61 мкм (в другом интерферометре).

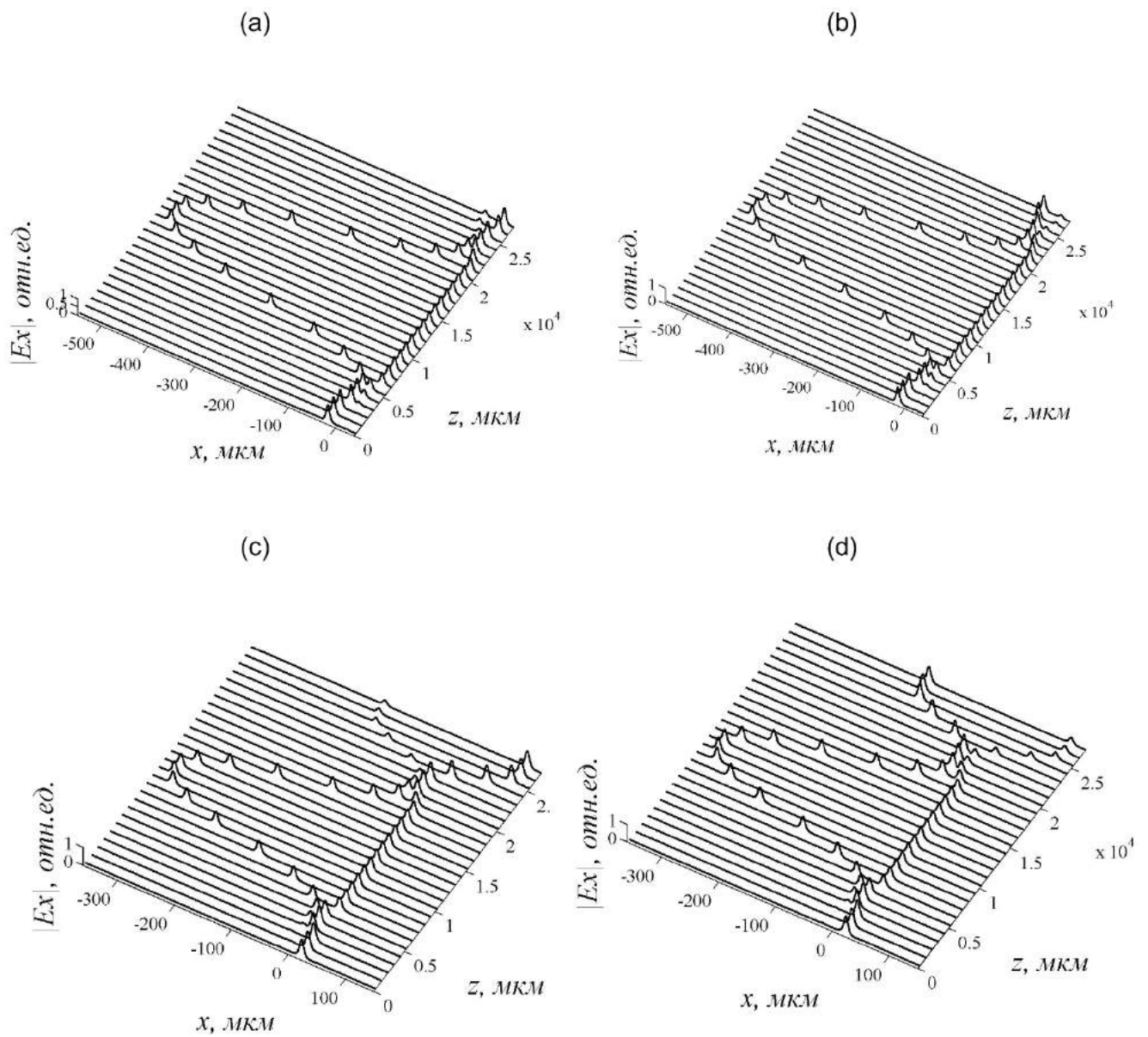


Рисунок 4.20 – а. и б. Картина распространения оптического излучения с длинами волн 1,55 мкм и 1,57 мкм ((а) и (б), соответственно) в первом каскаде мультиплексора;  
 с и d. Картина распространения оптического излучения с длинами волн 1,55 мкм и 1,59 мкм ((с) и (d), соответственно) во втором каскаде мультиплексора

Параметры данных каскадов: разность длин плеч  $\Delta L = 20,12$  мкм, сдвиг фаз волн в плечах  $\Delta\varphi|_{\lambda=1,59\text{ мкм}} = 39 \cdot \pi$ ,  $\Delta\varphi|_{\lambda=1,55\text{ мкм}} = 38,02 \cdot \pi$ , продольная длина нижнего (по схеме) плеча  $2L_1^1 + L_2^1 = (2 \cdot 1000 + 12000)$  мкм, радиус кривизны S-изгиба верхнего плеча – 37,16 мм, поперечное смещение S-изгиба верхнего плеча – 326 мкм. Не указанные параметры плеч интерферометров и параметры направленного ответвителя – те же, что и для первого каскада. Расстояние между выходными каналами – 250 мкм, стандартное для стыковки с линейкой волокон.

На рисунках 4.20(с) и 4.20(д) показаны картины распространения оптического излучения с длинами волн 1,55 мкм и 1,59 мкм во втором каскаде мультиплексора. Волны разделяются по различным выходным каналам. Распространение излучения с длинами волн 1,57 мкм и 1,61 мкм имеет похожие картины. Коэффициент развязки составил 10 дБ в наихудшем случае. Как указывалось выше, большое отличие от расчетного значения 24 дБ, вычисленного по формуле 4.25(а), обусловлено накоплением ошибки расчета фазы распространяющейся волны вследствие очень большой геометрической длины устройства.

Общая длина мультиплексора получилась равной 56 мм.

Ограничения ионообменной технологии, определяющие параметры волноводов ограничивают возможности построения мультиплексоров на значительно большее, чем 4, число каналов, с более плотной сеткой, так как при этом увеличивается необходимая разность длин плеч  $\Delta L$ , и с учетом минимально допустимого радиуса кривизны S-изгибов, расчетные размеры устройства получаются неприемлемо большие. При необходимости разделения длин волн с различием в 2 нм даже первый каскад демультиплексора должен иметь длину не менее 40 мм, так как разность длин плеч первого каскада должна составлять около 400 мкм! При этом ширина каскада составляет 23 мм. Решение проблемы размеров схемы состоит в использовании волноводов с более высоким  $\Delta n$ , и введении в интегрально-оптическую схему адаптеров поля моды, позволяющих вводить и выводить без потерь оптическое излучение со стандартными размерами моды телекоммуникационного волокна.

Был произведен расчет, показывающий влияние  $\Delta n$  волноводов на размеры мультиплексора. Для этой цели были определены радиусы волноводных S-изгибов мультиплексора, при которых радиационные потери имели значение на приемлемом уровне 0,1 дБ для волноводов с различным  $\Delta n$ , причем волноводы должны поддерживать одномодовый режим. Результаты этой оценки приведены в Таблице 4.2.

Таблица 4.2 Зависимость геометрических параметров мультиплексора от оптико-физических параметров образующих его волноводов

$\Delta n$ и эффективные размеры одно-модового волноводного канала $2d_x, 2d_y$	Допустимый радиус кривизны S-изгиба, мм	Общая геометрическая длина мультиплексора, мм
$\Delta n = 0,0057,$ $2d_x = 8,6$ мкм, $2d_y = 8$ мкм,	35	56
$\Delta n = 0,01,$ $2d_x = 7,5$ мкм, $2d_y = 7$ мкм,	12	36
$\Delta n = 0,02,$ $2d_x = 5,5$ мкм, $2d_y = 5$ мкм,	5	27

Следует иметь в виду, что практическое изготовление мультиплексоров такого типа требует высокопрецизионной технологии, во-первых, по причине высокой зависимости параметров мультиплексора от разности длин плеч. Данная величина должна иметь точность технологической реализации на порядок меньше длины волны, что следует из формул (4.24) и (4.25). Во-вторых, необходимо точно выдержать расстояние между каналами направленного ответвителя, также с указанной выше точностью, так как отклонение от расчетного значения влияет на коэффициент деления ответвителя, и значит, на коэффициент развязки мультиплексора.

Таким образом, разработан четырехканальный оптический мультиплексор/демультиплексор на основе ионообменных заглубленных волноводов, использующий оптическую схему с неравноплечными интерферометрами Маха-Цендера.

Проведена разработка модового мультиплексора/демультиплексора мод  $TE_0$  и  $TE_1$  на основе Y-разветвителя в стекле [249].

На рисунке 4.21 представлена схема интегрально-оптического модового мультиплексора. Разветвитель состоит из трех частей: входной части разветвителя - волновода 1 и 2-х выходных плеч – волноводов 2 и 3 (см. рисунок 4.21(b)).

Для построения модового мультиплексора необходимо, чтобы асимметричный Y-разветвитель обладал следующими характеристиками. Во-первых, ширина канала волновода 1 должна быть такой, чтобы волновод поддерживал распространение 2-х волноводных мод. Во-вторых, выходной канал разветвителя (плечо) 3 должен иметь эффективный показатель преломления моды  $TE_0$ , максимально близкий к эффективному показателю преломления моды  $TE_1$  входного канала 1; выходной канал разветвителя (плечо) 2 должен иметь эффективный показатель преломления моды  $TE_0$ , близкий к эффективному показателю преломления моды  $TE_0$  входного канала 1. В третьих, эффективные показатели преломления моды  $TE_0$  выходных плеч 2 и 3 разветвителя должны быть разнесены.

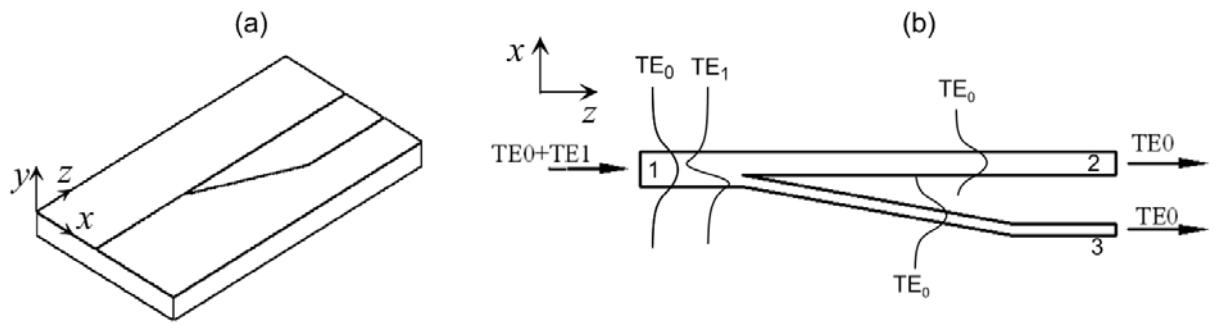


Рисунок 4.21 - Волноводные асимметричный Y-разветвитель: схематический трехмерный вид - (а) и топология волноводной структуры модового мультиплексора - (b)

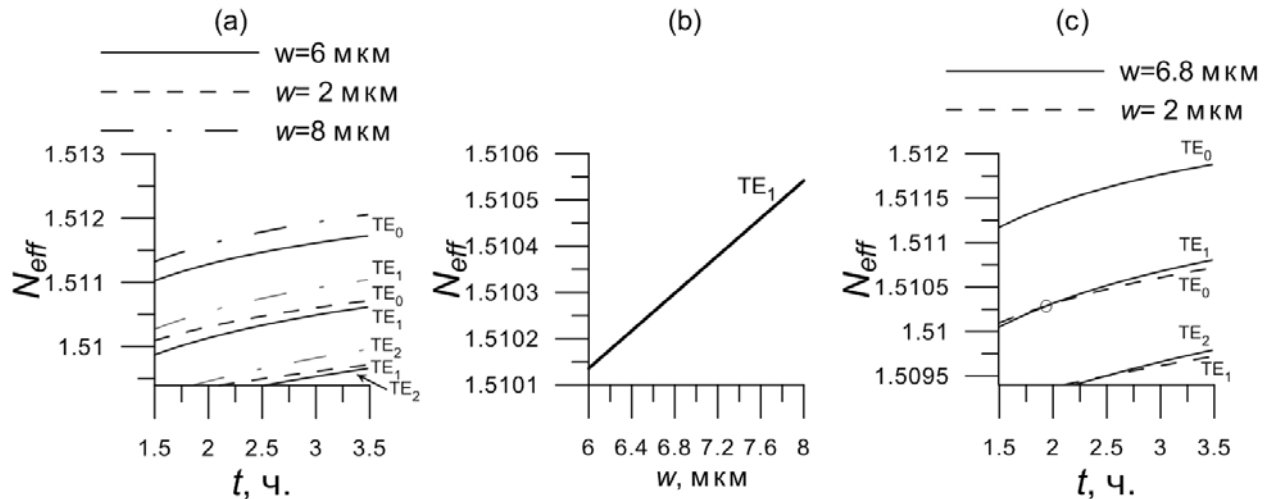


Рисунок 4.22 - а. Зависимость эффективного показателя преломления от времени формирования волновода в расплаве  $KNO_3$  для ширины щели в маске 6,8 и 2 мкм;  
 б. Зависимость эффективного показателя преломления моды  $TE_1$  от ширины щели в маске при времени ионного обмена 2 ч;  
 в. Зависимость эффективного показателя преломления от времени формирования волновода для ширины щели в маске 6,8 мкм и 2 мкм. Условие разделения мод  $TE_0/TE_1$   $N_{eff}^{TE1}(\text{входной волновод}) = N_{eff}^{TE0}(\text{волновод плеча 3})$  обозначено на графике кружком

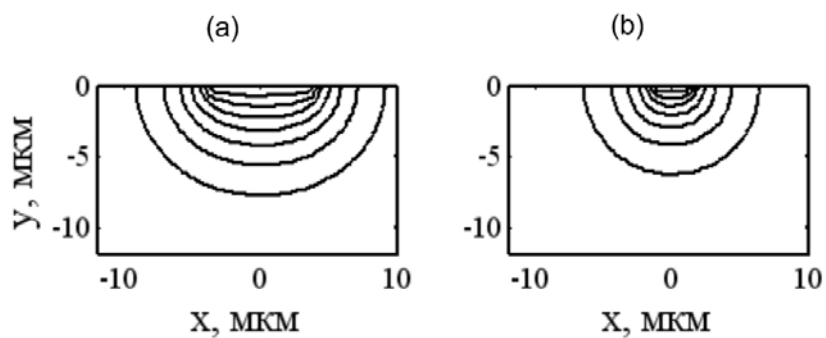


Рисунок 4.23 - Контурные графики распределения показателя преломления в поперечном сечении входного волновода - (а), ширина щели в маске 6,8 мкм, время ионного обмена 1,9 часов и в волноводе плеча - 2, ширина щели в маске 2 мкм, при том же времени ионного обмена



Для определения меры эффективности модовой селекции вводится специальный коэффициент модового преобразования -  $MCF$  (mode conversion factor) [57]:

$$MCF = \frac{\beta_2 - \beta_3}{\theta \sqrt{\frac{(\beta_2 + \beta_3)^2}{4} - k_0^2 n_s^2}}, \quad (4.36)$$

где  $\beta_2$  и  $\beta_3$  – константы распространения в плечах разветвителя 2 и 3,  $\theta$  – угол разветвления. На основе теории связанных мод доказывається, что, если коэффициент  $MCF$  по модулю больше, чем 0,43, то разветвитель обладает свойствами модового селектора: фундаментальная мода ответвляется в канал с большей константой распространения, а мода первого порядка – в канал с меньшей константой распространения. В параграфе 2.3 это свойство Y-разветвителей использовалось для построения пространственных разделителей поляризации излучения.

Для расчета модового мультиплексора было решено использовать известную технологию изготовления элементов интегральной оптики методом ионного обмена  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  в стекле [2-3]. Формирование волновода производится путем внедрения ионов  $K^+$  в стеклянную подложку, которая помещается в расплав соли  $KNO_3$ . Ионный обмен происходит через щель в алюминиевой маске определенной ширины, которая имеет форму планируемой волноводной структуры (см. параграф 3.1).

Расчеты оптических характеристик волнопроводов разветвителя, с целью построения мультиплексора, проводились в 2 этапа. На первом этапе определялось пространственное распределение концентрации ионов  $K^+$  в стекле путем решения двумерного уравнения диффузии (см. п. 3.1), которое описывает термический ионный обмен  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  в процессе формирования волноводной структуры. На втором этапе расчета, оптические свойства TE-мод волновода определялись путем решения двумерного волнового уравнения. Варьировалась время процесса ионного обмена и ширина щели в маске  $w$ . Использовались следующие расчетные данные: показатель преломления стеклянной подложки К-8  $n_s=1,5094$ , максимальное приращение показателя преломления  $\Delta n=0,0072$ , рабочая длина волны 0,85 мкм. Коэффициент диффузии калия  $D_K=2,2 \cdot 10^{15} \text{ м}^2/\text{с}$ .

Расчет мультиплексора был проведен в следующем порядке. Были определены границы одномодового режима плеча 3 разветвителя. Выбрано время ионного обмена и ширина щели, при котором волновод поддерживал одну моду  $TE_0$ , на границе зарождения второй моды  $TE_1$ . Далее, для этого времени ионного обмена была подобрана ширина щели в маске, при которой

входной волновод 1, во-первых, был двухмодовый, а, во-вторых, значение эффективного показателя преломления моды  $TE_1$  этого волновода было бы равно значению эффективного показателя преломления моды  $TE_0$  плеча 3.

Поставленные задачи были решены в 3 шага. Были построены зависимости эффективного показателя преломления от времени формирования волновода в расплаве соли  $KNO_3$  для ширины щели в маске 6, 8 и 2 мкм. Они показаны на рисунке 4.22(a). На основе изложенных выше соображений было принято решение принять для волновода плеча 3 ширину щели 2 мкм, время диффузии 2 ч. Зависимости величины  $N_{eff}$  от времени диффузии при ширине щели 6 и 8 мкм носили пробный характер, из которых было установлено, что именно в интервале между ними существует некоторое значение щели в маске, для которой можно получить условие равенства эффективных показателей преломления моды  $TE_1$  волновода 1 и моды  $TE_0$  волновода 3. На рисунке 4.22(b) показана зависимость эффективного показателя преломления моды  $TE_1$  от ширины щели в маске при времени ионного обмена 2 ч. Указанное равенство эффективных показателей преломления выполняется при ширине щели 6,8 мкм. И, в заключении, был построен график с зависимостями, аналогичными показанным на рисунке 4.20(a), но для ширины щели 2 мкм и 6,8 мкм (рисунок 4.22(c)). Как видно из данного графика, при времени ионного обмена, равного 2 ч., кривые мод  $TE_1$  и  $TE_0$  волноводов, формируемые через щели указанных размеров, пересекаются. Таким образом, в результате расчетов были установлены параметры волноводов, необходимые для изготовления мультиплексора.

На рисунке 4.23 показаны контурные графики распределения показателя преломления в поперечном сечении входного волновода. На рисунке 4.23(a) показан график для волновода 1 (ширина щели в маске 6,8 мкм, время ионного обмена 2 ч.), а на рисунке 4.23(b) показан график для волновода 3 (ширина щели в маске 2 мкм, то же время ионного обмена). На рисунке 4.24(a) показано распределение электрического поля в поперечном сечении волновода моды  $TE_1$  волновода 1, и на рисунке 4.24(b) показано аналогичное распределение моды  $TE_0$  волновода 3.

Из условия модовой селекции (4.36) можно выбрать приемлемый угол разветвления мультиплексора. С учетом минимизации излучательных потерь в разветвителе был выбран угол в  $0,5^\circ$ . На рисунках 4.25 (a) и 4.25 (b) показаны картины распространения  $TE_0$ - и  $TE_1$ -моды в Y-разветвителе – набор распределений модуля напряженности электрического поля по оси  $x$ , по мере распространения волны. Расчет выполнен методом распространяющегося пучка [134]. Как видно из графиков, Y-разветвитель с подобранными в ходе расчетов параметрами выполняет запланированную функцию демультиплексора. Моды  $TE_0$  и  $TE_1$  разделяются по различным выходным каналам, при этом моду  $TE_1$  трансформируется в моду  $TE_0$ .

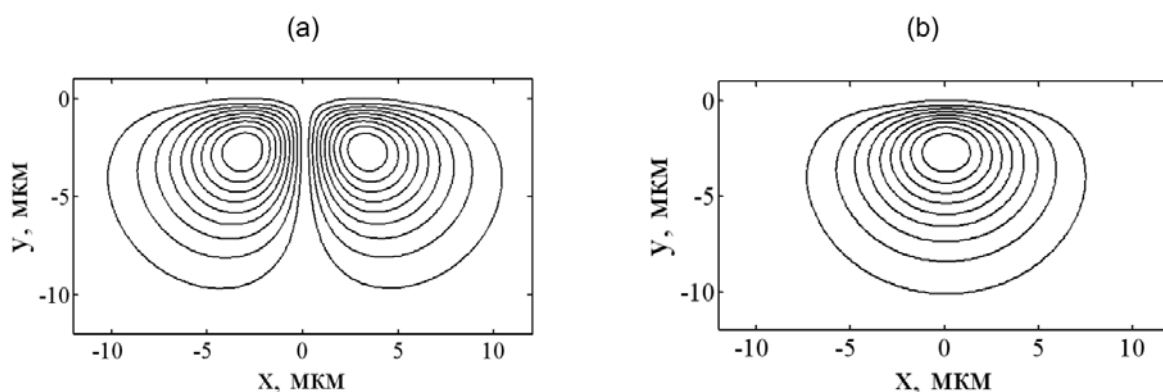


Рисунок 4.24 – Распределение электрического поля моды  $TE_1$  в поперечном сечении волновода с шириной щели в маске 6.8 мкм, время ионного обмена 2 ч. - (а) и моды  $TE_0$  волновода с шириной щели в маске 2 мкм, сформированного за того же время

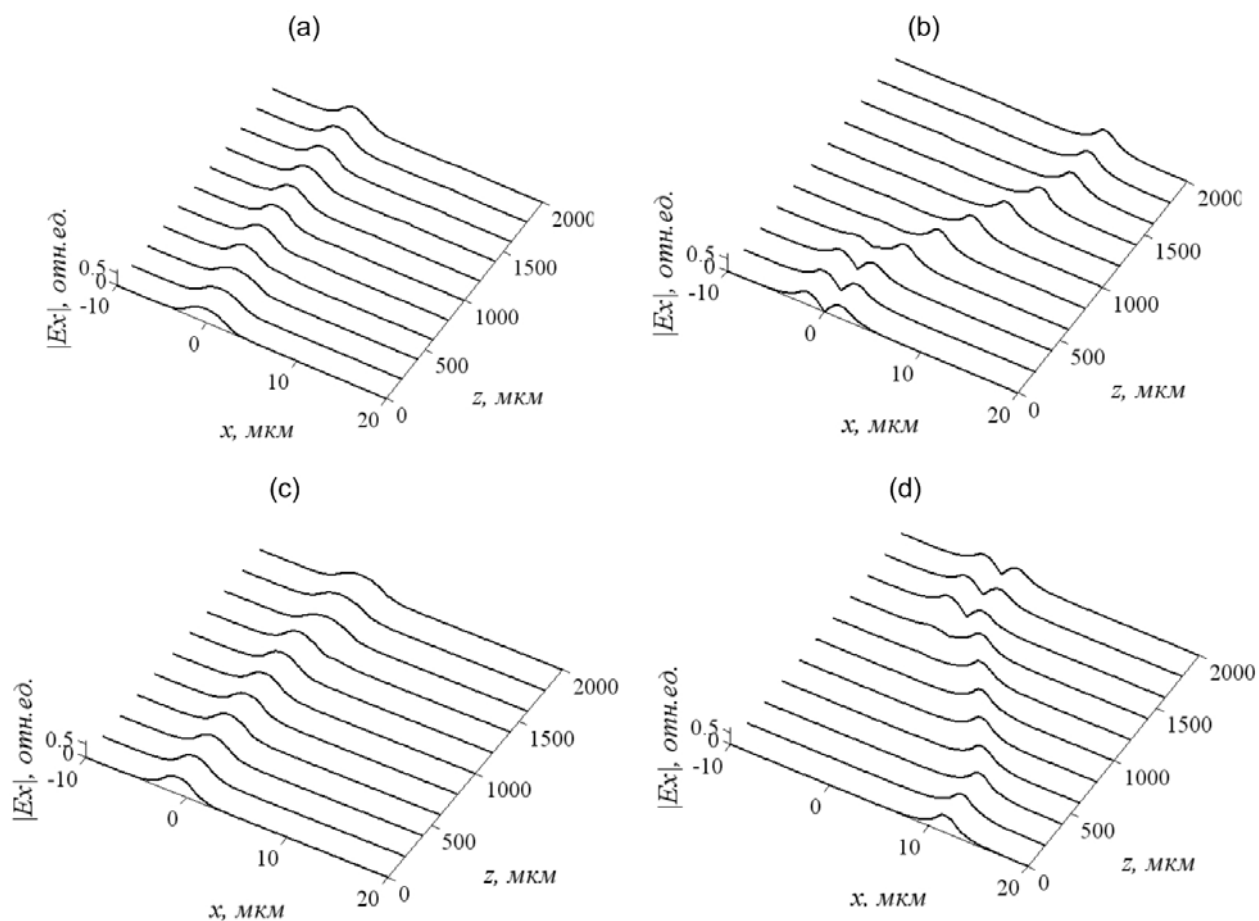


Рисунок 4.25 – а и б. Иллюстрация пространственного разделения мод в модовом мультиплексе - картина распространения  $TE_0$  и  $TE_1$  в асимметричном Y-разветвителе - (а) и (б), соответственно; с и д. Иллюстрация пространственного объединения мод в том же модовом мультиплексе - картина распространения  $TE_0$  и  $TE_1$  в Y-разветвителе в противоположную сторону - (с) и (д), соответственно

На рисунках 4.25(с) и 4.25(d) представлена иллюстрация пространственного объединения мод в том же мультиплексоре – картины распространения  $TE_0$  и  $TE_1$  в Y-разветвителе в противоположную сторону.

Таким образом, в результате проведенных расчетов был разработан интегрально-оптический мультиплексор волноводных мод на основе асимметричного Y-разветвителя, формируемого в стекле по методу ионного обмена.

#### 4.3 Оптико-физические принципы построения микрооптических сенсорных устройств с применением поляризационных интегрально-оптических схем и схем на основе поверхностных плазмонов

Для разработки и анализа характеристик волноводных сенсоров химико-биологических реагентов на основе ионообменных волноводов, использующих затухающее поле моды на поверхности световодного канала, необходимо точное знание двумерного профиля показателя преломления волновода. Использовать для оценки чувствительности сенсора “хвоста моды” планарного волновода с тем же временем диффузии, как и рассматриваемого канального, недопустимо. Дело в том, что для канальных волноводов, несмотря на то, что у них приращение показателя преломления такое же, как и для таких же планарных волноводов, эффективная глубина диффузии при равном времени ионообменного процесса зависит от ширины щели в маске. Распределение показателя преломления планарного волновода и вертикальный срез показателя преломления канального волновода, взятые при одинаковом времени диффузии и прочих равных технологических параметрах отличаются друг от друга, что показано на рис.4.26(а). Использована аппроксимация двумерного профиля показателя преломления  $n(x, y) = \Delta n \cdot \exp\left(-x^2/d_x^2\right) \cdot \operatorname{erfc}\left(y/d_y\right)$ , которая, как указывалось выше (см. параграф 3.1), достаточно точно (со средним квадратичным отклонением 0,01 мкм) описывает профиль канального  $K^+$ -волновода, получаемый путем решения двумерного уравнения диффузии. Ширина щели маски для указанного на графике “среза” показателя преломления канального волновода, составляет 2 мкм.

Волноводная структура сенсора должна поддерживать одномодовый режим, с учетом того факта, что покровным слоем является анализируемая среда или защитный слой. Для водных растворов показатель преломления  $n_c \sim 1,33$ . Проведен перерасчет условий одномодового

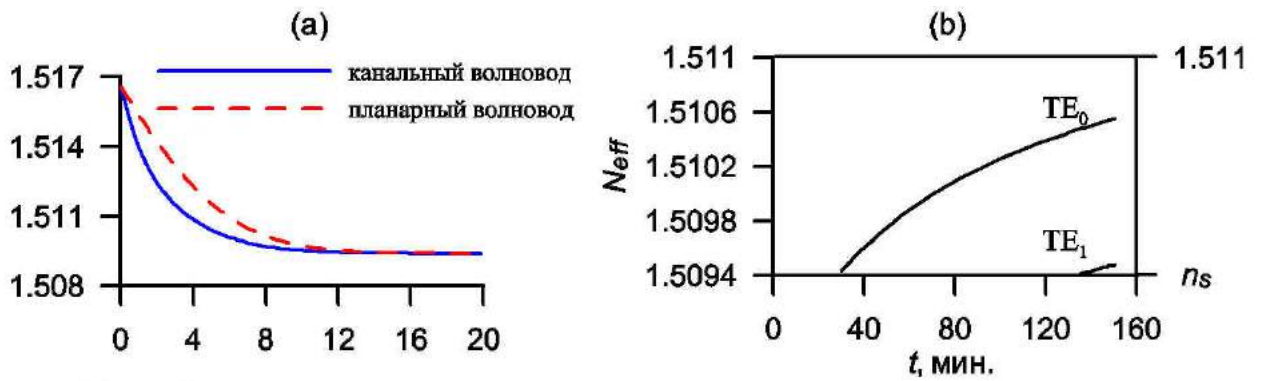


Рисунок 4.26 – а. Распределение показателя преломления планарного калийного волновода и вертикальный "срез" распределения показателя преломления канального волновода при одинаковых технологических параметрах;  
 б. График зависимости эффективных показателей преломления мод канальных волноводов, полученных путем ионного обмена  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  в стекле К-8 от времени диффузии для показателя преломления покровной среды  $n_c=1,33$

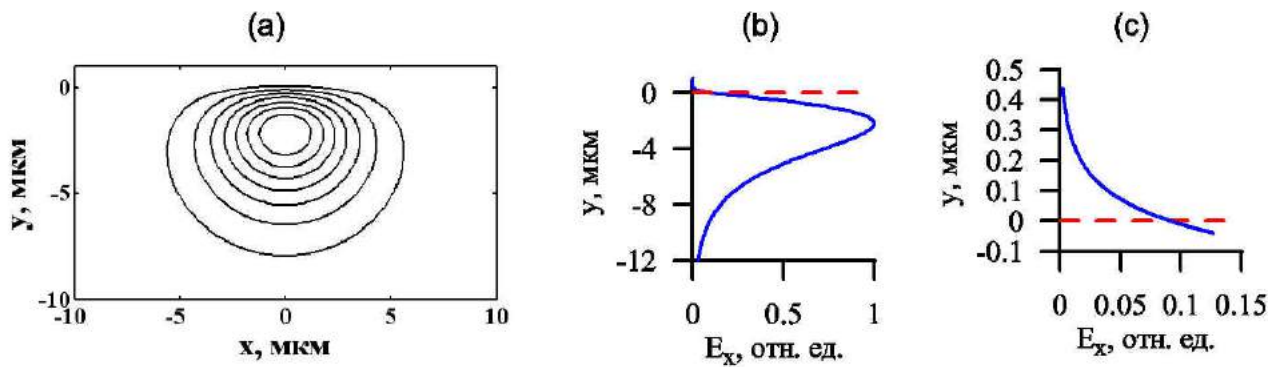


Рисунок 4.27 – а. Контуры распределения электрического поля фундаментальной моды калийного ионообменного канального волновода с показателем преломления покровной среды  $n_{cl}=1,33$ ; б и с. Вертикальный "срез" данного распределения поля моды и его часть в области границы с покровной средой

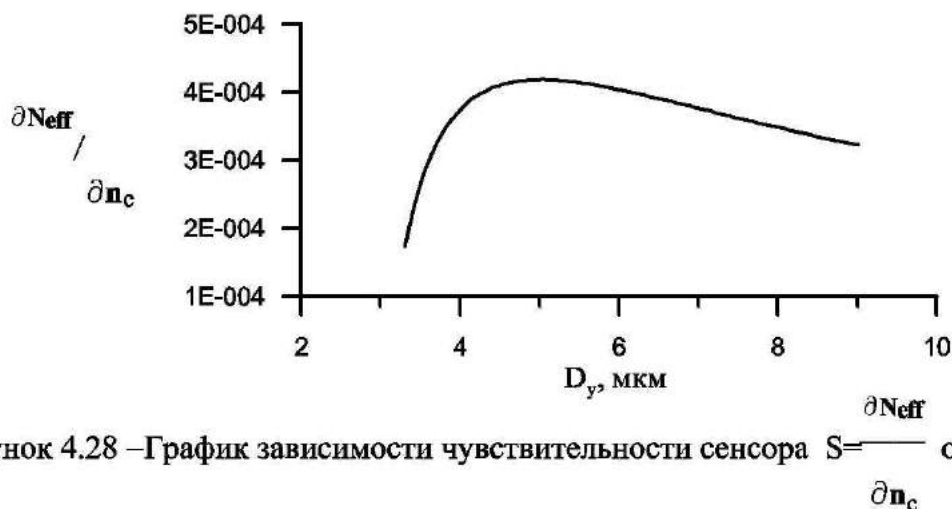


Рисунок 4.28 – График зависимости чувствительности сенсора  $S = \frac{\partial N_{eff}}{\partial n_c}$  от эффективной глубины (толщины) канального волновода с параметрами для рисунка 4.26,  $n_c \sim 1,33$

режима  $K^+$ -волноводов в стекле К-8 для покровной среды с указанным показателем преломления. На рисунке 4.26(b) показаны зависимости эффективных показателей преломления мод канальных волноводов, полученных путем ионного обмена  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  в стекле К-8, от времени ионного обмена, по которым можно определить время диффузии для изготовления одномодового волновода, с целью его применения в сенсорах для определения концентрации различных веществ в водных растворах.

По расчету параметров волноводных мод были определены распределения электрического поля в его приповерхностном слое, как часть общего распределения поля в поперечном сечении волновода. На рисунке 4.27(a) показаны контуры распределения поля фундаментальной моды калийного канального волновода с показателем преломления покровной среды  $n_c=1,33$ , длина волны 0,85 мкм. Время диффузии составляет 105 минут, что является оптимальной величиной, о чем будет сказано ниже. Аппроксимация профиля показателя преломления волновода по формуле (4.37) приводит к следующим значениям его эффективных размеров:  $d_y=5,0$  мкм,  $d_x=3,4$  мкм. Приращение показателя преломления волновода  $\Delta n$  равно 0,0072. На рисунке 4.27(b) показано вертикальное сечение данного распределения поля моды – распределение электрического поля по центру модового пятна вдоль вертикальной оси волновода. На рисунке 4.27(c) показана увеличенная часть этого графика в области, приграничной с покровной средой. Глубина проникновения поверхностных волн небольшая и составляет примерно 0,12 мкм. Данное значение получено путем аппроксимации в вертикальном сечении той части излучения, которая выходит в покровный слой, с помощью экспоненциально убывающей функции

$$E(x, y)|_{x=0} = E_0 \exp\left(-\frac{y}{\gamma}\right), \quad (4.37)$$

где  $E_0$  – напряженность поля электромагнитной волны на границе. Как известно, параметр  $\gamma$  характеризует глубину проникновения поля во внешнюю среду. Доля оптической мощности в покровной среде, взятая от мощности, переносимой всей волноводной модой, согласно расчету составляет 0,012%.

Далее во всех расчетах, если не будет оговорено иного, будут использованы указанные параметры  $K^+$ -волноводов и рабочая длина волны 0,85 мкм.

Для построения сенсоров необходимо подобрать специальный изоляционный слой, расположенный поверх подложки с волноводами для защиты, вне сенсорного окна, волновода от раствора с исследуемым веществом. В качестве изоляционного материала хорошо подходит тефлон по причине его низкого показателя преломления, низкой пористости и возможности избирательного травления. Показатель преломления тефлона на длине волны 0,85 мкм – 1,31.

Толщина изоляционного слоя подбирается, исходя из соображения, что “хвост” моды не должен выходить за пределы изоляционного слоя, для того, чтобы не было никакого влияния исследуемой среды в области, защищенной этим слоем, на волноводные параметры моды. Согласно расчету, толщина слоя тефлона в 1 мкм позволяет обеспечить приемлемую изоляцию волноводов от анализируемой жидкости вне сенсорного окна.

Эффективность соединения волокна с волноводом, имеющим защитный тефлоновый покровный слой, рассчитанная путем вычисления интегралов перекрытия полей, составляет 77%, что соответствует потерям 1,2 дБ. Для расчета были взяты параметры одномодового на длине волны 0,85 мкм промышленного оптического волокна “Thorlabs 780 HP”, имеющего диаметр световодной жилы 5 мкм. В месте стыка волновода с защитным слоем и волновода, расположенного под сенсорной поверхностью, эффективность их соединения, вследствие близости показателя преломления тефлона и водного раствора, составляет величину, близкую к 100%.

В пределах одномодового режима волноводы будут отличаться по чувствительности (отношению изменения величины эффективного показателя преломления к изменению показателя преломления покровной среды), так что подбор оптимальных волноводных свойств является более тонкой задачей, нежели просто выбор волновода с хорошо локализованной модой, стыкуемой с волоконным световодом. На рисунке 4.28 приведена зависимость чувствительности сенсора  $S = \frac{\partial N_{eff}}{\partial n_c}$  от эффективной глубины канального волновода с указанными выше параметрами и показателем преломления покровной среды  $n_c=1,33$ . Как видно, существует максимальное значение чувствительности, соответствующее некоторой глубине волновода. В нашем случае максимальная чувствительность  $4,2 \cdot 10^{-4}$  соответствует эффективной глубине волновода 5 мкм.

Проведен расчет и моделирование функционирования биосенсора-рефрактометра Маха-Цендера на основе волноводов, изготовленных путем ионного обмена  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  в стекле К-8. Схематический вид такого сенсора показан на рисунках 4.29(a) и (b). Заштрихованная область соответствует нанесенному поверх интегрально-оптической схемы защитному слою. Обозначенный на рисунке параметр  $L$  – длина сенсорного окна для исследуемого реагента.

Коэффициент передачи оптической мощности в интерферометре Маха-Цендера описывается выражением:

$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{1}{2} [1 + \cos(\Delta\varphi + \Delta\varphi_0)], \quad (4.38)$$

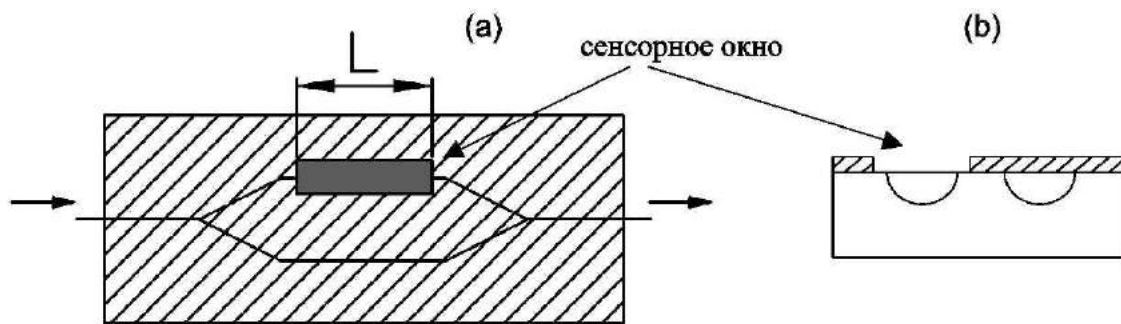


Рисунок 4.29 – Схематический вид волноводного сенсора на основе интерферометра Маха-Цендера. (а) - вид сверху, (б) - вид в поперечном сечении.

Заштрихованная область соответствует нанесенному поверх схемы защитному слою.  $L$ - длина сенсорного окна - области контроля газа или раствора

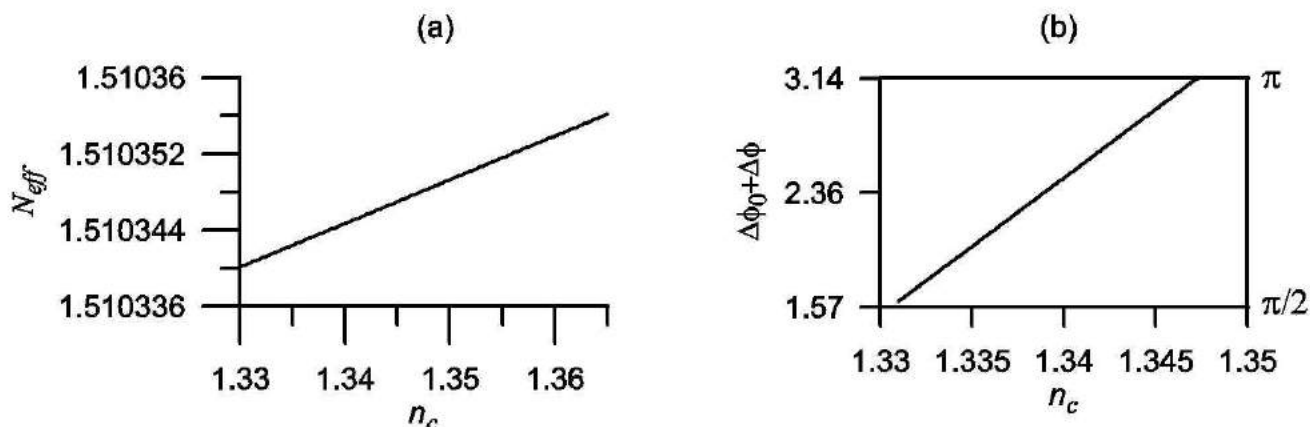


Рисунок 4.30 – а. График зависимости эффективного показателя преломления моды канального  $K^+$ -волновода от показателя преломления покровной среды; б. График зависимости общего сдвига фаз на выходе волноводных плеч интерферометра от показателя преломления покровной среды. Показатель преломления защитного слоя  $n_c=1,31$  (тефлон)

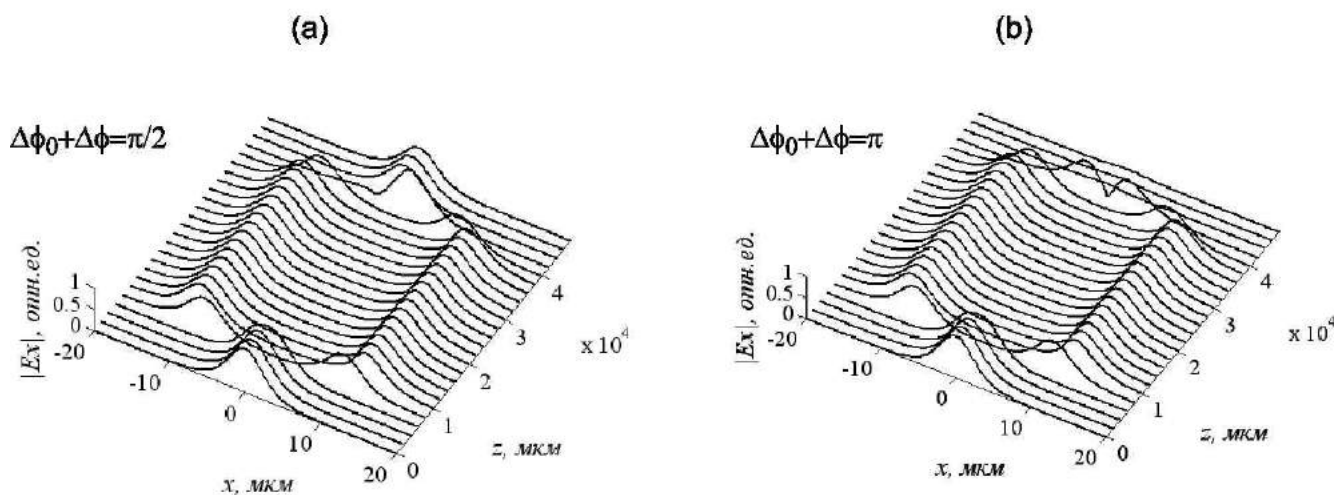


Рисунок 4.31 – Картины распространения направленной волны в сенсоре-рефрактометре на основе волноводного интерферометра Маха-Цендера с тефлоновым защитным покрытием и 30 мм сенсорным окном. Сдвиг фаз между плечами  $\pi/2$  – (а) и  $\pi$  – (б). Соответствующий общему сдвигу фаз показатель преломления покровной среды в сенсорном окне интерферометра - 1,330 для рисунка (а) и 1,349 для рисунка (б)



где  $P_{out}$  и  $P_{in}$  – мощности световых волн на выходе и входе интерферометра,  $\Delta\varphi$  - сдвиг фаз волн обоих плеч, возникший вследствие влияния сенсорной зоны на прохождение волны в одном из плеч,  $\Delta\varphi_0$  - начальная разность фаз интерферометра, являющаяся следствием конструктивного разбаланса плеч. Для геометрически симметричного интерферометра величина  $\Delta\varphi_0$  возникает по причине существования защитного слоя на всей волноводной схеме, за исключением сенсорного окна. Сдвиг фаз  $\Delta\varphi$  между плечами вычисляется как:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} L \Delta N_{eff} = k_0 L \frac{\partial N_{eff}}{\partial n_c} \Delta n_c, \quad (4.39)$$

где  $\Delta N_{eff}$  – разность эффективных показателей преломления обоих волноводных плеч интерферометра. Как видно из формулы (4.39), изменение сдвига фаз между волнами прямо пропорционально длине области взаимодействия и обратно пропорционально длине волны.

Однако увеличение длины сенсорного окна ограничивают технологически максимально допустимые размеры всего оптического сенсора. Кроме того, при увеличении длины волноводов увеличиваются потери энергии на рассеяние и поглощение в них. Поэтому, если необходимо использовать большую длину сенсорной зоны, для увеличения отношения сигнал/шум на входе фотодетектора необходимо увеличивать входную мощность считывающего сигнала  $P_{in}$ .

На рисунке 4.30(a) показан график зависимости эффективного показателя преломления моды канального калийного волновода от показателя преломления покровной среды. Как видно из графика, в диапазоне показателя преломления водных растворов зависимость между обеими величинами линейная.

На рисунке 4.30(b) приведен график зависимости общего сдвига фаз на выходе волноводных плеч интерферометра от показателя преломления покровной среды. Так как зависимость на рисунке 4.30(a) линейная, то и пропорциональная ей зависимость на рисунке 4.30(b) тоже будет линейная. Общий сдвиг фаз между плечами интерферометра складывается из двух составляющих – сдвига фаз  $\Delta\varphi_0$  вследствие разности хода, возникающей по причине конструктивной конфигурации самого интерферометра и непосредственно дополнительного сдвига фаз  $\Delta\varphi$  по причине изменения концентрации раствора либо некоторой биомолекулярной реакции на поверхности волновода в зоне сенсорного окна. Несмотря на одинаковую геометрическую длину плеч, интерферометр можно считать несимметричным, так как оптическая разность хода не равна нулю (об этом было сказано выше). Начальное различие оптических длин пути обоих плеч обусловлено тем, что одно плечо полностью покрыто тефлоновым покрытием ( $n_c=1,31$ ), а

во втором волноводная мода распространяется через область сенсорного окна (зоны контроля). Соответствующий этому различию начальный сдвиг фаз  $\Delta\phi_0$  для длины взаимодействия  $L=30$  мм и указанных оптико-физических параметров волновода равен  $\pi/2$ . При данной величине сдвига фаз ее изменение приводит к максимально возможному изменению мощности выходного сигнала, то есть преобразование  $\Delta\phi \rightarrow \Delta P_{out}$  максимально.

При разработке интерферометрической волноводной структуры принимаются во внимание все рассмотренные в параграфе 3.2 настоящей работы соображения для минимизации общих вносимых потерь оптической энергии при распространении, и, в первую очередь, излучательных потерь на изгибах.

Трехмерный метод распространяющегося пучка был использован для построения картины распространения направленных волн в интерферометре. На рисунке 4.31 показана картина распространения направленной волны в сенсоре-рефрактометре на основе волноводного интерферометра Маха-Цендера с тефлоновым защитным покрытием и сенсорным окном длиной 30 мм. На рисунке 4.31(a) показано распространение при сдвиге фаз между плечами  $\pi/2$ . Соответствующий общему сдвигу фаз показатель преломления покровной среды в сенсорном окне интерферометра – 1,330. На рисунке 4.31(b) показана картина распространения направленной волны при сдвиге фаз между плечами  $\pi$ . В этом случае соответствующий общему сдвигу фаз показатель преломления покровной среды – 1,349. Как видно, интерференция волн в противофазе приводит к нулевому сигналу в выходном канале интерферометра.

Проведен расчет общей чувствительности сенсора. В сенсоре с помощью специальной фотоприемной схемы регистрируется выходная мощность  $P_{out}$ :

$$P_{out} = T(n_c)P_{in}. \quad (4.40)$$

В рабочей точке сенсора

$$P_{out}|_{\Delta\phi=0} = T(n_c)|_{\Delta n_c=0} P_{in}. \quad (4.41)$$

Разрешающая способность регистрации изменений показателя преломления  $n_c$  определяется способностью фотоприемной схемы “различать” изменения мощности выходного оптического сигнала  $\Delta P_{out}$ , вызванные, в конечном счете изменения показателя преломления покровной среды:

$$\Delta P_{out} = \frac{\partial P_{out}}{\partial n_c} \Delta n_c = P_{in} \frac{\partial T(n_c)}{\partial n_c} \Delta n_c. \quad (4.42)$$

Относительное изменение мощности сигнала на выходе сенсора  $\Delta P_{out} / P_{out}$  :

$$\frac{\Delta P_{out}}{P_{out}} = \frac{P_{in}}{P_{out}} \frac{\partial T(n_c)}{\partial n_c} \Delta n_c = \frac{1}{T(n_c)} \frac{\partial T(n_c)}{\partial n_c} \Delta n_c. \quad (4.43)$$

В идеализированной схеме сенсора потери оптической энергии не учитываются,  $P_{out} = P_{in}$ .

Для интерферометра Маха-Цендера, продифференцировав формулу (4.38), получим

$$\frac{\partial T}{\partial n_c} = \frac{1}{2} \sin(\Delta\varphi + \Delta\varphi_0) \frac{\partial(\Delta\varphi)}{\partial n_c} = \frac{k_0}{2} \sin(\Delta\varphi + \Delta\varphi_0) L \frac{\partial N_{eff}}{\partial n_c}. \quad (4.44)$$

Относительное изменение мощности можно выразить через изменение фазы  $\Delta\varphi(\Delta n_c)$ :

$$\frac{\Delta P_{out}}{P_{out}} = \frac{\sin(\Delta\varphi + \Delta\varphi_0)}{1 + \cos(\Delta\varphi + \Delta\varphi_0)} \Delta\varphi. \quad (4.45)$$

Проведена оценка предельных параметров сенсора на основе интерферометра Маха-Цендера, в котором в качестве источника и приемника оптического излучения сенсорной системы использован лазер и фотоприемное устройство оптического тестера, применяемого для обслуживания волоконно-оптических линий связи. Типовые параметры стандартного недорогого тестера марки "FOD-1203a" (производство компании "ТПК волоконно-оптических приборов", Россия), работающего на длине волны 0,85 мкм, согласно спецификации на прибор, следующие: разрешающая способность регистрирующего фотоприемного устройства равна 0,1 дБ, что соответствует относительному изменению измеряемой мощности  $\frac{\Delta P_{out}}{P_{out}}$  равной 2%, выходная мощность источника: – 20 дБм (0,01 мВт). Для такой пары источник-приемник излучения минимальная регистрируемая величина изменения показателя преломления покровной среды  $\Delta n_c$  составляет  $5 \cdot 10^{-4}$  при длине области взаимодействия (сенсорного окна) 30 мм, чувствительности  $\frac{\partial N_{eff}}{\partial n_c}$ , согласно расчетным данным равна  $4 \cdot 10^{-4}$ . Соответствующее изменение фа-

зы  $\Delta\varphi$  составляет 0,04 радиан. Начальное изменение фазы  $\Delta\varphi_0$  равно  $\pi/2$  (сенсор находится в квадратурной рабочей точке – точке максимальной чувствительности). Полученное значение разрешающей способности сенсора–рефрактометра  $\sim 10^{-4}$  не является высокой.

Однако при использовании прецизионного измерителя мощности марки “FOD-1204H”, имеющего разрешающую способность фотометрии 0,001 дБ (что соответствует относительному изменению мощности 0,02%), для указанных выше оптических параметров сенсора получается следующий результат. Разрешающая способность регистрации изменения показателя преломления покровной среды  $\Delta n_c$  составляет  $5 \cdot 10^{-6}$ , что является очень высокой величиной. Соответствующее изменение фазы  $\Delta\varphi$  составляет  $5 \cdot 10^{-4}$  радиан. Дальнейшее увеличение разрешающей способности сенсора возможно за счет использования четырехслойного волновода с покровной высокопреломляющей пленкой. Увеличение чувствительности также возможно за счет увеличения длины области взаимодействия. Но длина сенсорного окна сенсора в 30 мм является близкой к максимально возможной величине. Расчетная длина всего прибора – 40 мм.

Результаты расчетов предельной разрешающей способности регистрации изменения показателя преломления покровной среды, в зависимости от разрешения оптического измерителя мощности приведены в Таблице 4.3.

*Таблица 4.3 Зависимость разрешающей способности регистрации изменения показателя преломления покровной среды в соответствии с разрешением оптического измерителя мощности*

Разрешающую способность оптического измерителя мощности (оптического тестера), дБ	Разрешающая способность регистрации изменения показателя преломления покровной среды $\Delta n_c$ (длина области взаимодействия 30 мм)
0,1	$5 \cdot 10^{-4}$
0,01	$5 \cdot 10^{-5}$
0,001	$5 \cdot 10^{-6}$

Величина оптической мощности излучения источника имеет значение по нижеприведенным причинам. Указанная оценка параметров датчика не принимала во внимание вносимые энергетические потери. Оптический сигнал при прохождении через оптическую схему изготовленного датчика затухает:

$$P_{out} = \left[ \eta_{smf-wvg} T(n_c) \eta_{chip} \eta_{wvg-mm} \eta_{mmf-phd} \right] P_{in} \quad (4.46)$$

где  $\eta_{smf-wvg}$  – эффективность связи “одномодовое волокно – волновод” на входе сенсора,  $\eta_{chip}$  – коэффициент затухания сигнала в волноводной схеме вследствие потерь на рассеяние,  $\eta_{wvg-mmf}$  – эффективность связи волновода с выходным многомодовым световодом,  $\eta_{mmf-phd}$  – эффективность сопряжения фотоприемного элемента с выходным световодом.

Вносимые схемой потери оптической энергии имеют указанные ниже значения: потери при входном соединении волновода с одномодовым световодом – 1,2 дБ; коэффициент передачи  $T(n_c)$  уменьшает оптическое излучение по мощности на 50% (на 3 дБ); технологические волноводные потери оптической энергии вследствие рассеяния и поглощения имеют значение 0,01 дБ/мм, поэтому общие волноводные потери в интерферометре длиной 40 мм (с учетом топологии схемы) – 1 дБ; потерями при соединении волновода с многомодовым световодом можно пренебречь. Заключительный множитель не принимается во внимание, так как входит в число параметров, определяющих динамический диапазон самого измерителя оптической мощности. В итоге суммарное затухание схемы имеет значение 5,1 дБ.

Так как динамический диапазон измерителей оптической мощности очень широкий – указанный в спецификации на тот же прибор “FOD-1204H” диапазон измеряемых значений оптической мощности составляет от -73 дБм до +10 дБм ( $5 \cdot 10^{-8}$  мВт – 10 мВт), то в конструкции датчика можно использовать промышленные источники лазерного излучения с волоконным выходом различной мощности и на регистрирующую способность оптического тестера это практически не влияет.

Волноводный датчик, использующий схему интерферометра Маха-Цендера, может быть многоканальным – технологии интегральной оптики, включая применяемую в настоящей работе, это позволяют.

Для практического создания сенсорной системы необходимо учитывать, что коэффициент пропускания интерферометра является периодической функцией сдвига фаз волн, поэтому при регистрации выходного сигнала необходимо непрерывно отслеживать саму динамику его изменения и представлять себе направление изменений  $\Delta\varphi$  - в сторону увеличения или уменьшения. В противном случае возникает неопределенность в определении сдвига фазы и соответствующего ей изменения показателя преломления покровной среды.

Для создания сенсорной системы на основе ионообменных волноводов может быть применен интегрально-оптический вариант интерферометра Маха-Цендера с направленными ответвителями в качестве элементов разделения и объединения оптического сигнала [84-85, 89]. Схема интерферометра показана на рисунке 4.32(а).

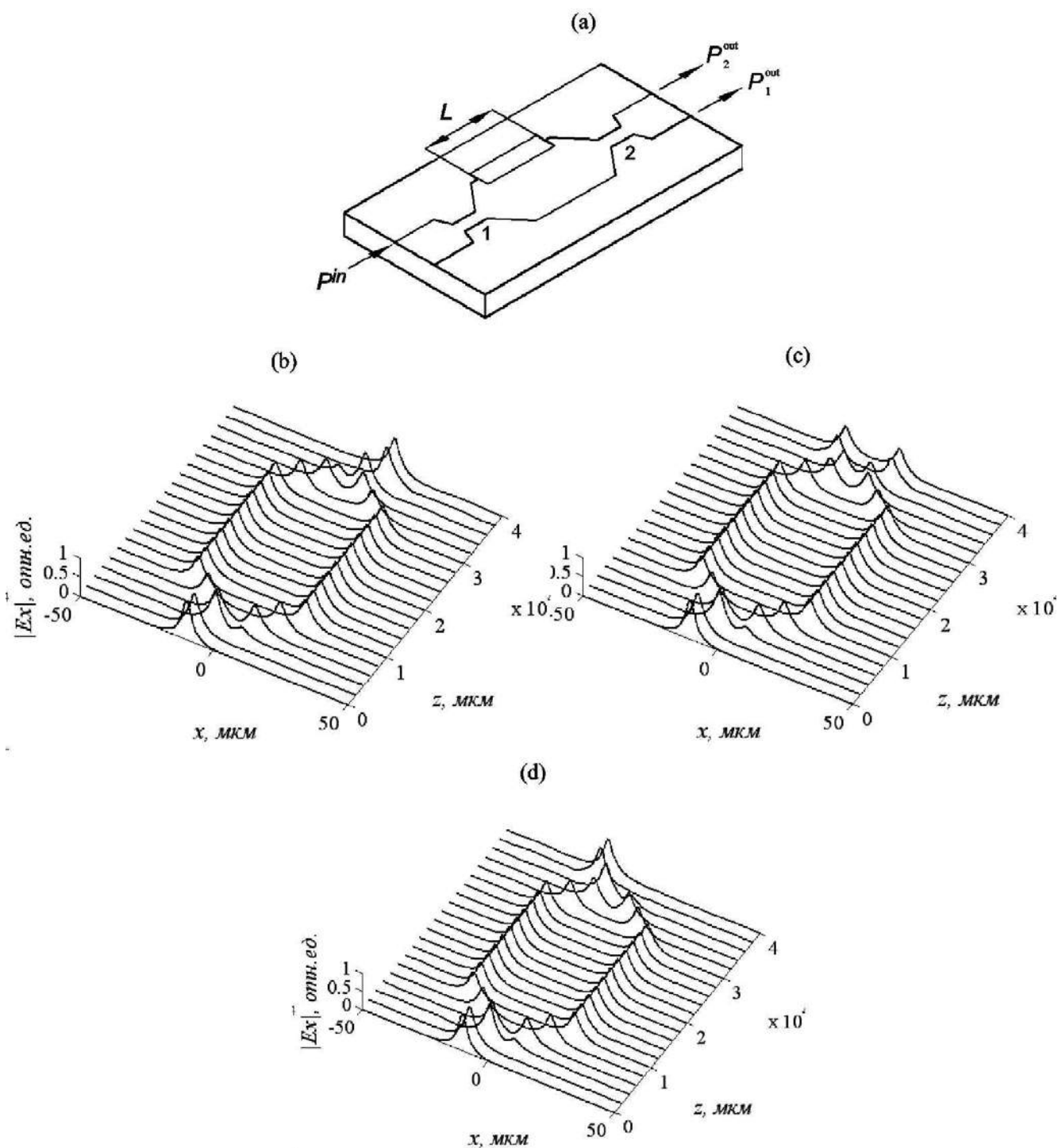


Рисунок 4.32 - а. Схема интегрально-оптического биосенсора рефрактометрического типа на основе интерферометра Маха-Цендера;  
 б, с и d. Картины распространения направленной оптической монохроматической волны в интерферометре. Сдвиг фаз между плечами  $\Delta\varphi=0, \pi/2, \pi$  – (а), (б) и (с), соответственно

Отличие данного интерферометра от классической схемы, рассмотренной выше, состоит в том, что для разделения сигналов по плечам интерферометра и объединения сигналов от его плеч используются направленные ответвители 1 и 2. Схема имеет два входных и два выходных порта. Известно, что уровень мощности сигналов на обоих выходах направленного ответвителя определяется соотношением фаз сигналов, поданных на его вход [5, 162]. Возможность влияния на разность хода оптического излучения в плечах интерферометра используется для создания сенсора. Изменение разности хода вследствие изменения фазовой скорости направленной волны в одном плече интерферометра с сенсорной областью длиной  $L$  происходит за счет затухающего поля (“хвоста”) моды. Это приведет к перераспределению сигнала между двумя выходными портами интерферометра, которое будет зафиксировано с помощью пары фотодиодов и блока электронной обработки сигналов. Для регистрации биологических реагентов покровный слой, как описывалось в параграфе 1.3, должен представлять некоторый слой, химически обрабатываемый известными в современных биотехнологиях методами функционализации поверхности. Для биосенсоров наиболее часто используют декстрановые матрицы.

Мощность сигналов на обоих выходах интерферометра описывается формулами [89, 162]:

$$P_1^{вых} = \sin^2(\Delta\varphi/2)P^{вх}, \quad (4.47a)$$

$$P_2^{вых} = \cos^2(\Delta\varphi/2)P^{вх}, \quad (4.47b)$$

где  $\Delta\varphi$  – сдвиг фаз волн, вносимый плечами интерферометра.

Если этот сдвиг фаз равен  $180^\circ$ , то вся мощность излучения (за исключением потерь в самой волноводной схеме) будет выведена на выход № 1. Если  $\Delta\varphi=0$ , то излучение будет направлено на выход № 2.

Функционирование такого интерферометра в роли оптического биосенсора основано на том факте, что по причине изменения показателя преломления поверхностного слоя над волноводом, реагирующего на изменение параметров анализируемой жидкости, в активной области датчика, будет модифицирована величина эффективного показателя преломления волновода в этой же области, что и приведет, в конечном счете, к перераспределению мощности оптического излучения между выходами № 1 и № 2, согласно формуле (4.39).

Для построения физико-математической модели функционирования сенсора использовались одномодовые волноводы, сформированные путем ионного обмена  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  в стекле К-8 (см. параграфы 3.1 и 3.2). Модели волнового процесса в интерферометре при сдвиге фаз  $\Delta\varphi=0$ ,  $\pi/2$ ,  $\pi$ , созданные методом распространяющегося пучка, представлены на рисунке 4.32 (b, c и

d, соответственно). В таких схемах длина плеч интерферометра выбирается для повышения его чувствительности достаточно большой. Для моделируемой схемы длина плеч равна 20 мм.

Представленные графики волнового процесса характеризует описанный выше принцип работы оптической схемы датчика, перераспределяющей подаваемое на выходы схемы излучение при различном сдвиге фаз в волноводных плечах интерферометра.

Чувствительность первичного преобразования этой схемы такая же как у стандартного волноводного интерферометра Маха-Цендера, не использующего направленные ответвители. Однако наличие двух комплементарных оптических выходов позволяет увеличить ее динамический диапазон, это и будет преимуществом этой схемы.

Проведено исследование модифицированного интегрально-оптического интерферометра Юнга на основе ионообменных волноводах в стекле с целью применения в качестве основы оптического биосенсора.

Сенсоры этого типа обычно представляют собой (рисунок 1.11(b)) интегрально-оптический Y-разветвитель и располагаемую на некотором расстоянии от его выходного торца ПЗС-камеру.

В одном из выходных волноводах разветвителя вводится область взаимодействия исследуемого вещества (раствора или газа) с подготовленной для этой цели поверхностью волновода. Для этой цели применяются приемы функционализации поверхности, используемые в химии и биологии.

Согласно описанному принципу работы сенсора, вариации показателя преломления в области взаимодействия в конечном счете сдвигают интерференционную картину на экране. Сдвиг фаз волн волноводных плеч интерферометра реконструируется с помощью спектрального анализа интерференционной картины. Далее, методами, применяемыми для расчета оптических волноводах, вычисляют величину изменения показателя преломления покровной среды в области взаимодействия. Общая чувствительность сенсора прямо пропорциональна длине области взаимодействия, величине  $\frac{\partial N_{eff}}{\partial n_c}$  и расстоянию от выхода разветвителя до регистрирующей камеры.

На основе проведенных расчетов был сделан вывод о том, что чувствительность датчика на основе интерферометра Юнга с применением волноводах, сформированных ионным обменом в стеклянной подложке, имеет значение  $10^{-7}$ , что в 10 раз больше, чем аналогичная величина у датчика на основе интерферометра Маха-Цендера [84, 85, 91]. Большим недостатком данного датчика является громоздкость его конструкции, которая включает в себя объемный элемент – отдельно расположенную ПЗС-камеру,



Проанализирован модифицированный вариант сенсора на основе интерферометра Юнга [84-85, 91, 250], основанный на описанной выше схеме, но с той разницей, что выходное излучение с выхода Y-разветвителя подается в широкий планарный волновод (рисунок 4.33(a)). Поэтому формируется интерференционная картина уже в самой волноводной схеме, на ее выходе. Конструкция интерферометра впервые была предложена в работах [251-252].

Изменение разности хода приведет к смещению полос интерференционной картины на некоторую величину  $\Delta x$ , которая будет зарегистрирована посредством ПЗС-матрицы, прикрепленной к торцу интегрально-оптической схемы, и блока электронной обработки. Таким образом, оптическая часть датчика является монолитной, соответственно такой датчик устойчив к толчкам, вибрации и т.д. В целом вся конструкция будет более миниатюрная, чем рассмотренная выше схема.

Вычисления проводились для волноводов, полученных ионным обменом  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  в стеклянной подложке. Показатель преломления покровного слоя в активной области сенсора - 1,33–1,37, в остальной области (защитный слой тефлона) – 1,3.

Физико-математическое моделирование датчика и оптимизация его топологии предполагает расчет потерь в Y-разветвителе, что влияет на выбор чувствительности видеокамеры и построении волнового интерференционного процесса.

Для обеспечения высокого уровня чувствительности датчика требуется, что его область взаимодействия имела максимально возможную длину, которая лимитирована лишь самой технологией формирования интегрально-оптической схемы.

Для формирования схемы хромированный фотошаблон (см. рисунок 4.33(b)) был создан с расчетными параметрами, имеющими нижеприведенные значения: длина всей схемы 40000 мкм; угол разветвления волноводов разветвителя  $\alpha=0,8^\circ$ ; угол наклона выходных канальных волноводов  $\gamma = 0,1^\circ$ ; длина входной секции  $L1=10000$  мкм, продольная длина области разветвления  $L2=3580$  мкм; длина параллельно расположенных плеч интерферометра  $L3=12100$  мкм; поперечное расстояние между плечами  $H1=50$  мкм; продольная длина выходных каналов  $L4=9300$  мкм; длина планарного волновода 5000 мкм, ширина планарного волновода  $H2=75$  мкм.

Для анализа взаимодействия волн на выходе модифицированной схемы, показанной на рисунке 4.33(a), использовался прямой конечно-разностный метод решения уравнений Максвелла во временной области – FDTD. Расчет волнового процесса в планарном волноводе был проведен в уменьшенном масштабе, исходя из ограниченных ресурсов ОЗУ компьютера, так как данная методика критична к объемам машинной памяти. На рисунке 4.34(a) показана картина распространения волн в выходной части сенсора – в планарном волноводе. На рисунках 4.34 (b) и (c) показана интерференционная картина при сдвиге фаз между оптическими

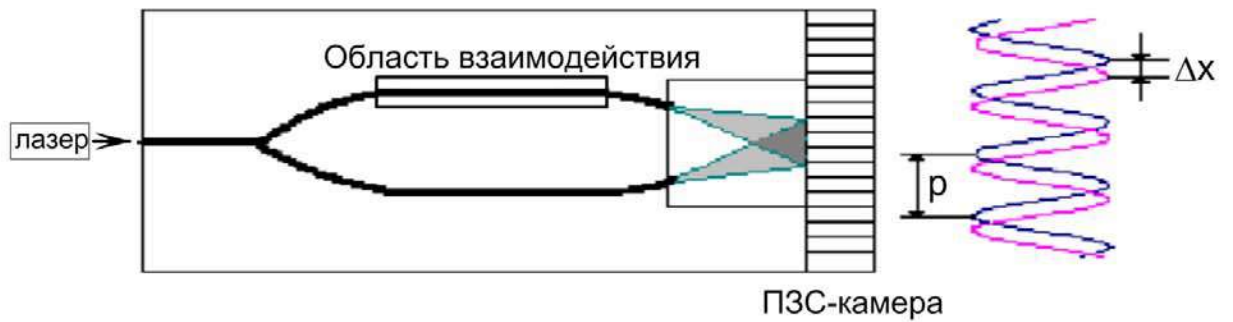


Рисунок 4.31 – Модифицированная схема датчика на основе волноводного интерферометра Юнга с выходным планарным волноводом

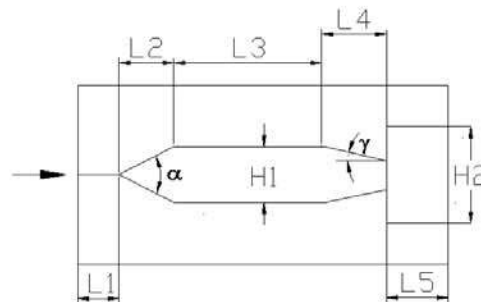


Рисунок 4.32 – Схема оптимизируемой волноводной топологии модифицированного биосенсора рефрактометрического типа на основе волноводного интерферометра Юнга (в искаженном масштабе)

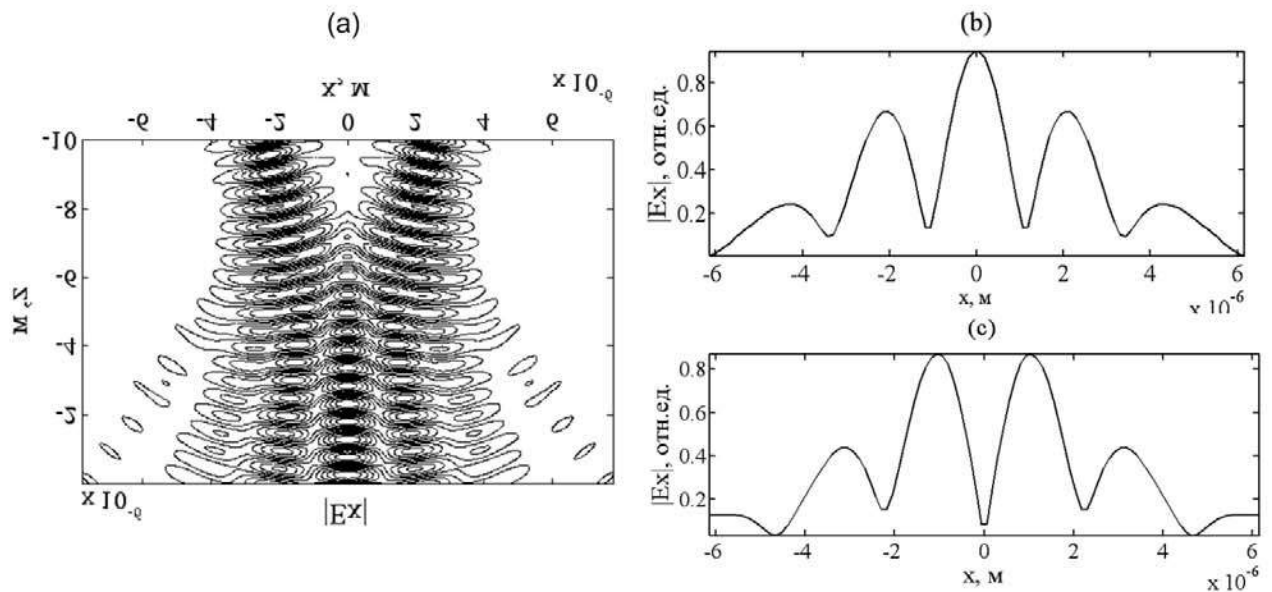


Рисунок 4.33 – а. Картина распространения направленных световых волн в выходной части датчика - планарном волноводе при нулевом сдвиге фаз между плечами интерферометра; b и c. Интерференционная картина взаимодействия двух направленных световых волн на выходе интерферометра при сдвиге фаз между интерферирующими волнами, равным  $0^\circ$  – (b) и  $180^\circ$  – (c)

волнами (волноводными модами) на выходе Y-разветвителя, имеющем значение 0 и 180°, соответственно.

В итоге, разработан проект интегрально-оптической схемы оптического датчика химико-биологических величин, использующая в своей основе двухлучевой интерферометр Юнга и создана физико-математическая модель его работы.

Датчики, применяющие волноводные интерферометры Юнга, имеют некоторыми преимуществами по сравнению с аналогичными датчиками, имеющими в своей основе волноводные интерферометры Маха-Цендера. Они обладают более высокой чувствительностью и по сдвигу полос интерференционной картины могут определять, увеличивается или уменьшается исследуемая концентрация компоненты раствора.

Проведено моделирование сенсора поляриметрического типа (разностного интерферометра) на основе K<sup>+</sup>-волноводов в стекле [84-85]. Принцип работы сенсора такого типа состоит в том, что при распространении по волноводу, вследствие изменения показателя преломления среды, покрывающей волновод, фундаментальные TE<sub>0</sub>-и TM<sub>0</sub>-моды в различной степени изменяют свою фазовую скорость распространения, что приводит к тому, что состояние поляризации на выходе волновода будет отличным от состояния поляризации на его входе. Если на вход ввести излучение, поляризованное под углом 45°, то излучение на выходе, по причине вариаций показателя преломления внешней среды будет эллиптически поляризованным. Данное изменение состояния поляризации можно регистрировать на выходе волновода, пропуская его через поляризатор, ориентированный под углом 45°. Схема конструкции сенсора показана на рисунке 4.35(a) [252].

Преимуществом данной схемы является то, что обе интерферирующие волны распространяются по одному каналу, так что отсутствуют температурные градиенты. Однако очевидно, что чувствительность таких сенсоров более низкая, чем у выше рассмотренных схем, так как регистрируется величина “разности разностей” эффективных показателей преломления TE- и TM-мод  $\Delta(N_{eff}^{TE} - N_{eff}^{TM})$ , а не  $\Delta N_{eff}$ .

Согласно классической теории поляриметрии, сдвиг фаз ортогонально поляризованных волн  $\Delta\Phi$  на выходе волновода по причине модового двулучепреломления:

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} L(N_{TE0} - N_{TM0}), \quad (4.48)$$

где  $L$  – длина волновода,  $N_{TE0}$ ,  $N_{TM0}$  – эффективный показатель преломления фундаментальных TE<sub>0</sub>- и TM<sub>0</sub>-мод, соответственно,  $\lambda$  – длина волны излучения в вакууме. Некоторый постоянный

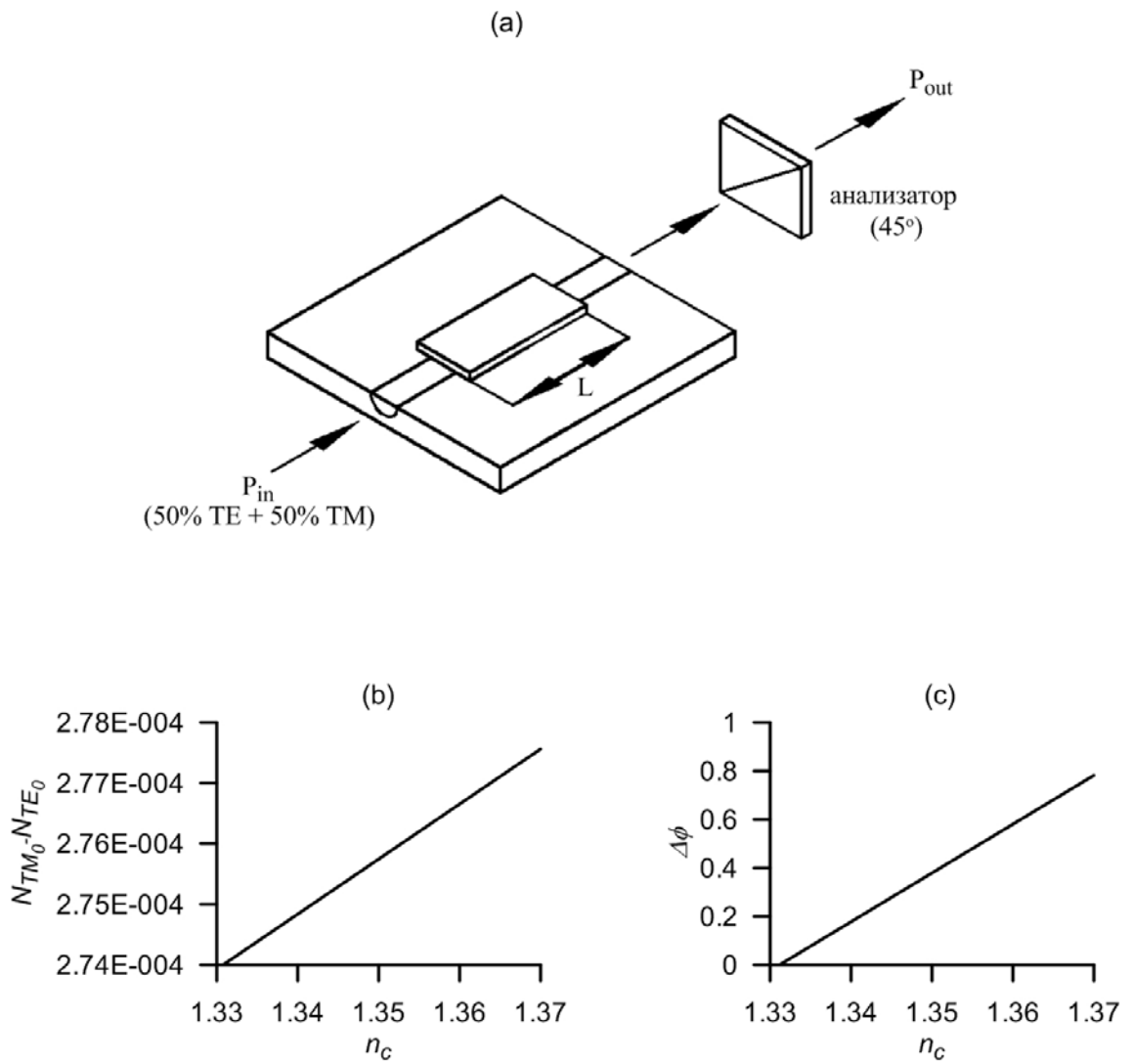


Рисунок 4.35 - а. Схема оптического биосенсора поляризметрического типа с применением оптического волновода.  $L$  - длина рабочей области датчика;  
 б. График зависимости разности эффективных показателей преломления  $TE_0$ -моды и  $TM_0$ -моды канального калийного волновода от показателя преломления покровной среды; с. График зависимости составляющей сдвига фаз  $\Delta\phi$  на выходе волноводного поляриметра от показателя преломления покровной среды

сдвиг фаз  $\Delta\phi_0$  между волнами на выходе волновода существует за счет изначальных различий констант распространения  $TE_0$ - и  $TM_0$ -мод и без вариаций показателя преломления покровной среды. Указанные вариации вносят лишь дополнительный вклад  $\Delta\phi$  в величину общего сдвига фаз между волнами:

$$\Delta\Phi = \Delta\phi + \Delta\phi_0. \quad (4.49)$$

Величина этого фазового сдвига будет равна

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} L(\Delta N_{TE_0} - \Delta N_{TM_0}), \quad (4.50)$$

где  $\Delta N_{TE}$  и  $\Delta N_{TM_0}$  – изменения эффективных показателей преломления  $TE_0$ -и  $TM_0$ -мод, соответственно, вызванные изменением показателя преломления покровной среды.

Мощность оптического сигнала  $P_{out}$  на выходе анализатора:

$$P_{out} = \frac{1}{2} P_{in} (1 + V \cos(\Delta\phi_0 + \Delta\phi)). \quad (4.51)$$

где  $P_{in}$  - мощность входного оптического сигнала,  $V$  – видность интерференционной картины,  $\Delta\phi_0$  – начальный фазовый сдвиг между волнами.

Модовое двулучепреломление и его зависимость от показателя преломления покровной среды определяется путем решения волновых уравнений для квази- $TE$ - и  $TM$ -волн [189]. Для калийных волноводов в стеклянных подложках существует различие в величине приращения показателя преломления волноводов на поверхности для различных поляризаций излучения. В случае  $K^+$ -волноводов в стекле типа К-8, изготовление и измерения которых было описано в главе 3, величина  $\Delta n$  составляет величину 0,0072 для  $TE$ -мод и 0,008 для  $TM$ -мод.

На рисунке 4.35(b) показана зависимость модового двулучепреломления волновода от показателя преломления покровного слоя. Как видно, зависимость носит линейный характер [84-85]. На рисунке 4.35(c) приведена линейная зависимость между сдвигом фаз ортогонально-поляризованных волн и изменением показателя преломления покровной среды: сдвигу фаз в диапазоне  $0-\pi/4$  соответствует изменению показателя преломления 1,33–1,37 (при длине вол-

новода  $L = 30$  мм). Чувствительность изменения фазы  $\frac{\partial\phi}{\partial n_c}$  составляет 20 радиан на единицу показателя преломления.

Если исходить из параметров регистрирующей схемы, которая использовалась выше для оценки чувствительности волноводного интерферометра Маха-Цендера с прецизионным измерителем мощности, имеющем разрешающую способность 0,001 дБ, и, в предположении, что сенсор находится в рабочей точке с максимальной чувствительностью, (начальный сдвиг  $\Delta\phi_0$  равен  $\pi/2$ ), то минимальное изменение показателя преломления покровного слоя  $\Delta n_c$ , которое может быть зарегистрировано, составляет для рассмотренного волноводного поляриметра  $3 \cdot 10^{-5}$ . Именно при таком значении  $\Delta n_c$  минимально регистрируемый сдвиг фазы  $\Delta\phi$  составляет  $5 \cdot 10^{-4}$  радиан. Схема волноводного поляриметра, таким образом, обладает на порядок более низкой разрешающей способностью, чем рефрактометрический сенсор на основе интерферометра Маха-Цендера.

Увеличение доли направляемой мощности, проходящей через исследуемую среду, повышает чувствительность волноводной моды к изменениям в этой среде. Поэтому более высокая чувствительность будет у сенсоров на основе волноводов с большим перепадом показателя преломления сердцевина–подложка и сердцевина–окружающая среда. Однако у таких волноводов более высокие потери, чем у слабонаправляющих волноводов.

Рассмотренные выше сенсоры на основе стеклянных ионообменных волноводов, при ряде достоинств имеют своим недостатком малую глубину проникновения электромагнитного поля в приповерхностную область исследуемой среды. Поэтому чувствительность сенсоров на их основе получается меньше, чем у волноводов с высоким значением  $\Delta n$ . В некоторой степени слабую чувствительность  $\frac{\partial N_{eff}}{\partial n_c}$  компенсируют увеличением длины взаимодействия.

Существует возможность увеличить чувствительность сенсоров путём добавления к ионообменному волноводу дополнительного верхнего слоя с высоким показателем преломления [84–85, 97–98, 253–254]. Как было показано в параграфе 2.1, такие волноводы обладают волноводными модами, которые канализируются в области над ионообменным волноводом. На рисунке 4.36(а) показаны рассчитанные контуры распределения электрического поля моды  $TE_0$  в поперечном сечении ионообменного волновода, покрытого пленкой с показателем преломления 2,4 и толщиной 50 нм, и с покровной средой с показателем преломления 1,33. Ширина пленочного канала равна 15 мкм.

По графику видно, что локализация поля по поперечной координате осуществляется именно слабонаправляющим волноводом, расположенным под пленкой, а не краями пленки. Электрическое поле хорошо локализовано в пленке над ионообменным каналом. На рисунке

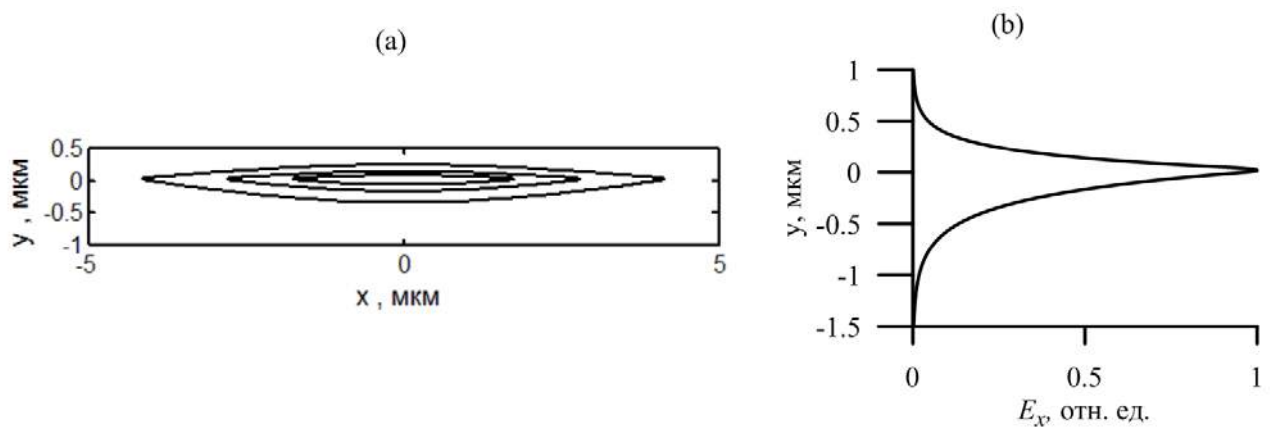


Рисунок 4.36 – а. Контурные распределения электрического поля фундаментальной моды  $TE_0$  ионообменного волновода, покрытого высокопреломляющей пленкой толщиной 50 нм, с покровной средой с показателем преломления 1,33; б. Вертикальный "срез" распределения электрического поля по центру данного волновода. Доля оптической энергии в покровной среде составляет 27 %

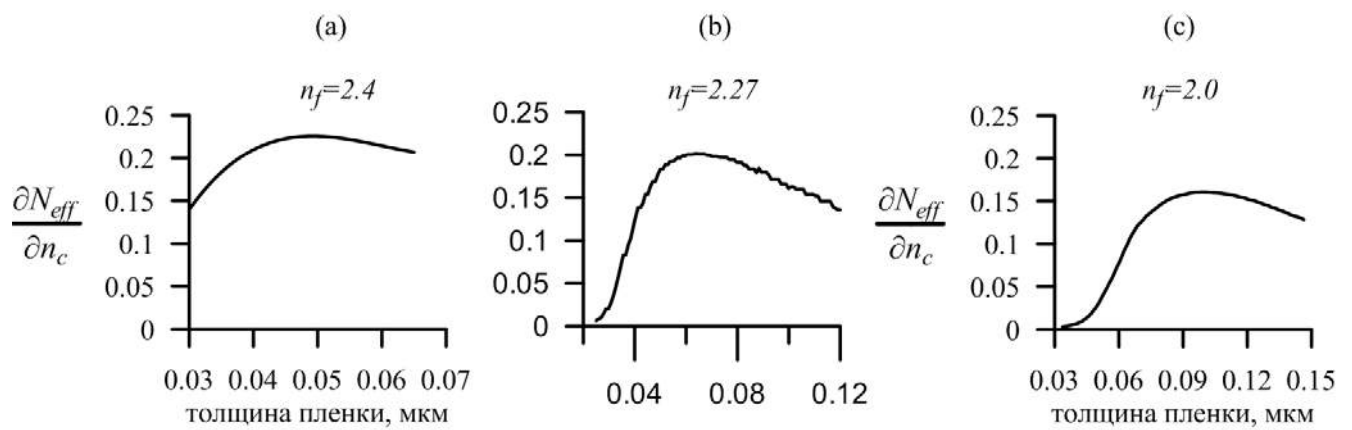


Рисунок 4.37 – График зависимости чувствительности сенсора  $S = \frac{\partial N_{eff}}{\partial n_c}$  от толщины покровной высокопреломляющей пленки калийного волновода,  $n_c \sim 1.33$ . Показатель преломления пленки  $n_f=2,4$  для рисунка (а),  $n_f=2,27$  для рисунка (б) и  $n_f=2,0$  для рисунка (с)

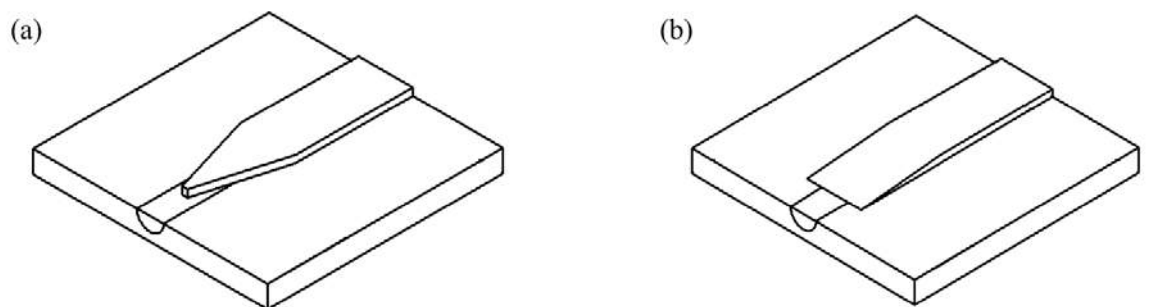


Рисунок 4.38 – Схемы адиабатического перевода оптического излучения в верхний слой составного волновода на основе рупорообразного (а) и клинообразного (б) переходных участков, сформированных из высокопреломляющей диэлектрической пленки

4.36(b) показан вертикальный "срез" распределения электрического поля по центру данного волновода. Доля оптической энергии в покровной среде составляет 27%. Поэтому чувствительностью эффективного показателя преломления моды к изменению показателя преломления приповерхностной области будет у таких волноводов высокой.

Было рассмотрено влияние на чувствительность сенсора различных высокопреломляющих диэлектрических пленок. При подборе параметров пленки – ее показателя преломления и толщины, конечной целью является максимально возможное увеличение чувствительности сенсора. Наиболее удобным вариантом было бы использование одномодового ионообменного волновода с таким слоем высокопреломляющей пленки, который бы, обеспечивая высокую чувствительность сенсора, не приводил к образованию в составном волноводе распространяющихся мод высших порядков, то есть волновод в целом оставался бы одномодовым. Но следует иметь в виду, что напыление однородных по толщине пленок толщиной менее 30 нм связано с технологическими трудностями. Как показали расчеты, указанное условие единого одномодового режима, и с пленкой и без пленки, для пленок с показателями преломления более, чем 2,0, при их толщинах более 30 нм, возможно только для волновода вблизи условия отсечки с очень большими эффективными размерами поля моды, и стыковаться с оптическим волокном такой волновод будет с очень большими потерями.

Как показали расчеты, стыкуемый с волокном калийный волновод с указанными выше параметрами, будучи нагруженным пленкой с показателем преломления 2,4 и толщиной в диапазоне 0,03–0,05 мкм поддерживает на длине волны 0,85 мкм две моды TE-поляризации – фундаментальную моду  $TE_0$  и моду  $TE_1$ . Показатель преломления покровной среды имеет значение 1,33.

Как видно из рисунка 4.36(a),  $TE_0$ -мода составного волновода локализована в пленке толщиной 50 нм непосредственно над областью канала в стекле. При этом, если рассчитать условие отсечки для планарного волновода, имеющего следующие параметры: показатели преломления подложки 1,5094, пленки 2,4, покровной среды 1,33, соответственно, то выяснится, что на длине волны 0,85 мкм минимальная толщина пленки для появления фундаментальной моды в самой пленке составляет 23 нм. Это означает, что боковая локализация излучения за счет влияние слабонаправляющего канала происходит и при больших толщинах, при которых волновод имеет как бы самостоятельную моду в вертикальном направлении. Аналогичная ситуация наблюдается и при пленке с показателем преломления 2,0, для которой условие отсечки фундаментальной моды в самой пленке по высоте составляет 51 нм.

На основе модового анализа составного волновода была проведена оценки чувствительности  $S = \frac{\partial N_{eff}}{\partial n_c}$   $TE_0$ -моды волноводного сенсора с дополнительной высокопреломляющей ди-



электрической пленкой. На рисунке 4.37 показаны графики зависимости чувствительности сенсора от толщины покровной высокопреломляющей пленки, расположенной поверх калийного канального волновода в стекле, при показателе преломления внешней среды  $n_c = 1,33$ . Показатель преломления пленки  $n_f$  равен 2,4 для рисунка 4.37(a), 2,27 для рисунка 4.37(b) и 2,0 для рисунка 4.37(c).

Как видно из графиков, существует максимальное значение чувствительности сенсора, которое наблюдается при определенной толщине пленки. Для пленки с показателем преломления 2,4 эта толщина составляет 50 нм, чувствительность сенсора при такой толщине составляет 0,22. Для пленки с показателем преломления 2,0 оптимальная толщина пленки равна 100 нм, чувствительность сенсора составляет 0,16. Оба полученных результата являются доказательством того факта, что применение высокопреломляющей пленки, наносимой на волновод, приводит к значительному увеличению его чувствительности, в случае использования  $TE_0$ -моды – в 400–500 раз, по сравнению с чувствительностью самого ионообменного волновода без пленки!

Аналогичный результат был получен и для ТМ-поляризации, но толщины пленок, соответствующие максимальной чувствительности, будут несколько выше (см. расчет модовой структуры четырехслойного волновода в параграфе 2.1).

Поле моды составного стеклянного волновода, покрытого высокопреломляющей пленкой, локализовано преимущественно в пленке. Для того чтобы организовать без потерь переход оптической энергии из ионообменного волновода в верхний слой пленки, где и расположена область взаимодействия с исследуемой средой, возможно использование двух схем составных волноводов, показанных на рисунке 4.38. На рисунке 4.38(a) показан вариант изменения области локализации излучения в составном волноводе путем применения рупорообразного волноводного переходного участка, в котором плавно изменяется ширина высокопреломляющей диэлектрической пленки. На рисунке 4.38(b) аналогичная схема реализована путем плавного изменения толщины пленки. Нужно иметь в виду, что прямой стык волновода с пленкой и без пленки, то есть без указанного волноводного переходного участка, приведет к очень большим потерям оптической энергии на рассеяние в области стыка вследствие рассогласования профилей полей.

Таким образом, нанесение высокопреломляющей пленки увеличивает чувствительность сенсора, который регистрирует изменения показателя преломления покровной среды. Увеличение чувствительности происходит за счет увеличения уровня интенсивности хвоста поля моды. Большая часть мощности оптического излучения переносится данной частью поля волноводной моды.

Можно выделить и сопутствующий факт – чувствительность сенсора выше при более высоких показателях преломления анализируемой жидкости. Оба этих эффекта имеет единую

природу и связаны с увеличением той доли оптической мощности волноводной моды, которая находится в анализируемом растворе.

Данный способ увеличения чувствительности позволяет достигнуть компромисса между высокой чувствительностью высокопреломляющих волноводов, с одной стороны, и низкими потерями и удобством использования ионообменных канальных волноводов, с другой стороны.

Описанная выше схема волноводного поляриметра может быть модифицирована. Предложена схема сенсора-рефрактометра [97-98] с применением комбинированной четырехслойной волноводной структуры на базе слабонаправляющего волновода в стекле, покрытого высокопреломляющей диэлектрической пленкой.

Принцип работы сенсора, схема которого показана на рисунке 4.39, следующий. Линейно-поляризованный свет возбуждает на входе волновода в одинаковой степени  $TE_0$ - и  $TM_0$ -моду. Выходной сигнал активной области сенсора (области взаимодействия с исследуемым веществом) длиной  $L$  вследствие различных констант распространения мод различных поляризаций имеет состояние поляризации, отличное от того, которое было на входе в активную область. Далее оптическое излучение поступает на вход пространственного волноводного  $TE/TM$  разделителя в виде асимметричного четырехслойного  $Y$ -разветвителя. Разделитель разводит ортогональные поляризационные компоненты излучения в пространстве по своим каналам к выходным портам. Затем излучение пропускается через  $45^\circ$ -ориентированный анализатор и на экране, расположенном за поляризатором, регистрируется картина интерференции волн от обоих выходов интегрально-оптической схемы. Интерференционная картина анализируется с помощью ПЗС-матрицы и блока электронной обработки. Вследствие изменения показателя преломления покровной среды будет возникать пространственный сдвиг интерференционной картины. Сдвиг фазы связан со смещением интерференционной картины соотношением:

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{\Delta x}{D}. \quad (4.52)$$

где  $\Delta x$  – смещение полос интерференционной картины,  $D$  – их период.

У такой схемы регистрации сигналов есть следующее преимущество. В качестве считывающего оптического сигнала можно использовать излучение не одной, а двух разнесенных длин волн, к примеру, вводить оптическое излучение с длинами волн 0,63 мкм и 0,85 мкм попеременно. Так как интерференционные картины от различных источников имеют различные пространственные частоты, то сдвиги интерференционной картины и соответствующие им разности фаз ортогонально-поляризованных волн определяются независимо,

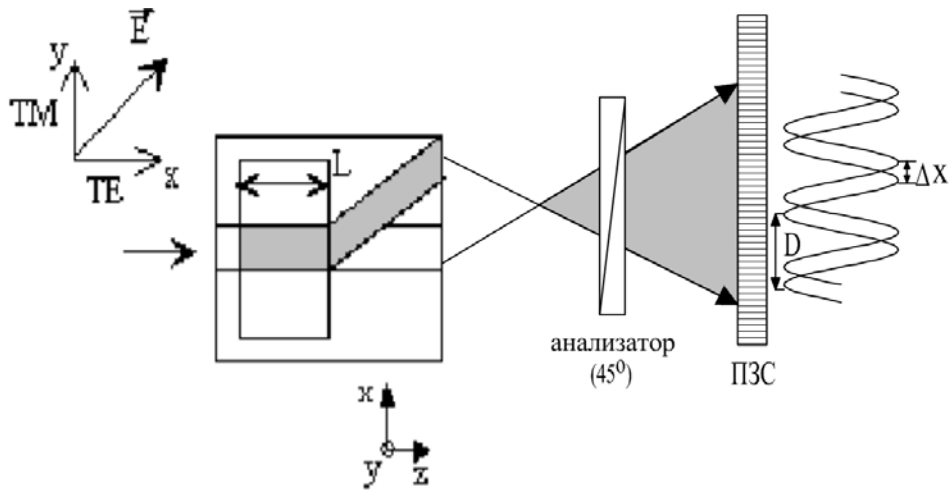


Рисунок 4.39 – Схема волноводного поляриметра с дополнительным высокопреломляющим слоем и встроенным разделителем поляризаций.  $\Delta x$ ,  $D$  - смещение и период интерференционных полос, соответственно

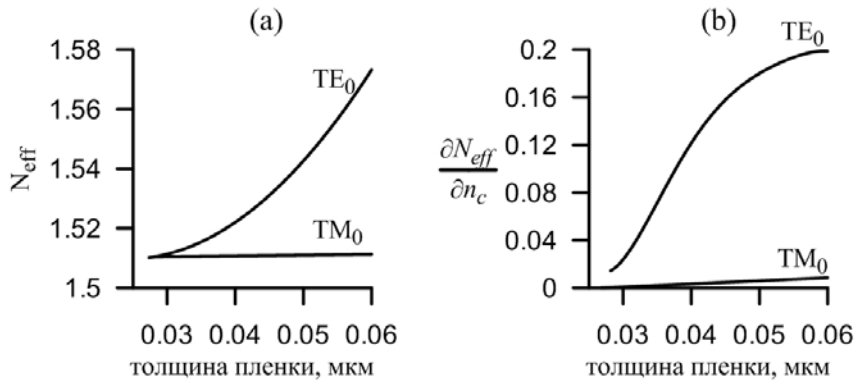


Рисунок 4.40 – а. Зависимость эффективного показателя преломления от толщины высокопреломляющей пленки ( $n=2.27$ ) составного четырехслойного волновода; б. График зависимости величины  $\frac{\partial N_{eff}}{\partial n_c}$  для TE<sub>0</sub>- и TM<sub>0</sub>-моды от толщины покровной пленки волновода,  $n_c \sim 1.33$

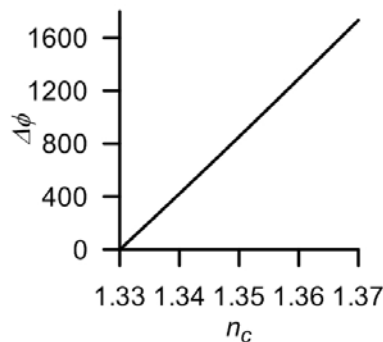


Рисунок 4.41 – График зависимости составляющей сдвига фаз  $\Delta\phi$  на выходе волноводного поляриметра от показателя преломления покровной среды

на своей длине волны. Это дает возможность отделить результат регистрируемой биомолекулярной реакции от флуктуаций температуры раствора.

Разделитель поляризаций сенсора присутствует в монолитном исполнении, как часть интегрально-оптической схемы, что можно считать одним из достоинств данной схемы. Другим позитивным моментом является, то, что за счет нанесения высокопреломляющей пленки увеличивается чувствительность сенсора.

Мощность оптических сигналов ортогональных поляризаций  $P_{out}^{TE}$  и  $P_{out}^{TM}$  на выходе разделителя поляризаций определяется по формулам:

$$\begin{aligned} P_{out}^{TE} &= \frac{1}{2} P_{in} (1 - V \cos(\Delta\phi_0 + \Delta\phi)), \\ P_{out}^{TM} &= \frac{1}{2} P_{in} (1 + V \cos(\Delta\phi_0 + \Delta\phi)). \end{aligned} \quad (4.53)$$

Принцип работы разделителя поляризаций был подробно описан в параграфе 2.3. Конструкция проектировалась на основе одномодовых канальных волноводов, сформированных путем ионного обмена  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  в подложках оптического стекла. Нанесение высокопреломляющей диэлектрической пленки ( $TiO_2$ ) позволяет получить значительное модовое двулучепреломление, необходимое как для работы разделителя поляризаций, так и для увеличения чувствительности сенсора.

Рассчитаны параметры функционирования сенсора с помощью анализа распространения ТЕ- и ТМ-волн, с применением методики распространяющегося пучка и модового анализа.

Параметры волновода взяты те же, что и для рассмотренного выше поляриметра, не нагруженного диэлектрической пленкой. Показатель преломления пленки – 2,27 ( $TiO_2$ ). Показатель преломления покровного слоя в активной области соответствует диапазону водных растворов: 1,33–1,37.

Для расчета параметров сенсора определены поляризационные характеристики волновода, покрытого пленкой, то есть, рассчитано его модовое двулучепреломление при показателе преломления покровной среды 1,33. Построен график зависимости эффективных показателей преломления  $TE_0$ - и  $TM_0$ -моды от толщины пленки, которая является частью волноводной структуры (рисунок 4.40(а)). Как видно из графика, существует довольно значительная разница во влиянии толщины пленки на константы распространения фундаментальных мод обеих поляризаций. Различие эффективных показателей преломления само по себе весьма существенно, при толщине пленки 60 нм оно достигает значения 0,06.

Далее была рассчитана чувствительность эффективных показателей преломления и для  $TE_0$  и для  $TM_0$ -моды волновода  $\frac{\partial N_{eff}}{\partial n_c}$  от толщины пленки (рисунок 4.40(b)). По мере увеличения толщины пленки в диапазоне 20–60 нм восприимчивость эффективного показателя преломления к вариациям показателя преломления покровной среды существует только у  $TE_0$ -моды. Если сопоставить данный расчет чувствительности и расчет чувствительности эффективного показателя преломления  $TE_0$ -моды, проведенный для ионообменного волновода без пленки (см. рисунок 4.27), то очевиден очень большой выигрыш в волноводной структуре с пленкой:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{eff}}{\partial n_c} &= 0.2 \text{ (с пленкой),} \\ \frac{\partial N_{eff}}{\partial n_c} &= 4 \cdot 10^{-4} \text{ (без пленки).} \end{aligned} \quad (4.54)$$

Таким образом, различие в чувствительности составляет 500 раз! С другой стороны, как видно из рисунка 4.40(b), влияния показателя преломления покровной среды на волноводные характеристики  $TM_0$ -моды практически нет, если сравнивать с аналогичным влиянием на  $TE_0$ -моду.

Следствием высокого уровня влияния показателя преломления покровной среды на волноводные свойства  $TE_0$ -моды, при отсутствии такого влияния на  $TM_0$ -моду, является очень высокая чувствительность поляриметрического сенсора-рефрактометра. На рисунке 4.41 показано влияние значения показателя преломления покровной среды  $n_c$  на составляющую сдвига фаз  $\phi$  на выходе волноводного поляриметр. Длина волновода равна 30 мм. Толщина пленки выбрана равной 60 нм. Зависимость носит линейный характер. Как видно из графика, добавление высокопреломляющей пленки радикально усиливает эффект накопления разности фаз между  $TE_0$ -моды и  $TM_0$ -модами. Если сравнивать данную зависимость с аналогичной, полученной для ионообменного калийного волновода без пленки, то сдвиг фазы между  $TE$ - и  $TM$ -волнами при том же диапазоне изменения показателя преломления покровной среды увеличивается в 1000 раз.

Таким образом, предложена интегрально-оптическая схема поляриметрического биосенсора-рефрактометра для анализа химико-биологических реагентов, использующая модовое двулучепреломление четырехслойной волноводной структуры.

Проведено трехмерное физико-математическое моделирование оптического биосенсорного устройства рефрактометрического типа на основе эффекта плазмонного резонанса в металлodieлектрическом волноводе [129]. Принцип действия сенсора основан на изменении уровня затухания направленной волны в волноводе вследствие влияния изменений показателя прелом-

ления на ее эванесцентное поле (на “хвост” моды). Подобные расчеты для таких сенсоров проводились ранее лишь для планарных (двумерных) оптических структур [255].

Основным элементом датчика является диэлектрический интегрально-оптический каналный волновод, покрытый тонкой (~50 нм) металлической пленкой (см. рисунок 4.42(a));  $n_s$ ,  $n_g$ ,  $n_m$ ,  $n_a$  – показатели преломления подложки, канала, металлической пленки и покровного слоя, соответственно.

Принцип работы такого датчика-рефрактометра следующий. Входная волноводная ТМ-мода от монохроматического источника излучения возбуждает моды промежуточной секции, где расположен металлодиэлектрический волновод. При подобранных параметрах волновода эта мода (более точно – супермода) одна и она состоит из двух составляющих – моды собственно диэлектрического волновода и быстро затухающей волны поверхностных плазмонов (см. рисунок 4.42(b)). Эффективность возбуждения волны поверхностных плазмонов зависит от согласования констант распространения моды волновода и плазмонной волны. Характеристики плазмонной волны сильно зависят от показателя преломления покровной среды, и от основной моды волновода будет отбираться больше или меньше энергии. Показатель преломления покровного слоя на константу распространения моды диэлектрического волновода почти не влияет. Таким образом, затухание, вносимое схемой, зависит от показателя преломления покровного слоя. Мода волновода переходит на выходе секции в моду диэлектрического волновода без пленки. Сигнал на выходе схемы детектируется фотоприемником. Параметры датчика должны обеспечивать максимально возможное изменение пропускания направленной волны ТМ-поляризации. ТЕ-мода распространяется в данной схеме практически без влияния со стороны металлического слоя и может быть использована как опорный сигнал для датчика.

Трехмерный метод распространяющегося пучка корректно описывает боковое ограничение направленных волн и поверхностных плазмонов, что более точно характеризует реально изготавливаемые устройства. Анализ волноводных мод позволяет оценить условие связи входного излучения с поверхностной электромагнитной волной, сопровождающей распространение поверхностных плазмонов, и, следовательно, определить оптимальный набор параметров датчика, гарантирующий максимальную чувствительность.

Для расчетов оптимальных параметров схемы определялись параметры мод волнопроводов датчика (с металлической пленкой и без нее), а затем для всей интегрально-оптической схемы моделировалось прохождение ТМ-волны методом распространяющегося пучка.

Для расчетов применялись параметры волнопроводов, сформированных путем ионного обмена  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  в стеклянной подложке. В качестве материала для наноразмерной металлической пленки было выбрано серебро. Подставлялись параметры волнопроводов собственного изготовления, которые были указаны выше.

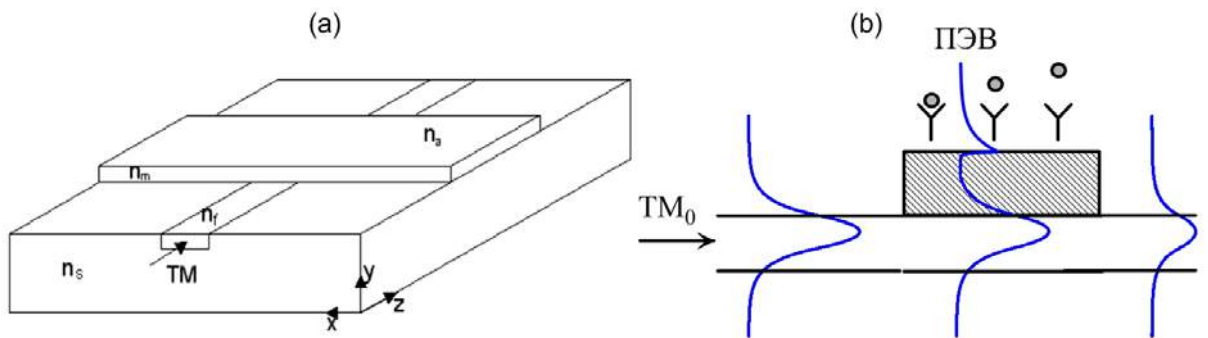


Рисунок 4.42 – а. Схема интегрально-оптического плазмонного сенсора на основе одномодового металлодиэлектрического каналного волновода; б. Иллюстрация возбуждения поверхностных плазмонов (пояснение принципа действия волноводного плазмонного биосенсора)

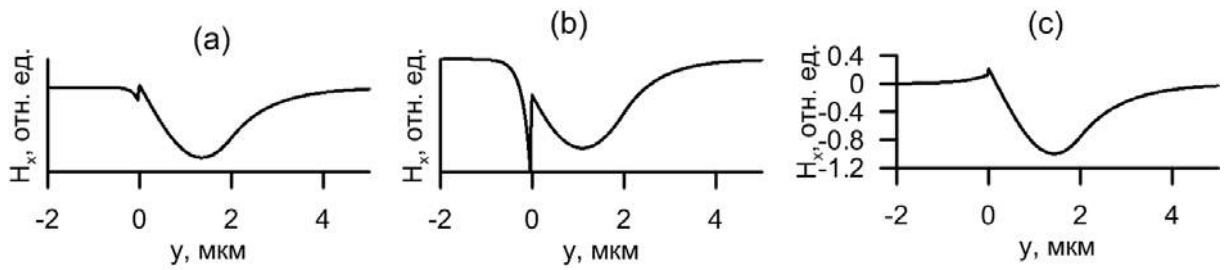


Рисунок 4.43 – Распределение напряженности магнитного поля в сенсоре при вариациях показателя преломления покровной среды  $n_a=1.33$  (а)  $n_a=1.39$  (б) и  $1.43$  (с), соответственно

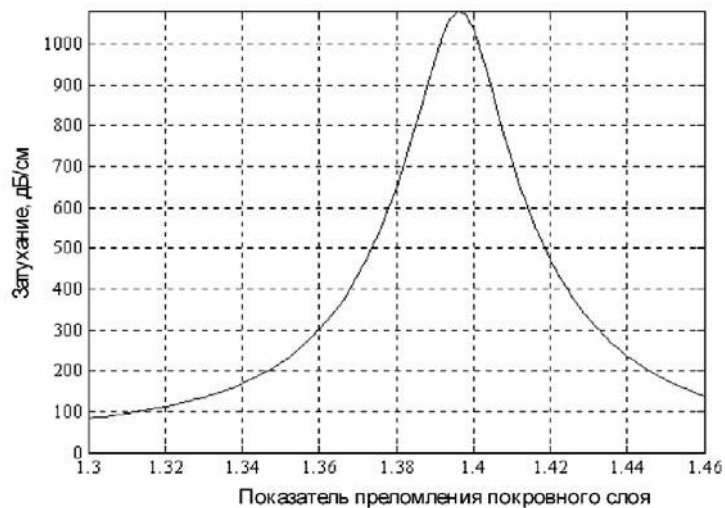


Рисунок 4.44 – Зависимость коэффициента затухания оптического излучения в сенсоре от показателя преломления покровного слоя

Распределения поперечной компоненты магнитного поля по вертикальной пространственной координате для различных показателей преломления покровных сред, полученные путем расчета мод волноводов, показаны на рисунке 4.43. Из графика видно, что локализация поля критична к внешней контактирующей с металлом среде. Мощность выходной ТМ-поляризованной волны существенно зависит от показателя преломления внешних сред, граничащих с тонкой серебряной пленкой вследствие резонансного возбуждения поверхностной плазмонной волны. На рисунке 4.43(b)) показан как раз случай резонансного ее возбуждения.

Была проанализирована картина распространения излучения в волноводе, которая сопровождается трансформацией входной волноводной моды в модовую структуру, имеющую вертикальную составляющую пространственного распределения магнитного поля, показанную на рисунках 4.43. Данный процесс происходит на достаточно малом расстоянии. Связь с комбинированной волноводно-плазмонной модой очень эффективная. Это означает, что затухание указанной моды определяет базовые свойства датчика и связь радиационных мод активной области с выходной волноводной модой пренебрежимо мала.

На рисунке 4.44 показана зависимость затухания в сенсоре от показателя преломления покровного слоя. Как видно из рисунка, коэффициент пропускания ТМ-поляризованных волн существенно зависит от показателя преломления покровной среды в области, соответствующей резонансному возбуждению поверхностных плазмонов, и детектирование вариаций показателя преломления  $\sim 10^{-5}$  в предположении 1%-фотометрии выходного сигнала возможно. Таким образом, фотометрия выходного излучения дает возможность отследить изменения показателя преломления и связанные с этим изменения биологические или химические процессы.

Проведена теоретическая и экспериментальная разработка оптической схемы высокочувствительной биосенсорной системы, использующей эффект плазмонного резонанса в субмикронных дифракционных решетках [256-260].

В оптическом биосенсоре, принцип действия которого основан на особенностях возбуждения волны поверхностных плазмонов в субмикронной дифракционной решетке, регистрируются биомолекулярные взаимодействия на ее поверхности. Согласно конструкции такого биосенсора, она (решетка) помещается внутрь исследуемого раствора. К примеру, это может быть некоторый канал с пропускаемым через него раствором и решеткой внутри (см. рисунок 4.45(a)).

Возбуждение плазмон-поляритонов на поверхности металлодиэлектрической дифракционной решетки носит резонансный характер и возможно только при некотором угле падения оптической волны, имеющей ТМ-поляризацию. Возбуждение поверхностных плазмонов приводит к падению коэффициента отражения (в нулевом порядке дифракции) практически до нулевого значения. С помощью ПЗС-камеры измеряется сдвиг резонансного угла, который



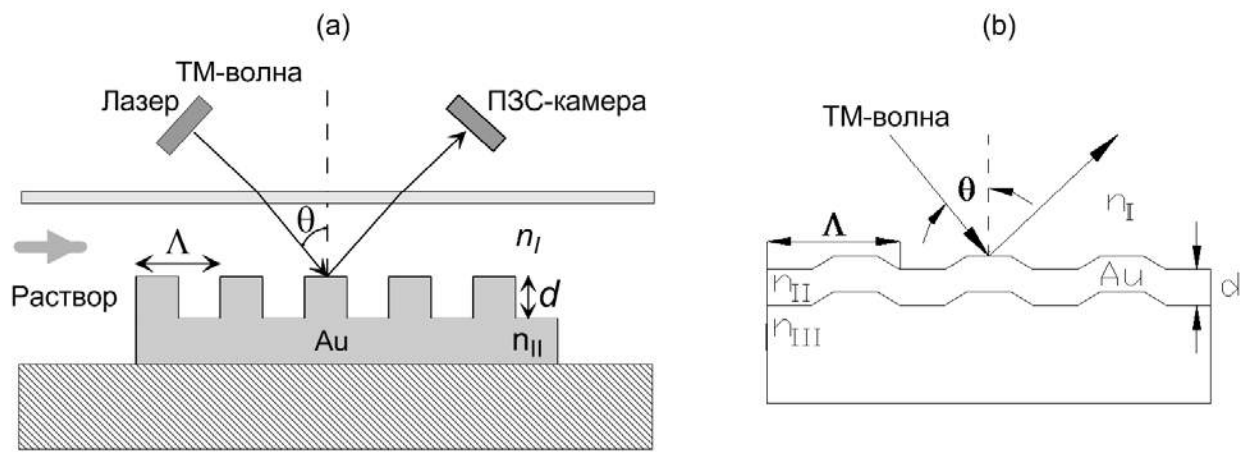


Рисунок 4.45 – а. Схема плазмонной биосенсорной системы с бинарной дифракционной решеткой; б – Схематический вид дифракционной решетки с трапецидальным профилем

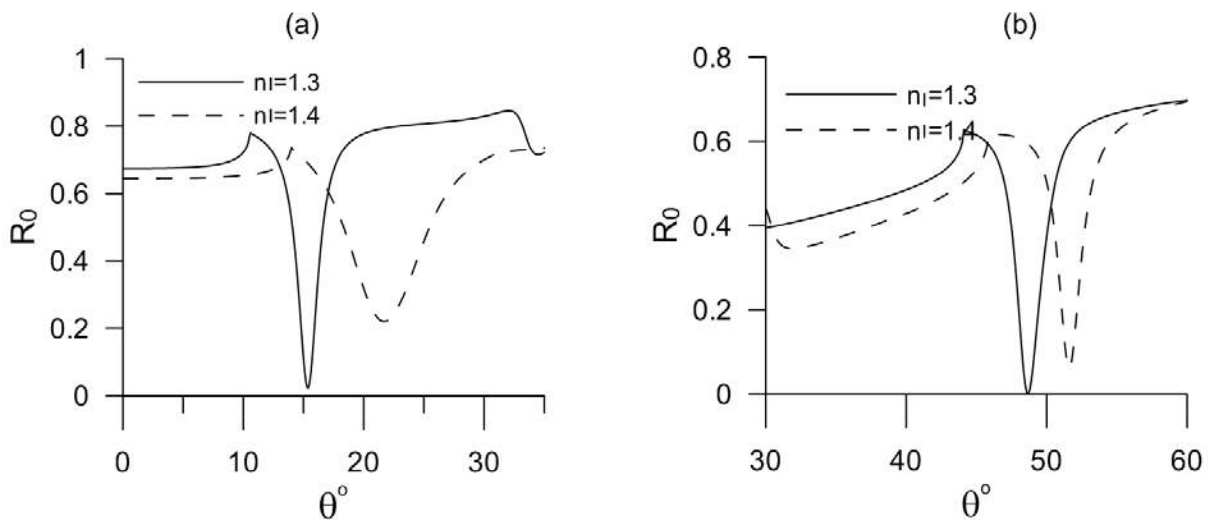


Рисунок 4.46 – а. Зависимость коэффициента отражения нулевого порядка дифракции от угла падения плоской ТМ-волны. Параметры решетки с бинарным профилем:

$\Lambda=0,8$  мкм,  $d=0,05$  мкм; длина волны  $\lambda=0,85$  мкм;

б. Зависимость коэффициента отражения нулевого порядка дифракции от угла падения плоской ТМ-волн. Параметры решетки с трапецидальным профилем:  $\Lambda=1,6$  мкм,  $d=0,11$  мкм; длина волны  $\lambda=0,63$  мкм

соответствует изменению концентрации компоненты раствора. Подробно вопросы построения первичного преобразования измеряемой величины и анализа кинетики реакций в оптических биосенсорах были разъяснены выше, в этой главе, а также в главе 1.

Актуальны исследования таких биодатчиков с применением серийно выпускаемых дешевых решеток трапецеидальной формы. Схематический вид дифракционной решетки такой формы показан на рисунке 4.45(b).

Моделирование процессов возбуждения плазмон-поляритонов и расчеты дифракции на субмикронных решетках различной формы базировались на применении строгого анализа связанных волн RCWA (rigorous coupled-wave analysis) [261-263]. Кратко опишем RCWA-расчет решетки бинарной (прямоугольной) формы. Согласно RCWA-методу, диэлектрическая проницаемость, компоненты электрического и магнитного полей в области решетки раскладываются в ряд Фурье:

$$\varepsilon(x) = \sum_{h=-N/2}^{h=N/2} \varepsilon_h \exp\left(j \frac{2\pi h x}{\Lambda}\right), \quad H_y(x) = \sum_{i=-N/2}^{i=N/2} U_i \exp(jk_{xi} x), \quad E_x(x) = j \frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \sum_{i=-N/2}^{i=N/2} S_i \exp(jk_{xi} x), \quad (4.55)$$

где  $k_{xi} = k_0 [n_I \sin(\theta) - i(\lambda / \Lambda)]$ ,  $\lambda$ ,  $\Lambda$ ,  $\theta$  – длина волны оптического излучения, период решетки и полярный угол падения, соответственно,  $n_I$  – показатель преломления покровной среды,  $k_0 = 2\pi/\lambda$ .  $N$  – число гармоник разложения. Пространственные гармоники проницаемости имеют вид:  $\varepsilon_0 = fn_1^2 + (1-f)n_{II}^2$ ;  $\varepsilon_h = (n_I^2 - n_{II}^2) \sin(\pi h f) / \pi h$ , где  $n_I$ ,  $n_{II}$  – показатели преломления покровной среды и материала решетки,  $f$  – коэффициент заполнения материалом в области решетки.

На первой стадии методики RCWA необходимо решить систему дифференциальных уравнений

$$\frac{\partial^2 U}{\partial (z')^2} = [EB]U, \quad (4.56)$$

в которой введена нормированная пространственная координата  $z' = k_0 z$ , вектор  $U$  состоит из амплитуд спектрального разложения магнитного поля  $\{U_{ij}\}$ , матрица  $B$  определяется как  $B = K_x E^{-1} K_x - I$ . Матрица  $E$  имеет вид матрицы Топлица, элементы рассчитываются по амплитудам гармоник спектрального представления проницаемости:  $\{E_{ip}\} = \varepsilon_{i-p}$ . Диагональная матрица  $K_x$  имеет элементы  $\{k_{xi}/k_0\}$ ;  $I$  – единичная диагональная матрица. При решении системы уравнений находятся все собственные значения и собственные вектора матрицы  $EB$ , которые представля-

ются в форме диагональной матрицы  $Q=\{q_i^2\}$  ( $q_i$  – собственные значения) и соответствующей ей матрицы, образованной столбцами собственных векторов  $W=\{w_{m,ij}\}$ .

Применяются условия непрерывности тангенциальных компонентов электрического и магнитного полей на границах раздела дифракционная решетка – подложка и дифракционная решетка – покрывное полупространство. В результате образуется система линейных уравнений для расчета величин эффективности отражения и пропускания в дифракционной решетке.

$$\begin{bmatrix} -I & W & WX & [0] \\ jZ_I & V & -VX & [0] \\ [0] & -WX & -W & I \\ [0] & -VX & V & jZ_{II} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R \\ C^+ \\ C^- \\ T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [\delta_{i_0}] \\ [\delta_{i_0} \cos(\theta)/n_I] \\ [0] \\ [0] \end{bmatrix}, \quad (4.57)$$

где  $Z_I, Z_{II}$  – диагональные матрицы с коэффициентами  $(k_0^2 n_I^2 - k_{xi}^2)^{1/2}/k_0 n_I^2, (k_0^2 n_{II}^2 - k_{xi}^2)^{1/2}/k_0 n_{II}^2$ , матрица  $V=WQ$ , матрица  $X$  – диагональная матрица, состоящая из элементов  $\{\exp(-k_0 q_i d)\}$ ,  $d$  – толщина решетки,  $\delta_{i_0}$  – дельта-функция, вектора  $R=\{R_{ij}\}$  и  $T=\{T_{ij}\}$  – коэффициенты отражения и пропускания различных порядков дифракции.

Для моделирования дифракции в трехмерном пространстве использовался соответствующий вариант методики RCWA с дополнительной азимутальной координатой падающей волны. Однако, вследствие громоздких расчетных соотношений, математический аппарат этой разновидности методики RCWA было решено в настоящей работе не описывать

RCWA-расчет решеток трапецеидальной формы сложнее описанного выше случая [262]. Решетка стратифицируется, отдельный слой считается отдельной решеткой, и применяются условия непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного поля. Громоздкий математический аппарат данной методики также было решено не приводить.

Сообразно цели построения биосенсорной системы, исследованы оптические характеристики и особенности эффекта плазмонного резонанса в металлодиэлектрических решетках. RCWA-расчеты проведены для решеток прямоугольной и трапецеидальной формы. Одно из условий возбуждения плазмон-поляритонов – требование, чтобы действительная часть диэлектрической проницаемости металла решетки была меньше нуля:  $\text{Re}(\varepsilon_m) < 0$ . Для этих целей чаще других приемлемых металлов выбирается золото и серебро. Вычисления проводились для решеток из золота; расчетные длины волн оптического излучения: 0,6–1,1 мкм. Диэлектрическая проницаемость золота рассчитывалась по модели дисперсии Друде.

Базовые вычисления сводятся к расчету дифракционной эффективности отражения волн ТМ-поляризации при различных полярных и азимутальных углах падения, а также на различных длинах волн излучения.

На рисунке 4.46(a) представлены результаты RCWA-расчетов влияния угла падения плоской ТМ-волны на коэффициент отражения бинарной решетки. Расчет проведен для нулевого порядка дифракции. Параметры решетки: период  $\Lambda=0,8$  мкм, толщина  $d=0,05$  мкм; длина волны  $\lambda=0,85$  мкм. На рисунке 4.46(b) представлены аналогичные результаты для трапецеидальной решетки. Параметры решетки:  $\Lambda=1,6$  мкм,  $d=0,11$  мкм, длина волны  $\lambda=0,63$  мкм. Показатель преломления подложки из поликарбоната –  $n_{III}=1,59$ .

Как видно из этих графиков, при определенном (резонансном) угле падения ТМ-волны происходит возбуждение волны поверхностных плазмонов, коэффициент отражения от решетки уменьшается и при показателе преломления покровной среды 1,3 является близкой к нулю величиной. Изменение показателя преломления покровной среды влечет за собой сдвиг резонансного угла возбуждения поверхностных плазмонов и изменение формы угловой зависимости коэффициента отражения.

Важным является следующая установленная закономерность – линейная зависимость сдвига угла и длины волны возбуждения поверхностных плазмонов от изменения показателя преломления покровной среды в диапазоне 1,3–1,37 (см. рисунок 4.47), полученная по данным рисунков 4.46(a) и (b).

Чувствительность определения углового смещения минимума коэффициента отражения  $\Delta\theta/\Delta n_I$ , измеряемая в градусах на единицу показателя преломления (ЕПП), составляет 61 градус/ЕПП и 23 градус/ЕПП для бинарной и трапецеидальной решеток, соответственно. Чувствительность в пределах указанного выше интервала показателей преломления различных растворов является для обоих типов решеток величиной постоянной.

На рисунке 4.48(a) представлена зависимость коэффициента отражения нулевого порядка дифракции от длины волны ТМ-поляризации для решетки с дифракционной прямоугольным профилем при изменении показателя преломления покровной среды, как параметра. Чувствительность при определении сдвига  $\Delta\lambda/\Delta n_I$  составляет для решетки с бинарным профилем и с указанными выше характеристиками 0,77 мкм/ЕПП, и также в интервале показателей преломления водных растворов является величиной постоянной. На рисунке 4.48(b) показан сдвиг длины волны минимального коэффициента отражения в нулевом порядке дифракции относительно значения 0,85 мкм при вариации показателя преломления покровной среды.

Схема падения плоской волны на дифракционную решетку в трехмерном пространстве, которая соответствует реальной экспериментальной схеме возбуждения поверхностных плазмонов на дифракционной решетке, показана на рисунке 4.49(a). Зависимость коэффициента

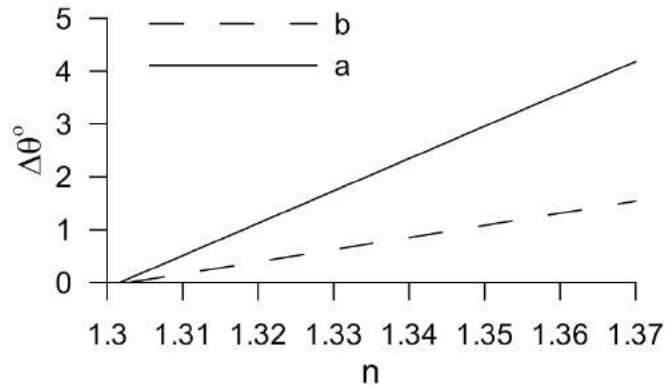


Рисунок 4.47 – Зависимость сдвига угла падения, соответствующего минимальному коэффициенту отражения (при возбуждении поверхностной плазмонной волны), от показателя преломления покровной среды для бинарной (а) и трапецеидальной (b) дифракционных решеток, соответственно

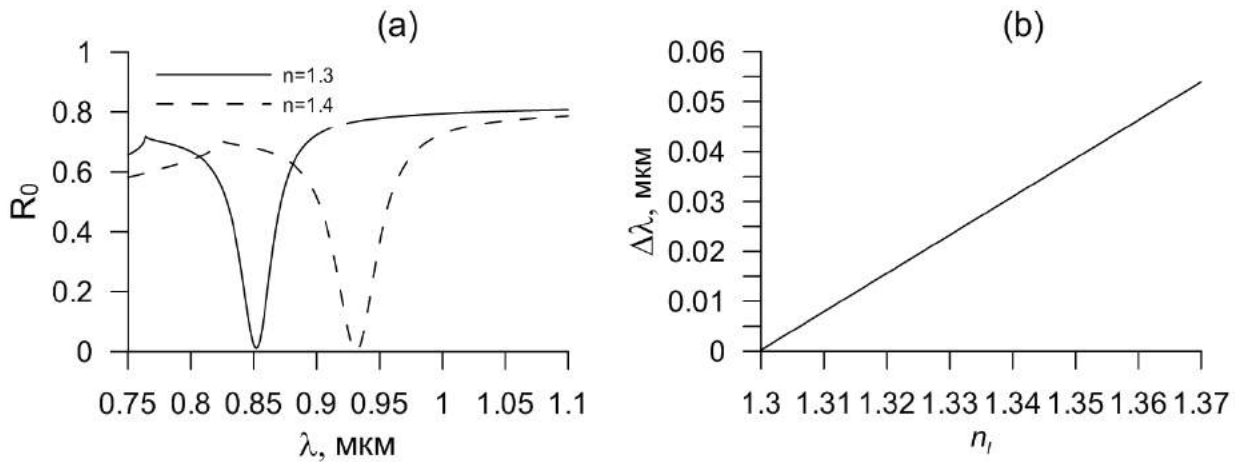


Рисунок 4.48 – а. Зависимость коэффициента отражения нулевого порядка диффракции от длины ТМ-волны для решетки с прямоугольным профилем;  
 б. Зависимость сдвига длины волны, соответствующего минимальному коэффициенту отражения от показателя преломления покровной среды

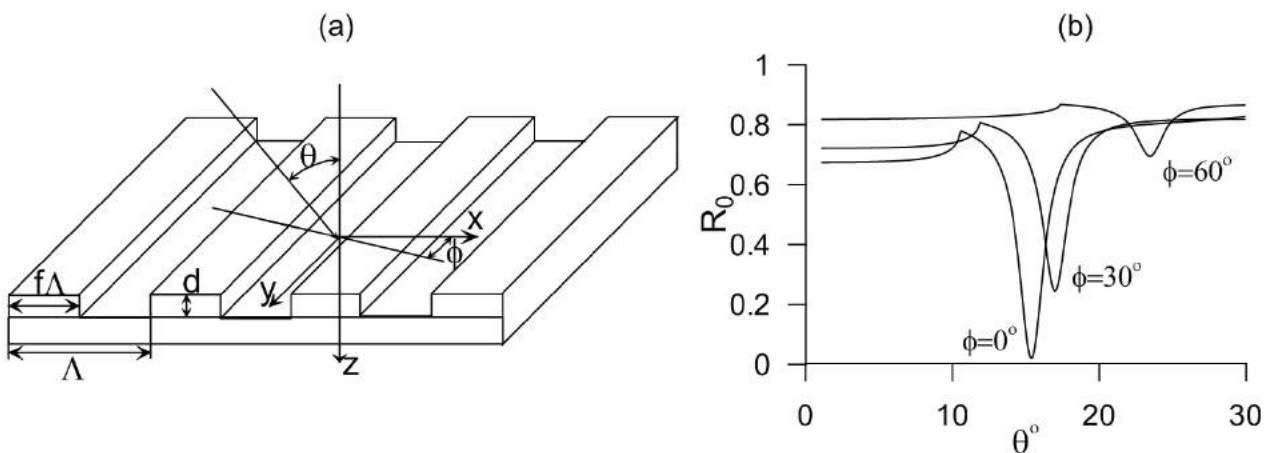


Рис. 4.49. Внешний вид решетки в трехмерном пространстве – (а), зависимость коэффициента отражения нулевого порядка дифракции от полярного угла падения ТМ-волны при вариации азимутального угла, как параметра – (b)

отражения ТМ-волны нулевого порядка дифракции от угла падения, рассчитанная методом RCWA при вариации азимутального угла, как параметра, показана на рисунке 4.49(b). Как следует из анализа графика, строгих условий к юстировке оптической схемы сенсора не предъявляется и сдвиг от нулевого азимутального угла не приводит к существенному снижению эффективности возбуждения поверхностных плазмонов.

Для биосенсоров рефрактометрического типа на основе призмного элемента возбуждения поверхностных плазмонов по схеме Кречмана существует возможность определения изменения показателя преломления  $1 \cdot 10^{-6}$ , как минимально возможного, в предположении фотометрии с угловым разрешением  $1 \cdot 10^{-4}$  градусов при чувствительности 100 градусов/ЕПП [263]. Если использовать эти данные для определения регистрируемого минимального изменения показателя преломления в схеме с дифракционной решеткой, то можно утверждать, что рассмотренная схема на основе бинарной дифракционной решетки на длине волны 0,85 мкм имеет разрешающую способность порядка  $2 \cdot 10^{-6}$ .

Исходя из спектральной разрешающей способности в 0,05 нм, минимальное изменение показателя преломления, которое может регистрироваться по смещению дифракционной картины от бинарной решетки вследствие вариации длины волны, составит  $5 \cdot 10^{-5}$ .

Было проведено экспериментальное исследование возбуждения поверхностных плазмонов на металлической решетке трапецидальной формы [257, 260]. Решетки такой формы со слоем золота выпускаются серийно и имеют очень низкую стоимость, что позволит снизить стоимость всей сенсорной системы. Согласно спецификации на решетку, ее параметры следующие: период  $\Lambda = 1,6$  мкм, глубина  $d = 0,11$  мкм.

С помощью нанотехнологического комплекса «Умка-01» на основе сканирующего туннельного микроскопа с рабочей областью размером 5 мкм на 5 мкм с разрешением 0,02 нм было произведено сканирование поверхности решетки с золотым слоем. Сканирование производилось при фиксированном значении тока. Результат сканирования представлены на рисунке 4.50(a). При помощи специального программного обеспечения была реконструирована поверхность решетки. На рисунке 4.50(b) представлен ее разрез в поперечном сечении. Форма решетки имитируется трапециями (см. розовую линию графика). Параметры трапеций: высота 106 нм, период 1,57 мкм, расстояние между трапециями 210 нм, угол у основания трапеции  $78^\circ$ .

Схема экспериментального стенда для исследования особенностей возбуждения поверхностных плазмонов на дифракционной решетке приведена на рисунке 4.51. Гелий-неоновый лазер ( $\lambda=0,63$  мкм) был зафиксирован на специальных подставках, позволяющих вращать лазер относительно своей оси и перемещать его в вертикальной плоскости.

Для измерения углов был использован гониометр Г-5, дающий погрешность в  $\pm 5$  угловых секунд. Решетка располагается на предметном столике гониометра в специальном держателе,

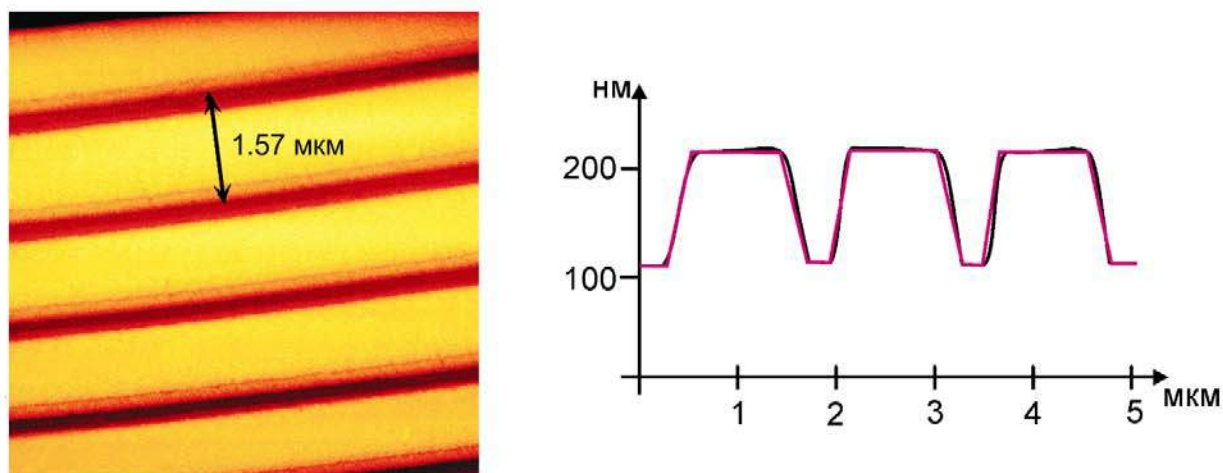
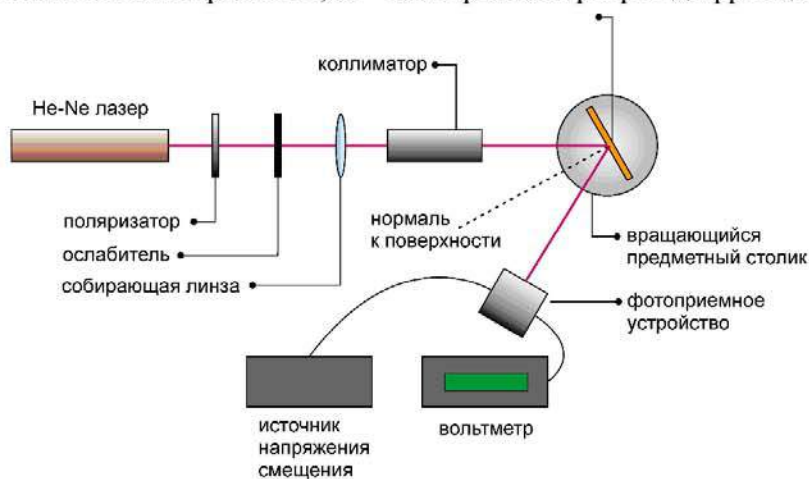


Рисунок 4.50 – а. Изображение золотого слоя поверхности решетки, полученное с помощью туннельного микроскопа; б. – Поперечный разрез дифракционной решетки



Рисинок 4.51 – Экспериментальная установка для измерения коэффициента отражения в нулевом порядке дифракции решетки с золотым отражающим слоем

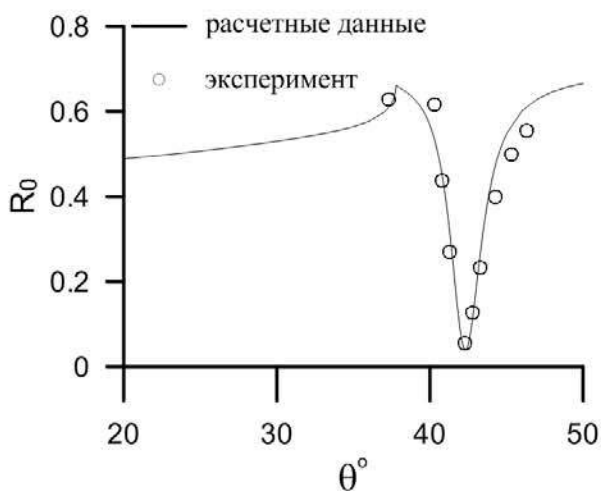


Рисунок 4.52 – Зависимость коэффициента отражения в нулевом порядке дифракции от угла падения, покровная среда - воздух,  $n_f=1$

позволяющем изменять положение решетки в трех координатах. Поляризатор, показанный на рисунке, используется для выделения ТМ-поляризации, необходимой для возбуждения поверхностных плазмонов.

В результате был получен экспериментальный график зависимости коэффициента отражения решетки в нулевом порядке дифракции от угла падения оптического излучения (см. рисунок 4.52). На данном графике также показаны результаты RCWA-расчетов коэффициента отражения в нулевом порядке дифракции для этого случая. Расчет проведен для следующих параметров: длина волны  $\lambda = 0,63$  мкм, показатель преломления металла  $n_{II} = 0,12 - 3,29i$  (золото). Покровная среда – воздух ( $n_I=1$ ).

Из рисунка 4.52 видно, что при резонансном угле в  $41^\circ$  происходит эффективное возбуждение поверхностной плазмонной ТМ-волны, коэффициент отражения резко уменьшается почти до нулевого значения.

Результаты теоретического моделирования и экспериментального исследования решетки трапецеидальной формы согласуются между собой с точностью менее 5%, что говорит о корректности использования метода RCWA для моделированию плазмонных наноструктур [260].

Таким образом, субмикронные металлодиэлектрические дифракционные решетки с прямоугольным профилем обладают параметрами сенсоров, сопоставимые с параметрами оптических рефрактометрических сенсоров на основе призмной схемы Кречмана для плазмонного резонанса. Чувствительность трапецеидальных дифракционных решеток в три раза ниже, чем у решеток с прямоугольным профилем.

Датчики волнового фронта Шака-Гартмана [264] используются в оптических системах для измерения волнового фронта. Датчик состоит из двумерной матрицы микролинз, сфокусированных на ПЗС-камеру. Матрицы микролинз, специально предназначенные для использования в датчиках Шака-Гартмана, разработаны и созданы методом электростимулированной миграции ионов в стекле [265-268].

Схема датчика волнового фронта Шака-Гартмана показана на рисунке 4.53. Согласно принципу функционирования датчика, микролинзы разделяют исследуемый фронт волны, и посредством всей матрицы микролинз в некоторой плоскости за ней создается массив фокальных пятен. В этом месте размещается видеокамера, которая регистрирует получаемое изображение, преобразуя его в электрические сигналы. Если фронт волны не плоский, то каждое элементарное пятно смещается по отношению к оси микролинзы. Этот сдвиг «центра масс» пятна пропорционален наклону фронта волны в пределах апертуры (субапертуры) каждой микролинзы матрицы. Разработаны методики для реконструирования волнового фронта, то есть восстановления эквифазной поверхности в пределах общей апертуры всей матрицы линз.



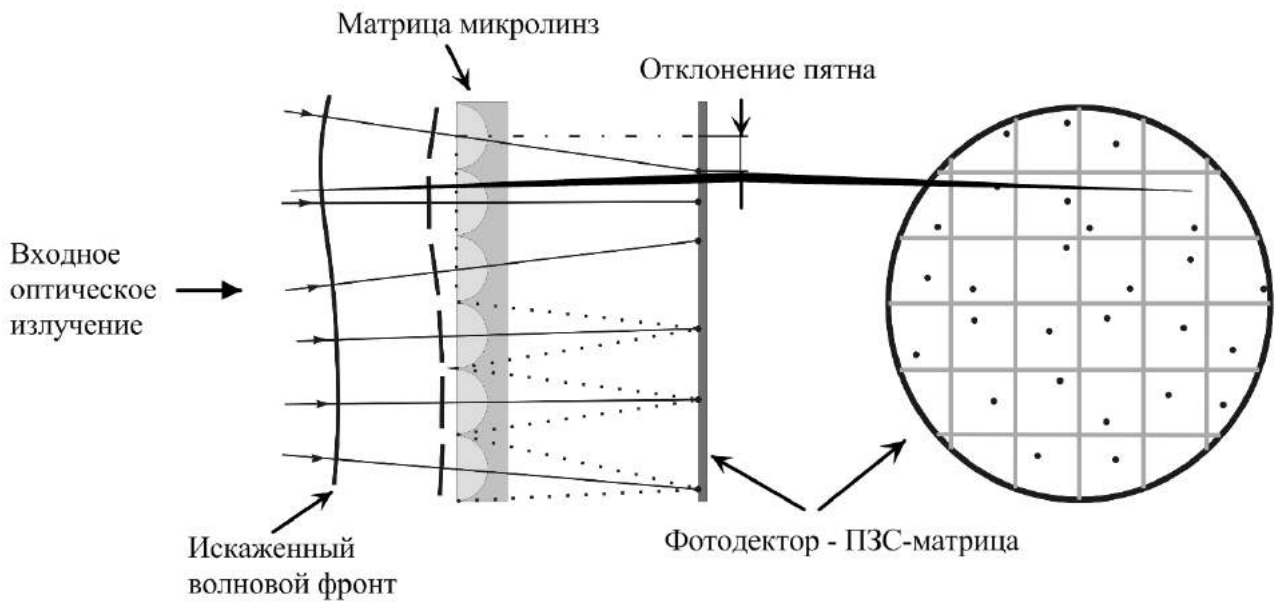


Рисунок 4.53 – Схема датчика волнового фронта Шака-Гартмана

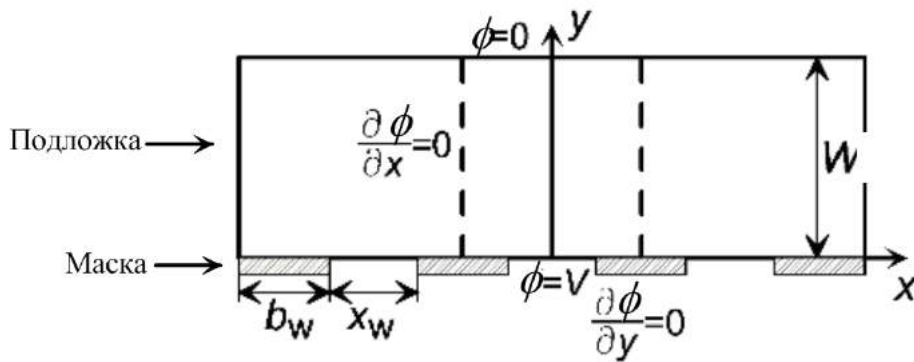


Рисунок 4.54 – Схема и граничные условия электростатической задачи для расчета напряженности поля для электростимулированной миграции ионов в периодической структуре электродов

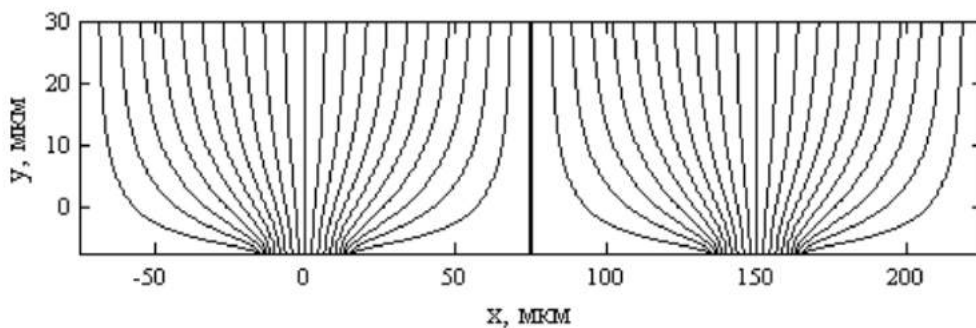


Рисунок 4.55 – Форма силовых линий статического электрического поля в стеклянной подложке при формировании микролинз

Микролинзы для датчиков Шака-Гартмана обычно требуются с большими фокусными расстояниями и малой апертурой. Такие матрицы микролинз должны иметь одинаковые фокусные расстояния у всех линз, малое фокальное пятно, и высокую плотность упаковки.

Проведено физико-математическое моделирование процесса изготовления микролинз в матрице с целью определения формы линз. Применяемая в настоящей работе и подробно описанная в главе 3 технология их формирования использует внедрение ионов серебра  $\text{Ag}^+$  из расплава солей  $\text{AgNO}_3 + \text{NaNO}_3$  в подложку оптического стекла под действием стимулирующего электрического напряжения. Согласно этой технологии формируемые линзы имеют четкую границу. Необходимость определения формы линз обусловлена требованием создания матриц линз с большой плотностью упаковки.

Исходя из структуры электростатического поля при формировании матрицы или линейки линз, очень близко расположенные линзы будут обладать формой, которая будет отличаться от полусферической. Также, при небольшом времени миграции ионов серебра  $\text{Ag}^+$  в стеклянную подложку из расплава солей форма линз также будет не полусферическая.

Пространственное распределение ионов серебра в стекле было определено в соответствии с решением нелинейного уравнения диффузии (3.1), описывающего электростимулированную миграцию ионов в процессе изготовления линзы

Проведен расчет формы электростатического поля в стеклянной подложке. Если принять допущение, что проводимость стекла является однородной в пределах подложки, то уравнением электростатики, описывающим распределение электрического потенциала, является уравнение Лапласа (3.13).

Схема моделируемой структуры и граничные условия для периодически расположенных электродов – анодов и одним общим электродом – катодом представлены на рисунке 4.54. На рисунке обозначены  $x_w$  – ширина отверстия в маске,  $b_w$  – расстояние между краями отверстий,  $W$  – толщина стеклянной подложки и  $V$  – напряжение между анодами и катодом.

Моделирование было проведено методом конформных отображений [183-184, 268]. Применение данного метода дает возможность получить аналитическое выражение для пространственного распределения напряженности электростатического поля. Для двумерной матрицы микролинз распределение поля имеет вид:

$$E_x - iE_y = i \frac{V}{W} \frac{K'(k)}{K'(q)} \sqrt{\frac{1 - \text{sn}^2(\beta u, k)}{\text{sn}^2(\zeta, k) - \text{sn}^2(\beta u, k)}}, \quad (4.58)$$

где  $E_x, E_y$  – компоненты вектора напряженности электростатического поля  $\vec{E}(x, y)$ ,  $W$  – толщина стеклянной подложки,  $V$  – приложенное электрическое напряжение к подложке,  $u = x + iy$  – комплексная координата,  $K$  – полный эллиптический интеграл,  $K'(k) = K(\sqrt{1-k^2})$ . Параметр  $k$  ( $0 < k < 1$ ) определен в соответствии с решением уравнения

$$\frac{K(k)}{K'(k)} = \frac{x_w + b_w}{2W}, \quad (4.59)$$

Параметры  $\beta$ ,  $\zeta$  и  $q$  определяются как  $\beta = 2K(k)/(x_w + b_w)$ ,  $\zeta = K(k)x_w/(x_w + b_w)$ ,  $q = ksn(\zeta, k)$  соответственно,  $sn$  – эллиптическая функция Якоби.

Путем решения дифференциального уравнения (3.1), описывающего процесс электро-стимулированной миграции ионов серебра в стекле, с соответствующими граничными и начальными условиями, и с подставленным распределением вектора напряженности электростатического поля согласно формуле (4.58), получено пространственное распределение нормализованной концентрации ионов серебра  $C_{Ag}(x, y)$  под маской. Параметры маски:  $x_w = 30$  мкм,  $b_w = 120$  мкм, толщина подложки  $W = 1$  мм. Другие параметры моделирования:  $D_{Ag} = 0,7 \cdot 10^{-15}$  м<sup>2</sup>/с,  $M = 0,03$ ,  $T = 350^\circ\text{C}$ ,  $f = 0,5$ .

Форма силовых линий пространственного распределения напряженности электростатического поля для двух соседних областей внедрения ионов показана на рисунке 4.55. Расчетная форма микролинзы, то есть профиль распределения концентрации, полученный путем решения уравнения (3.1), в течение диффузионного времени 20 минут, 130 минут, 180 минут, показан на рисунках 4.56 (a), (b) и (c), соответственно.

Как можно заметить, линзы на рисунке 4.56(b) имеют практически полукруглую форму. Аналогичные расчеты могут быть сделаны для масок с другими размерами областей поверхности стеклянной подложки, открытых для миграционного процесса. Результаты моделирования процесса формирования микролинз показывают, что существует некоторый диапазон времени процесса стимулированного внедрения ионов в стеклянную подложку (при прочих одинаковых параметрах), при котором изготавливаемые микролинзы будут иметь полусферическую форму.

Структура электростатического поля, используемого для внедрения ионов серебра имеет особенности, заключающиеся в том, что наибольшая напряженность поля находится вблизи краев маскирующего слоя. Поэтому очень короткое время для процесса формирования линз путем миграции ионов серебра не приведет к их полусферической форме (см. рисунок 4.56(a)), потому что у краев маскирующего слоя ионы серебра проходят больший по расстоянию путь в стеклянную подложку, чем ионы, которые внедряются параллельно с ними, за то же время, но

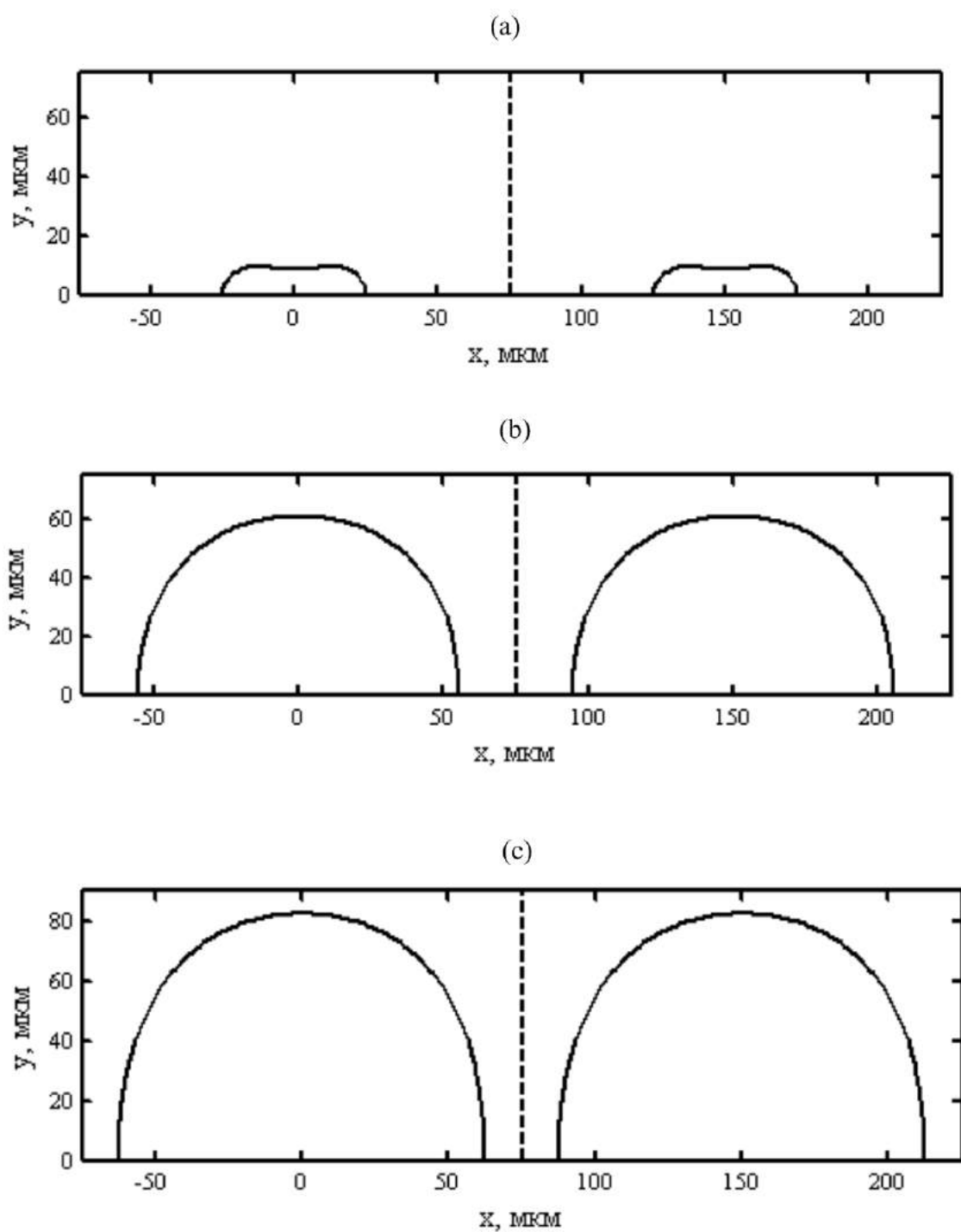


Рисунок 4.56 – Расчетная форма микролинз (граница зоны с внедренными в стеклянную подложку ионами серебра) при различном времени диффузии

из той части отверстия в маске, которая удалена от ее краев. Очень длительное время процесса электростимулированной миграции ионов серебра  $\text{Ag}^+$  в стеклянную подложку тоже приводит к отклонению форму микролинз от полусферической, так как силовые линии электростатического поля от соседних областей приповерхностного слоя подложки не пересекаются. В результате микролинзы в какой то степени “удлиняются” (см. рисунок 4.56(с)).

Таким образом, диаметр отверстий в маскирующем слое, покрывающим стеклянную подложку при формировании линз, необходимо выбирать исходя из их планируемого размера. Также необходимо принимать во внимание соображение, следующее из технологии изготовления линз большого диаметра – малый диаметр отверстий в маскирующем слое требует увеличения времени процесса их формирования.

Матрицы микролинз изготавливались на подложках из стекла К8 с размерами  $50 \times 50 \times 2$  мм. Наносимый на поверхность подложки маскирующий слой из алюминия имел толщина 0,6 мкм. В маске посредством УФ-фотолитографии вытравливалась матрица ( $200 \times 267$ ) отверстий диаметром 30 мкм и с расстоянием между соседними отверстиями 150 мкм. На противоположную сторону подложки также был нанесен слой алюминия (катод). Более подробно особенности технологии электростимулированной миграции ионов описаны в главе 3.

Усредненная величина напряженности электростатического стимулирующего поля была равна 25 В/мм. Электростимулированная миграция ионов серебра в стеклянную подложку проводилась в расплаве смеси солей  $\text{AgNO}_3$  и  $\text{NaNO}_3$  течение 30 минут при температуре  $350^\circ\text{C}$ . В конце процесса маскирующий слой и тонкопленочный катод были удалены путем травления.

Фотография фрагмента изготовленной матрицы микролинз показана на рисунке 4.57. На рисунке 4.58 показана фотография матрицы микролинз в вертикальном поперечном разрезе. Фотография была сделана растровым электронным микроскопом JSM-7500F с рентгеноспектральным анализатором.

На рисунках 4.57 и 4.58 можно увидеть, что изготовленные микролинзы имеют полусферическую форму. Пространственное распределение ионов серебра однородно и является особенностью метода электростимулированной миграции ионов. Соответственно, микролинзы имеют ступенчатый профиль показателя преломления.

Распределения интенсивности света в фокальной плоскости матрицы микролинз показано на рисунке 4.59.

Изготовленные матрицы имеют диаметр 125 мкм, фокусное расстояние – 1,5 мм, диаметр фокального пятна – 19 мкм. Оптические параметры были измерены на длине волны 633 мкм. Число Френеля равно 4,1.

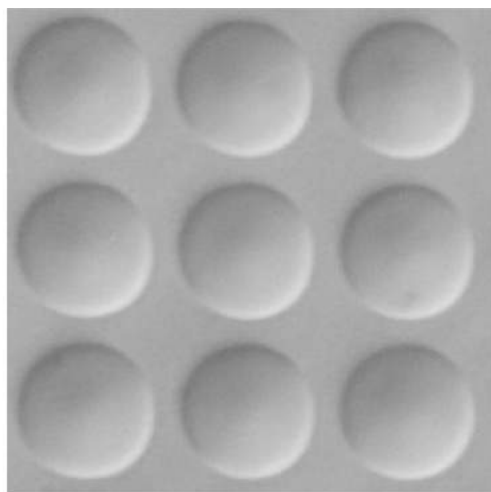


Рисунок 4.57 – Фотография фрагмента матрицы микролинз

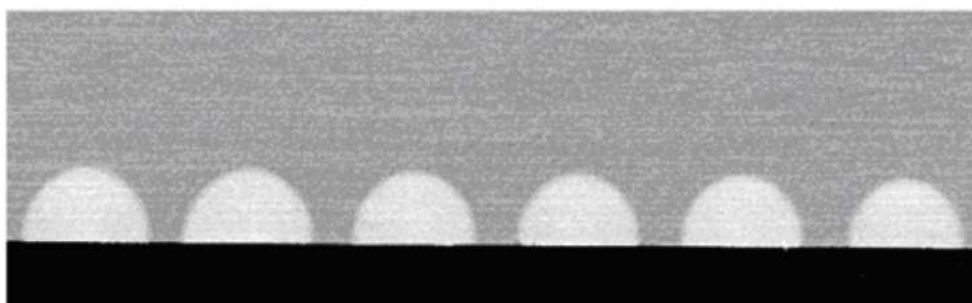


Рисунок 4.58 – Изображение вертикального среза стеклянной подложки с матрицей микролинз, полученное растровым электронным микроскопом

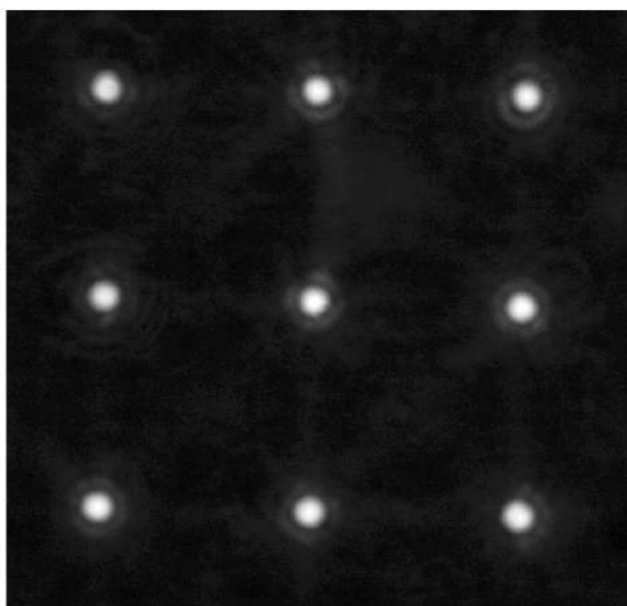


Рисунок 4.59 – Распределение света в фокальной плоскости микролинз

Изготовленные матрицы микролинз могут применяться в датчике волнового фронта с 8-битовой ПЗС-камерой, у которой пиксельный размер равен 8 мкм, что позволяет измерять искажения волнового фронта с динамическим диапазоном угла  $8^\circ$  (44 миллирадиан) и чувствительностью на уровне 20 микрорадиан. Оценка проведена по методике, изложенной в работе [269].

Дополнительный обжиг матрицы микролинз улучшает качество самих линз и увеличивает их фокусное расстояние и плотность упаковки. Матрицы микролинз были отожджены при температуре  $450^\circ\text{C}$ , что в результате дало диаметр матрицы, равный 150 мкм, фокусное расстояние – 4,5 мм, диаметр фокального пятна – 49 мкм. Число Френеля равно 2.

Данная матрица может на практике измерять искажение волнового фронта с динамическим диапазоном угла  $2^\circ$  (11 миллирадиан) и чувствительностью 3 микрорадиан, используя ту же самую камеру ПЗС, упомянутую выше.

Таким образом, метод электростимулированной миграции ионов был использован для изготовления матрицы  $200 \times 267$  линз с фокусным расстоянием в 4,5 мм и диаметром фокального пятна 49 мкм. Шаг решетки – 150 мкм. Матрица обладает высокой плотностью упаковки - диаметр каждой линзы равен 150 мкм. Построена физико-математическая модель процесса формирования матриц микролинз на основе решения двумерного нелинейного уравнения диффузии. Преимущество линз, изготовленных методом электростимулированной миграции ионов, заключается в том, что вариациями процесса диффузии, дополнительным отжигом, изменением формы масок и типа диффузионного материала можно изготовить линзы различных геометрических размеров и с разными фокусными расстояниями.

Изготовленные микролинзы позволяют создавать датчики Шака-Гартмана различной чувствительности для измерения как слабых, так и сильных искажений волнового фронта.

#### 4.4 Выводы к главе 4

1. На основе предложенного метода поляризационной фильтрации в волноводах на основе диэлектрических слоев изготовлены эффективные ТЕ- и ТМ-поляризаторы в стекле с коэффициентом развязки между поляризационными компонентами излучения 15–25 дБ.

2. На основе предложенного метода поляризационного преобразования мод  $\text{TM}_0$ - $\text{TE}_1$  в диэлектрических четырехслойных волноводах на основе диэлектрических слоев изготовлен прототип преобразователей поляризации с эффективностью преобразования 95%.

3. С целью создания и оптимизации многоканальных волноводных распределителей оптического излучения исследован эффект когерентной связи направленных и радиационных мод в Y-разветвителях на основе S-изгибов и прямолинейных каналов, приводящий к неравномер-

ному делению мощности в оптических разветвителях. Установлена степень его влияния на параметры разветвителей древовидной структуры. С учетом данного эффекта разработаны и методом многоступенчатого ионного обмена в стекле К-8 изготовлены волоконно-совместимые одномодовые разветвители с рабочим диапазоном длин волн 1,3–1,6 мкм.

4. Проведено теоретическое исследование эффекта направленной связи в асимметричных волноводных ионообменных структурах с целью создания широкополосных (1,5–1,6 мкм) направленных ответвителей в стекле для построения распределителей оптического излучения  $2 \times N$ . Выработан алгоритм выбора оптимальных параметров таких ответвителей.

5. Предложен проект волноводной топологии демультимплексора  $1 \times 4$  с шагом 20 нм на основе интерферометра Маха-Цендера с применением направленных ответвителей. Проект предполагает использование заглубленных ионообменных волноводов в стекле.

6. Разработан проект оптимальной волноводной топологии интегрально-оптического мультимплексора волноводных мод  $TE_0$  и  $TE_1$  на основе асимметричного Y-разветвителя, формируемого в стекле по методу ионного обмена.

7. Проведен анализ стандартных и модифицированных интерферометрических, поляриметрических и плазмонно-резонансных схем построения сенсоров химико-биологических реагентов с применением ионообменных волноводных схем в стекле, как единой платформы для построения различных устройств. Рассмотрены физические и схемотехнические аспекты построения сенсорных устройств. Изготовлены и исследованы различные волноводные структуры в качестве основы сенсоров типа Маха-Цендера и Юнга. Приводится теоретическая оценка предельной чувствительности различных сенсоров и оценены пути ее повышения в 500 раз и более путем добавления тонкого диэлектрического высокопреломляющего слоя с показателем преломления 2,2–2,4.

8. На основе предложенного принципа разделения поляризаций в четырехслойном волноводе и методе увеличения чувствительности сенсора за счет нанесения дополнительного высокопреломляющего слоя к базовой волноводной структуре разработана оптическая схема высокочувствительного оптического сенсора-рефрактометра поляриметрического типа.

9. Теоретически (строгим методом связанных волн RCWA) и экспериментально исследована простая схема прототипа оптического плазмонно-резонансного биосенсора, выполненного на основе металлodieлектрической дифракционной решетки трапецеидальной формы. Минимальное изменение показателя преломления исследуемой среды, которые может быть зарегистрировано, в предположении, что фотометрия проводится с угловым разрешением  $1 \cdot 10^{-4}$  градусов, составляет  $5 \cdot 10^{-5}$ .

10. Матрицы дальнефокусных микролинз для датчиков волнового фронта Шака-Гартмана разработаны и изготовлены методом электростимулированной миграции ионов се-



ребра в стекле. Матрицы обладают высокой плотностью упаковки, имеют размерность 200x267 с шагом 150 мкм, фокусным расстоянием 4,5 мм и диаметром фокального пятна 49 мкм. Собранный датчик волнового фронта Шака-Гартмана на основе изготовленной матрицы микролинз при применении 8-битового ПЗС сенсора с размером пикселя 3 мкм позволил измерять искажения волнового фронта в динамическом диапазоне 14 мрад и с чувствительностью 2 мкрад. Построена физико-математическая модель формирования микролинзовых растров в стекле методом электростимулированной миграции ионов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты проведенного исследования представлены ниже.

1. Предложен новый метод построения интегрально-оптических пространственных разделителей поляризации и новый метод построения ТЕ- и ТМ-поляризаторов, использующие высокое модовое двулучепреломление пассивных волноводных структур на основе четырехслойных волноводов из изотропных диэлектрических слоев. Значительное модовое двулучепреломление сформировано за счет использования слабонаправляющих волноводов в подложке из стекла с высокопреломляющей наноразмерной диэлектрической пленкой. На основе предложенных методов разработаны волноводные разделители поляризаций и поляризаторы с расчетной эффективностью развязки свыше 25 дБ. Построены физико-математические модели их функционирования. Изготовлены эффективные ТЕ- и ТМ-поляризаторы с коэффициентом развязки между поляризационными компонентами излучения 15–25 дБ.

2. Впервые предложен новый метод создания пассивных преобразователей поляризации оптического излучения на основе слабонаправляющего четырехслойного волновода из диэлектрических изотропных слоев, использующий либо биения его мод, либо их эволюцию. Определены условия и закономерности гибридизации мод, построена физико-математическая модель преобразователя поляризаций, подтвержденная экспериментально. Изготовлены лабораторные макеты прототипов преобразователей поляризации с эффективностью преобразования 95%.

3. Предложен способ пассивного преобразования линейной плоскости поляризации излучения в циркулярную, использующий частично заглубленный ионообменный волновод в стекле асимметричной формы. Расчетные значения угла поворота поляризации составляют:  $-42,4^\circ$  и  $47,6^\circ$  при входном ТЕ- и ТМ-поляризованном излучении, соответственно.

4. Предложена и теоретически обоснована новая схема заградительного оптического фильтра на основе четырехслойного диэлектрического волновода из изотропных слоев, использующая особенности его дисперсионной характеристики и специфику спектральных зависимостей условий отсечки мод, для работы с эрбиевыми волноводными усилителями оптического излучения.

5. Построена физико-математическая модель и произведен расчет функционирования оптического волноводного разделителя поляризаций адиабатического типа с применением ионообменного волноводного Y-разветвителя, покрытого тонким слоем металла, который представляет собой плазмонный оптический волновод. Эффективность развязки между каналами составляет 14 дБ для ТЕ-волн и 16 дБ для ТМ-волн. Общие потери разделителя

поляризации с применением плазмонного волновода составляют не более 2,5 дБ для ТМ-волн и 0,5 дБ для ТЕ-волн, общая длина устройства составляет 3 мм.

6. Построена трехмерная физико-математическая модель технологического процесса создания интегрально-оптических схем сложных конфигураций в стеклянных подложках методами многоступенчатого ионного обмена  $Ag^+ \leftrightarrow Na^+$  и  $K^+ \leftrightarrow Na^+$  и электростимулированной миграции ионов, полученная на основе совместного численного решения нелинейного двумерного уравнения диффузии и уравнения электростатики, в том числе для случаев большого различия подвижностей ионов, принимающих участие в обмене, а также для двухслойных и частично-заглубленных волноводных конфигураций и волноводов с варьируемым уровнем заглубления. Уравнение диффузии решено путем конечно-разностной дискретизации по схеме Кранка-Николсона с последующим решением системы нелинейных уравнений. Для практического использования данной модели проведено определение приращения показателя преломления, коэффициента самодиффузии и отношения подвижностей ионов путем применения специальной методики реконструкции на основе симплекс-метода многомерной оптимизации Нелдера-Милда, не предполагающей какой-либо информации о виде распределения профиля показателя преломления изготовленных планарных оптических волноводов. Построенная модель формирования микроструктур с известным концентрационным профилем, в сочетании с методиками расчета волноводных оптических схем, в частности, в комбинации с трехмерным методом распространяющегося пучка и методами расчета модовой структуры, была использована для планирования параметров технологического процесса и оптимизации волноводных топологий базовых пассивных волоконно-совместимых одномодовых компонентов: прямых каналов, S-изгибов различных функциональных форм и Y-разветвителей на их основе, направленных ответвителей, интерферометров Маха-Цендера (на основе направленных ответвителей, и на основе Y-разветвителей) с рабочими длинами волн 0,63/0,85/1,3/1,55 мкм. Указанные компоненты, ориентированные для использования в телекоммуникационных и сенсорных устройствах, были созданы с прогнозируемыми оптико-физическими характеристиками.

7. Исследован эффект когерентной связи направленных и радиационных мод в Y-разветвителях на основе S-изгибов и прямолинейных каналов для создания и оптимизации широкополосных многоканальных волноводных распределителей оптического излучения на основе ионообменных заглубленных волноводов в стекле. Установлена степень влияния когерентной связи на неравномерность коэффициента деления разветвителей древовидной структуры с учетом длины связующих каскады разветвителя волноводных сегментов, а также от уровня децентрирования входного волоконного световода. Приемлемая равномерность деления достигается при длине этих сегментов порядка единиц миллиметров. С учетом данного

эффекта и особенностей дисперсионной характеристики разработаны и методом многоступенчатого ионного обмена в подложках из стекла К-8 изготовлены волоконно-совместимые одномодовые разветвители с рабочим диапазоном длин волн 1,3–1,6 мкм.

8. Проведено теоретическое исследование эффекта направленной связи в асимметричных волноводных ионообменных структурах с целью создания широкополосных (1,5–1,6 мкм) направленных ответвителей в стекле для построения распределителей оптического излучения  $2 \times N$ . Выработан алгоритм выбора оптимальных параметров таких ответвителей.

9. Произведен расчет оптимальной волноводной топологии спектрального оптического демультиплексора  $1 \times 4$  с шагом 20 нм (в диапазоне 1,5–1,6 мкм) на основе интерферометра Маха-Цендера с применением направленных ответвителей, с расчетным коэффициентом развязки 24 дБ. Мультиплексор основан на заглубленных ионообменных волноводах в стекле.

10. На основе результатов исследования эффекта мультиплицирования изображений входного источника оптического сигнала и разделения оптического излучения за счет интерференции волноводных мод в квазипланарном слабонаправляющем многомодовом ионообменном волноводе в стекле разработаны проекты оптимальной волноводной топологии интегрально-оптических разветвителей  $1 \times 3$  и  $1 \times 5$ . Расчетное значение вносимых потерь разветвителя – 0,6 дБ. Продольная длина S-изгибов для разветвителя  $1 \times 5$  составила 6,5 мм для разнесения всех выходных каналов на 250 мкм между собой. Длина всего устройства – 9,3 мм.

Разработан проект оптимальной волноводной топологии интегрально-оптического мультиплексора волноводных мод  $TE_0$  и  $TE_1$  на основе асимметричного Y-разветвителя, формируемого в подложках из стекла по методу ионного обмена.

11. Проведен подробный анализ стандартных и модифицированных интерферометрических, поляриметрических (поляризационных) и плазмонно-резонансных схем построения сенсоров химико-биологических реагентов с применением ионообменных интегрально-оптических схем в стекле как единой платформы для построения различных устройств. Рассмотрены физические и схемотехнические аспекты построения сенсорных устройств с оптимальной топологией. Установлено, что зависимость чувствительности волновода сенсора от эффективной глубины канального волновода имеет выраженный максимум, а зависимость эффективного показателя преломления моды канального волновода от показателя преломления покровной среды в диапазоне показателя преломления водных растворов имеет линейный характер. Произведена теоретическая оценка предельной чувствительности различных сенсоров и оценены пути ее повышения путем добавления тонкого диэлектрического высокопреломляющего слоя с показателем преломления 2,2–2,4. Установлено, что существует максимальное значение чувствительности, соответствующее определенной толщине пленки. Применение высокопреломляющей пленки ( $n=2,2-2,4$ ),

наносимой на волновод, приводит к значительному увеличению его чувствительности – в 400–500 раз, по сравнению с чувствительностью ионообменного волновода без пленки.

12. На основе предложенного принципа разделения поляризаций в четырехслойном волноводе и метода увеличения чувствительности за счет нанесения дополнительного высокопреломляющего слоя к базовой волноводной структуре разработана оптическая схема высокочувствительного оптического сенсора-рефрактометра поляриметрического типа. Произведена теоретическая оценка его разрешающей способности при измерении изменений показателя преломления покровной среды, которая составляет  $1 \cdot 10^{-8}$ , это соответствует регистрируемому сдвигу фаз ортогональных мод  $5,5 \cdot 10^{-4}$  радиан при длине всего устройства 30 мм.

13. Теоретически (строгим методом связанных волн) и экспериментально исследована простая схема прототипа оптического плазмонно-резонансного биосенсора, выполненного на основе металлодиэлектрической дифракционной решетки трапецеидальной формы. Минимальное изменение показателя преломления исследуемой среды, которое может быть зарегистрировано, в предположении, что фотометрия проводится с угловым разрешением  $1 \cdot 10^{-4}$  градусов, составляет  $5 \cdot 10^{-5}$ .

14. Разработаны и сформированы матрицы дальнефокусных микролинз для датчиков волнового фронта Шака-Гартмана методом электростимулированной миграции ионов серебра в стеклянных подложках. Матрицы обладают высокой плотностью упаковки, имеют размерность  $200 \times 267$  с шагом 150 мкм, фокусным расстоянием 4,5 мм и диаметром фокального пятна 49 мкм. Собранный датчик волнового фронта Шака-Гартмана на основе изготовленной матрицы микролинз при применении 8-битового ПЗС сенсора с размером пикселя 3 мкм позволил измерять искажения волнового фронта в динамическом диапазоне 14 мрад и с чувствительностью 2 мкрад. Построена физико-математическая модель формирования микролинзовых растров в стекле методом электростимулированной миграции ионов;

15. Проведено исследование волноводных конфигураций (прямых и изогнутых канальных волнопроводов, направленных ответвителей, Y- и T-разветвителей и т.п.) на основе щелевых плазмонных металлодиэлектрических волнопроводов с шириной канала 100 нм. Применялись конечно-разностные и конечно-элементные методы решения векторного волнового уравнения и уравнений Максвелла с учетом модели дисперсии Друде. Потери энергии моды щелевого оптического нановолновода составляют 0,7 дБ/мкм, дополнительные потери за счет изменения направления распространения не превышают 0,5 дБ (длина волны 1,55 мкм).

16. Разработан комплекс программных средств для полного векторного расчета и анализа поляризационных элементов интегральной оптики и микрооптики в стекле, а также

волноводной плазмонной нанооптики методами распространяющегося пучка, модового разложения, строгим методом связанных волн, методом прямой конечно-разностной пространственно-временной дискретизации уравнений Максвелла и рядом других методик. Расчет и оптимизация волноводных схем в стекле основаны на совместном применении указанных программных средств в сочетании с программными кодами, моделирующими формирование элементов интегральной оптики многоэтапными методами ионного обмена и электростимулированной миграции ионов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Introduction to Glass Integrated Optics / ed. S.I. Najafi. Norwood, MA: Artech House, 1992 – 180 p.
2. Никитин, А. Электростимулированная миграция ионов в интегральной оптике / А.Никитин, Н.А. Яковенко // Краснодар, 2010. – 154 с.
3. Tervonen A. Ion-exchanged glass waveguide technology: a review / A. Tervonen, Brian R. West, S. Honkanen // Optical Engineering. – 2011. Vol.50. – N7. – P. 071107-1÷ 0711071-15
4. Волноводная оптоэлектроника / Под ред. Т. Тамира.- М.: Мир, 1991. – 575 с.
5. Lifante G. Integrated Photonics: Fundamentals / John Wiley & Sons, Ltd, 2005. – 198 p.
6. Хансперджер Р. Интегральная оптика: теория и технология / пер. с англ.; под ред. В.А. Сычугова. М.: Мир, 1985 – 384 с.
7. Маркузе Д. Оптические волноводы / пер. с англ.; под ред. В.В. Шевченко. М.: Мир, 1974. – 574 с.
8. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов / пер. с англ.; под ред. И.Н. Сисакяна. М.: Мир, 1984. – 512 с.
9. Гончаренко А.М. Основы теории оптических волноводов / А.М. Гончаренко, В.А. Карпенко. 2-е изд. М.: Едиториал УРСС, 2004. – 237 с.
10. Сотский А. Б. Теория оптических волноводных элементов: монография. Могилев: УО «МГУ им. А. А. Кулешова», 2011. – 456 с.
11. Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации. М.: Радио и связь, 1990. – 224 с.
12. Элементы интегральной оптики: теория, технология, приложения: сб. ст. / отв.ред. Е.М. Золотов, В.А. Сычугов. РАН, Ин-т общ. физики. М.: Наука, 1994 (Труды Института общей физики, т. 48).
13. Соколов С.В. Волноводная вычислительная оптика. Монография [Текст] / С.В. Соколов, С.О. Крамаров – Ростов-на-Дону: РВИРВ, 1999. – 266 с.
14. Bogdanov S., Material platforms for integrated quantum photonics / S. Bogdanov, M.Y. Shalaginov, A. Boltasseva, V. M. Shalaev // Optical Materials Express . – 2017. – № 2. – P. 111-132.
15. Syms R. R. A. Silica-on Silicon Integrated Optics / Advances in Integrated Optics, ed. S. Martellucci, A. N. Chester, M. Bertolotti, Ch.7. P. 121–150. Springer US.
16. Reed G.T. Silicon Photonics: The State of the Art / Blackwell: Wiley-Interscience, 2008. – 276 p.

17. Ланда К.А., Петровский Г.Т. Аморфные планарные волноводы. Красноярск: Издательство Красноярского университета, 1987. – 194 с.
18. Никаноров Н.В. Стекла для ионного обмена в интегральной оптике: современное состояние и тенденции дальнейшего развития (обзор) / Н.В. Никаноров, Г.Т. Петровский // Физика и химия стекла. 1999. – Т.25. – №1. – С.21–69.
19. В.П. Прохоров Моделирование физико-технологических параметров оптических ионообменных волноводов / Прохоров В.П., Яковенко Н.А Краснодар: КубГУ, 2014. – 197 с.
20. Карапетян, Г.О. Влияние диффузионной нелинейности на характеристики градиентных дифракционных структур, формируемых в стеклах ионным обменом / В.В. Журихина, А.А. Липовский, Д.К. Таганцев, Б.В. Татаринцев // Физика и химия стекла. - 2000. - Т.26, №2. - С. 179-186.
21. Kaganovskii, Yu. Formation of nanoclusters through silver reduction in glasses: the model / Yu. Kaganovskii, A. Lipovskii, M. Rosenbluh, V. Zhurikhina // Journal of NonCrystalline Solids. – 2007. – V.353. – P.2263–2271.
22. Korkishko, Yu.N., Ion exchange in single crystals for integrated optics and optoelectronics / Yu.N. Korkishko, V.A. Fedorov – Cambridge International Science Publishing, Cambridge, UK, 1999. – 516 p.
23. Коркишко Ю.Н. Оптические волноводы и интегрально-оптические устройства на кристаллах ниобата и танталата лития / Ю.Н. Коркишко, В.А. Федоров // Известия вузов. Сер.: Электроника. 2000. № 4–5. С.107–113.
24. Шандаров С. М. Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах: монография / С.М. Шандаров, В.М. Шандаров, А.Е. Мандель, Н.И. Буримов. Томск: Томский гос. университет систем управления и радиоэлектроники, 2007. – 244 с.
25. Гладкий, В.П. Элементы волноводной оптоэлектроники для устройств функциональной обработки цифровой информации / В.П. Гладкий, В.А. Никитин, В.П. Прохоров, Н.А. Яковенко // Квантовая электроника. – 1995. – Т.22. – №10. – С.1027-1033.
26. Meany T. Laser written circuits for quantum photonics / T. Meany, M. Gräfe, R. Heilmann, A. Perez-Leija, S. Gross, M. J. Steel, M. J. Withford, A. Szameit // Laser & Photonics Reviews. – 2015. – № 4. – P.363–384.
27. Zheng B. Manufacturing and Characterization of Buried Optical Waveguide Stack in Glass Substrate / B. Zheng, Y.-L. Hao, Y.-B. Li, J.-Y. Yang, X.-Q. Jiang, Q. Zhou, M.-H. Wang // Journal of Inorganic Materials. – 2012. – № 9. – P.906-910.
28. Яковенко Н.А. Технологические и схемотехнические основы создания логико-



арифметических устройств волноводной оптоэлектроники” Дисс... д.т.н.: Краснодар – 1994 г. – 367 с.

29. Никитин А. В. “Исследование и разработка интегрально-оптических микролинзовых структур в стеклах” Дисс... к.ф.-м.н.: Краснодар, 2009 г., 155 с.

30. Таганцев Д.К. «Физико-химические основы разработки стеклообразных материалов и элементов для фотоники»// Дисс... д.х.н.: 02.00.04, Санкт-Петербург, 2010 г., 430 с.

31. Sol-Gel and Polymer Photonic Devices (Critical Reviews of Optical Science and Technology// M.P. Andrews and S. Najafi, editors, SPIE-International Society for Optical Engineering, 1997, 451 p.

32. Журихина, В.В. Оптические наноматериалы и структуры на основе ионообменных стекол : диссертация ... доктора физико-математических наук : Санкт-Петербург, 2015. - 279 с.

33. Лындин Н.М. Параметры одномодовых ионнообменных  $Ag^+$ -волноводов в стекле / Н.М. Лындин, Д.Х. Нурлигареев, В.А. Сычугов, А.В. Тищенко // Квантовая Электроника. – 1992. – Т. 19. – № 4. – С. 365-368.

34. Ramaswamy R. V. Ion-exchanged glass waveguides: a review / R.V. Ramaswamy, R. Srivastava // J. Lightwave Technol.. – 1988. – Vol.6. – N6. – P. 984-1002.

35. Yinlei Hao Glass-based Integrated Optical Splitters: Engineering-Oriented Research / Yinlei Hao, Weiwei Zheng, Jianyi Yang // SPIE Proceedings. – 2010. – Vol. 7847. – P. 78470L-1 – 78470L8

36. Honkanen S. Waveguide coupler for potassium- and silver-ion-exchanged waveguides in glass / S. Honkanen, P. Pöyhönen, A. Tervonen, S. I. Najafi // Appl. Opt.. – 1993. – Vol.32. – P. 2109-2111.

37. Wang W. J. Four-port guided-wave nonsymmetric Mach-Zehnder interferometer / W. J. Wang, S. Honkanen, S. I. Najafi, A. Tervonen // Appl. Phys. Lett. – 1992. – Vol.61. – P.150-152 .

38. Lefebvre P. Nonsymmetrical two- and three-port Mach-Zehnder interferometers in glass by ion exchange / P. Lefebvre, S. Honkanen, S. I. Najafi, A. Tervonen // SPIE Proceedings, 1993. – Vol. 1794. – P.48-52

39. Twati M.O. Optical demultiplexer by on step ion-exchange in glass / M.O. Twati, T.J.F. Pavlasek // Opt. Commun. – 2002. – Vol.206. – P. 327-332.

40. Qi, Z. A design for improving the sensitivity of a Mach-Zehnder interferometer to chemical and biological measurands / Z. Qi , N. Matsuda, K. Itoh, M. Murabayashi, C. R. Lavers // Sens. Act., B. – 2002. – Vol.81. – P. 254-258

41. Malek-Tabrizi A. Glass integrated optics symmetric and nonsymmetric Mach-Zehnder interferometer sensors / A. Malek-Tabrizi, S.I. Najafi, L. Martinu // SPIE Proceedings. – 1996. – Vol. 2695. – P.180-187.

42. Hua P. Integrated optical dual Mach-Zehnder interferometer sensor / P. Hua, B. J. Luff, G. R. Quigley, J. S. Wilkinson, K. Kawaguchi // *Sensors & Actuators, B.* – 2002. – Vol.22. – P. 2374-2379.
43. Carriere J. T. Waveguide birefringence measurement in a ring resonator / J.T. Carriere, J.A. Frantz, B.R. West, S. Honkanen, R.K. Kostuk, B.R. Youmans // *Frontiers in Optics, OSA Technical Digest.* – 2003. – paper MH1.
44. Hurvitz T. Variable Optical Attenuator Based on Ion-Exchange Technology in Glass / T. Hurvitz, S. Ruschin, D. Brooks, G. Hurvitz, E. Arad // *J. Lightwave Technol.* – 2005. – Vol.23. – P.1918-1926
45. Pissadakis S. Photosensitivity of ion-exchanged Er-doped phosphate glass using 248nm excimer radiation / S. Pissadakis, A. Ikiades, P. Hua, A. K. Sheridan, J. S. Wilkinson // *Opt. Express.* – 2004. – Vol.12. – P. 3131-3136.
46. Castro J. M. Fabrication and comprehensive modeling of ion-exchanged Bragg optical add/drop multiplexers / J. M. Castro, D. F. Geraghty, B. R. West, S. Honkanen, // *Applied Optics.* – 2004. Vol. 43. – P. 6166-6173.
47. Florea C. Ytterbium-Doped Glass Waveguide Laser Fabricated by Ion Exchange / C. Florea, K. A. Winick // *IEEE Journal of Lightwave Technology.* – 1999. Vol.17. – N.9. – P.1593-1601.
48. Maier S.A. Plasmonics: the promise of highly integrated optical devices // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics.* – 2006. – Vol.12. – N6. – P. 1671–1677.
49. Ozbay E. Plasmonics: merging photonics and electronics at nanoscale dimensions // *Science.* – 2006. – Vol. 311. – N. 7. – P. 189–193.
50. Векшин М,М. Поляризационные элементы и устройства интегральной оптики: монография / М.М. Векшин, О.А. Кулиш, Н.А. Яковенко, // издательство КубГУ, Краснодар., 2017. – 240 с., ISBN 978-5-8209-1343-3
51. Yao S. Polarization in Fiber Systems: Squeezing out More Bandwidth // *The Photonics Handbook,* Laurin Publishing, Pittsfield, MA, 2004. URL: [https://www.photonics.com/Articles/Polarization\\_in\\_Fiber\\_Systems\\_Squeezing\\_out\\_More/a25149](https://www.photonics.com/Articles/Polarization_in_Fiber_Systems_Squeezing_out_More/a25149).
52. Tiecheng Wang. A novel method of polarization state control for polarization division multiplexing system / Tiecheng Wang, Shoufeng Lan, Junfeng Jiang, Tiegeng Liu // *Chin. Opt. Lett.* – 2008. – Vol.6. – P.812–814.
53. Ip E. Coherent detection in optical fiber systems / E. Ip, A. Pak Tao Lau, D.J.F. Barros, J.M. Kahn // *Optics Express.* – 2008. – Vol.16. – №2. P.753-791.
54. Miliou A.N. A 1.3  $\mu\text{m}$  directional coupler polarization splitter by ion exchange / A.N. Miliou, R. Srivasta, R.V. Ramaswamy // *J. Lightwave Technol.* – 1993. – Vol.11. – N2. – P.220-225.
55. Maruyama H. TE-TM mode splitter using directional coupling between heterogeneous

waveguides in LiNbO<sub>3</sub> / H. Maruyama, M. Haruna, H. Nishinara // J. Lightwave Technol. – 1995. – Vol.13. – N7. – P.1550-1554.

56. Бондаренко С.Г. Пространственный оптический разделитель ТЕ- и ТМ-волн на основе металлодиэлектрического двухлучевого волноводного интерферометра / С.Г. Бондаренко, М.М. Векшин, О.А. Кулиш, Н.А. Яковенко // Микросистемная техника. – 2004. – N12. – С. 31-34.

57. Burns W.K. Mode conversion in planar dielectric separating waveguides / W.K. Burns, A.F. Milton // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1975. – V.11. – N1. – P.32-39.

58. Masuda M An optical TE-TM mode splitter using an LiNbO<sub>3</sub> branching waveguide / M. Masuda, G.L. Yip // Applied Physics Letters. – 1980. – Vol.37. – N1. – P.20-22.

59. van der Tol J.J. A polarization splitter on LiNbO<sub>3</sub> using only titanium diffusion / J.J. van der Tol, J.H. Laarhuis // Journal of Lightwave Technol. – 1991. – Vol.9. – N7. – P.879-886.

60. Wei P.K. A TE-TM mode splitter on LiNbO<sub>3</sub> using Ti, Ni, and MgO diffusions / P.K. Wei, W.S. Wang // IEEE Photonics Technology Letters. – 1994. – V.6. – N2. – P.245-248.

61. Lee S.-S. Integrated optical polarization splitter based on photobleaching-induced birefringence in azo dye polymers / S.-S. Lee, S. Garner, W. Steier, S.-Y Shin // Applied Optics. – 1999. – Vol.38. – N3. – P.530-533.

62. Crespi A. Integrated photonic quantum gates for polarization qubits / A. Crespi, R. Ramponi, R. Osellame, L. Sansoni, I. Bongioanni, F. Sciarrino, G. Vallone, P. Mataloni // Nature Communications. – 2011. – Vol. 2. – Article number 566.

63. Kok P. Introduction to Optical Quantum Information Processing. / P. Kok, B.W Lovett // Cambridge University Press, 2010. –506 p.

64. Sohler W. Integrated optical devices in lithium niobate / W Sohler, H. Hu, R. Ricken, V. Quiring // Optics and Photonics News. 2008. – Vol. 19. – № 1. – P. 2431.

65. Wang T.J Integrated-optic polarization rotator with obliquely deposited columnar thin film / T.J. Wang, Y.C. Cheng // Optics Express. – 2012. – Vol. 20. – № 1. – P. 601– 606.

66. Tzolov, V.P. A passive polarization converter free of longitudinally-periodic structure / V.P. Tzolov, M. Fontaine // Optics Communications. – 1996. – Vol. 127. – № 1-3. – P. 7-13.

67. van der Tol J.J.G.M. Increasing tolerance in passive integrated optical polarization converters / J.J.G.M. van der Tol, M. Felicetti, M.K. Smit // J. Lightwave Technology. – 2012. – Vol. 30. – №17. – P.2884-2889.

68. Jordana E. Design of a waveguide with optics axes tilted by 45° and realized by ion-exchange on glass E. Jordana, E. Ghibaudoa, A. Boucharda, M.-F. Blanc-Jamonb, F. Royerb, J.-E. Broquin // Proc. of SPIE. – 2016. – Vol. 9750. – Paper 975009

69. Kumar D. Design and fabrication of multilayer metal-clad dielectric surface plasmon waveguide polarizers / D. Kumar, V. K. Sharma, K. N. Tripathi // *Optical Engineering*. – 2006. – Vol. 45. – Paper 054601.
70. Alam M. Z. Compact and silicon-on-insulator-compatible hybrid plasmonic TE-pass polarizer / M. Z. Alam, J. Stewart Aitchison, M. Mojahedi // *Optics Letters*. – 2012. Vol. 37. – N1. – P. 55-57.
71. Sletten M.A Thick metal surface-polariton polarizer for a planar optical waveguide / M.A. Sletten, S S.R. Seshadri // *J. Appl. Phys.* – 1990. – Vol.70. – N2. – P.574-57.
72. Johnstone W. Surface plasmon polaritons in thin metal films and their role in fiber optic polarizing devices // *J. Lightwave Technol.* – 1990. – Vol.8. – N4. – P.538-544.
73. Findakly T. Single-mode integrated-optical polarizers in LiNbO<sub>3</sub> and glass waveguides / T. Findakly, B.U. Chen, D. Booher // *Opt. Lett.* – 1983. – Vol.8, N12. – P.641-643.
74. Hempelmann U. Integrated optical proton exchanged TM-pass polarizers in LiNbO<sub>3</sub>: modeling and experimental performance *J. Lightwave Technol.* – 1995. –Vol.13. – N8. – P.1750-1759.
75. Telcordia GR-1209-CORE “Generic Requirements for Passive Optical Components”, 2001. Issue 3.
76. Kagi A. Wavelength characteristics of (2x2) optical channel-type directional couplers with symmetric or nonsymmetric coupling structures / A. Kagi, K. Jinguji, M. Kawachi // *Journal of Lightwave Technology*. 1992. – Vol. 10. – N6. – P. 735-746.
77. Chen W.-J. Broadband directional couplers fabricated in bulk glass with high repetition rate femtosecond laser pulses / W.-J. Chen, S.M Eaton, H. Zhang, P.R. Herman // *Optics Express*. – 2008. – Vol.16. – N15. – P.11470-11480.
78. Adar, R. Adiabatic 3-dB couplers, filters, and multiplexers made with silica waveguides on silicon // R. Adar, C. H. Henry, R. F. Kazarinov, R. C. Kistler, and G. R. Weber // *J. Lightw. Technol.* – 1992. – Vol. 10. – N1. – P.46–50.
79. Frick S. Quantum key distribution with integrated optic circuits // PhD Thesis. Ludwig-Maximilians University, Germany, 2013. –109 P.
80. Gauglitz, G. Direct optical sensors: Principles and selected applications // *Analytical and Bioanalytical Chemistry*. – 2005. – Vol.381. – N1. – P.141-155.
81. Passaro V.M.N. Guided-Wave Optical Biosensors / V.M.N. Passaro, F. Dell’Olio, B. Casamassima, F. De Leonardis // *Sensors*. – 2007. – Vol.7. – N4. – P.508-536.
82. Lechuga L.M. Optical biosensors // Elsevier Science. *Comprehensive Analytical Chemistry Series. Biosensors and Modern Biospecific Analytical Techniques*, L. Gorton, Ed., – 2005. Vol.44. – P. 209–250.
83. Никитин А.К. Датчики физических величин на основе планарных волноводных

структур оптического диапазона / А.К. Никитин, А.А. Тищенко, А.И. Черный //Зарубежная радиоэлектроника. – 1990. – №10. – С.14-30.

84. Векшин М.М. Интегрально-оптические компоненты в стекле для сенсорных микросистем / М.М. Векшин, Е.Б. Хотнянская, В.А. Никитин, Н.А. Яковенко // Измерительная техника. – 2010. – №3. – С.65-68.

85. Vekshin, M. M. Integrated optical components in glass for sensory microsystems / M.M. Vekshin, E.B. Khotnyanskaya, V.A. Nikitin, N.A. Yakovenko // Measurement Techniques (Springer - New York). – 2010. – V.53. – N3. – P. 342-346.

86. Liu Y. An integrated optical sensor for measuring glucose concentration / Y. Liu, P. Hering, M. O. Scully // Appl. Phys., B. – Photophys. Laser Chem.. – 1992. – Vol.54. – P.18-23.

87. Heideman R.G. Remote opto-chemical sensing with extreme sensitivity: design, fabrication and performance of a pigtailed integrated optical phase-modulated Mach-Zehnder interferometer system / R. G. Heideman, P. V. Lambeck // Sen. Actuators, B. –1999. – Vol.61. – P.100–127.

88. Luff B J. Integrated Optical Mach-Zehnder Biosensor / B J Luff, J. S Wilkinson, J. Piehler, U. Hollenbach, J. Ingenhoff, N. Fabricius //Journal of Lightwave Technology. – 1998. – Vol.16. – N4. – P.583.

89. Бондаренко, С.Г. Исследование интегрально-оптического интерферометра Маха-Цендера на основе направленных ответвителей в качестве биосенсора / С.Г. Бондаренко, М.М.Векшин, О.А.Кулиш, Н.А.Яковенко // Нано- и микросистемная техника. – 2007. – №2. С.68-70.

90. Brandenburg A. Interferometric Sensor for Detection of Surface-Bound Bioreactions / A. Brandenburg, R. Krauter, C. Künzel, M. Stefan, H. Schulte //Applied Optics. – 2000. – Vol.39. – N34. – P. 6396-6405.

91. Векшин, М.М. Разработка и моделирование микроволноводного оптического интерферометра Юнга для сенсорных систем / М.М. Векшин, О.А. Кулиш, Е.Б Хотнянская, Н.А Яковенко // Научно-образовательный и прикладной журнал «Экологический вестник научных центров Черноморского Экологического Сотрудничества» Краснодар, КубГУ. – 2004. – № 4.

92. Ymeti A. Realization of a multichannel integrated Young interferometer chemical sensor / A. Ymeti, J. S. Kanger, J. Greve, P. V. Lambeck, R. Wijn, R. G. Heideman // Applied Optics. – 2003. – Vol. 42. – N28. – P. 5649-5660.

93. Ymeti A. Fast, Ultrasensitive Virus Detection Using a Young Interferometer Sensor // J. Greve, P.V. Lambeck, T. Wink, R.R. Wijn, R.G. Heideman, V. Subramaniam, J.S. Kanger // *Nano Lett.* – 2007. – Vol.7. – N2. – P.394-397.
94. Zhi-Mei Qi. A Composite Optical Waveguide-Based Polarimetric Interferometer for Chemical and Biological Sensing Applications / Zhi-Mei Qi, Kiminori Itoh, Masayuki Murabayashi, Hiroyuki Yanagi // *Journal of Lightwave Technology.* – 2000. – Vol.18. – N8. – P.1106-1110
95. Koster T. Fully integrated polarimeter / T. Koster, P. V. Lambeck // *Sens. Actuators, B.* – 2002. – Vol.82. – P.213–226.
96. Geun-Sik Son. Birefringent waveguide sensor using a polarizer rotating technique / Geun-Sik Son, Woo-Kyung Kim, Woo-Seok Yang, Hyung-Man Lee, Han-Young Lee, Sung-Dong Lee, Woo-Jin Jeong, Soon-Woo Kwon, Ye-na Kim, Sang-Shin Lee // *Optics Letters.* 2009. – Vol.34. – N13. – P. 2045-2047.
97. Векшин, М.М. Волноводный поляризационный рефрактометр / М.М. Векшин, В.А. Никитин, Е.Б. Хотнянская, Н.А. Яковенко // *Микросистемная техника.* – 2003. – N7.
98. Векшин, М.М. Интегрально-оптический поляризационный рефрактометр. / М.М. Векшин, Е.Б. Хотнянская, Н.А. Яковенко // *Известия Вузов, Электроника.* – 2003. – №3. – С. 91-92.
99. Son Geun-Sik. Wide-Range Refractometric Sensor Using Differently Sensitive Y-Branched Waveguide / Son Geun-Sik, Kim Woo-Kyung, Lee Sang-Shin // *Japanese Journal of Applied Physics.* – 2012 – Vol. 51. – N 1R. – Article id. 012202.
100. Son Geun-Sik. Refractometric Sensor Based on a Birefringent Silica Waveguide Using a Tapered Cladding / Son Geun-Sik, Lee, Sang-Shin, Kim, Woo-Kyung, Lee, Han-Young // *Japanese Journal of Applied Physics.* – 2011. – Vol. 50. – N 3R. – article id. 032203.
101. Lei Jin Optical waveguide double-ring sensor using intensity interrogation with a low-cost broadband source / Lei Jin, Mingyu Li, Jian-Jun He // *Opt. Lett.* 2011/ – Vol.36. – P.1128-1130.
102. Hu J. Cascaded-Ring Optical Sensor With Enhanced Sensitivity by Using Suspended Si-Nanowires / J. Hu, D. Dai // *IEEE Photonics Technology Letters.* 2011. – Vol. 23. N13. P.842-844.
103. Claes T. Experimental characterization of a silicon photonic biosensor consisting of two cascaded ring resonators based on the Vernier-effect and introduction of a curve fitting method for an improved detection limit / T. Claes, W. Bogaerts, P. Bienstman // *Opt. Express.* – 2010. – Vol.18. – P. 22747-22761.
104. Jin L. Analysis of Wavelength and Intensity Interrogation Methods in Cascaded Double-Ring Sensors // M. Li, J. He // *Journal of Lightwave Technology.* – 2012. – Vol. 30. – N12. – P. 1994-2002

105. Cascaded Ring-Resonators for Multi-Channel Optical Sensing With Reduced Temperature Sensitivity / Mao Mao, Sitao Chen, Daoxin Dai // IEEE Photonics Technology Letters. – 2016. – Vol. 28. – N7. – P.814-817.
106. Amiri I.S. Simulation of microring resonator filters based ion-exchange buried waveguide using nano layer of graphene / I. S. Amiri, M. M. Ariannejad, M. Ghasemi, P. Naraeim, V. Kouhdaragh, S. A. Seyedimm, H. Ahmad, P. Yupapin // Journal of Optics. – 2017. – Vol. 46. – N4. – P.506–514.
107. Kwon M.-S. Microring-resonator-based sensor measuring both the concentration and temperature of a solution / M.-S. Kwon, W.H. Steier // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16. – P. 9372-9377.
108. Fard S.T. Performance of ultra-thin SOI-based resonators for sensing applications // S.T. Fard, V. Donzella, S. A. Schmidt, J. Flueckiger, S.M. Grist, P. Talebi Fard, Y. Wu, R.J. Bojko, E. Kwok, N. A. F. Jaeger, D. M. Ratner, L. Chrostowski // Opt. Express. – 2014. – Vol.22. – P.14166-14179.
109. Jun Zou. Temperature Self-Compensated Optical Waveguide Biosensor Based on Cascade of Ring Resonator and Arrayed Waveguide Grating Spectrometer / Jun Zou, Zichun Le, Jian-Jun He // J. Lightwave Technol. 2016. – Vol.34. – P.4856-4863
110. Gun-Duk Kim Refractometric sensor utilizing a vertically coupled polymeric microdisk resonator incorporating a high refractive index overlay / Gun-Duk Kim, Geun-Sik Son, Hak-Soon Lee, Ki-Do Kim, Sang-Shin Lee // Optics Letters. – 2009. – Vol.34. – N 7. – P.1048-1050.
111. Dai D. Highly sensitive digital optical sensor based on cascaded high-Q ring-resonators // Optics Express. – 2009. – Vol.17. – N26. – P.23817-23822.
112. W. Chen, P. Wang, J. Yang Mode multi/demultiplexer based on cascaded asymmetric Y-junctions // Opt. Express, 2013, V. 21, P.25113-25119.
113. S. Martínez-Garaot, Shuo-Yen Tseng, J. G. Muga Compact and high conversion efficiency mode-sorting asymmetric Y junction using shortcuts to adiabaticity // Opt. Lett., 2014, V. 39, P. 2306-2309
114. Liñares J. Ion-exchanged binary phase plates for mode multiplexing in graded-index optical fibers // J. Liñares, C. Montero-Orille, V. Moreno, D. Mouriz, M. C. Nistal, X. Prieto-Blanco // Appl. Opt. – 2017. – Vol.56. – P.7099-7106
115. Surface Plasmon Resonance Based Sensors // Ed. By Homola J.. Springer, New-York, 2006. – 251 p.
116. Hoa X.D. Towards integrated and sensitive surface plasmon resonance biosensors: A review of recent progress / X.D. Hoa, A.G. Kirk, M. Tabrizian // Biosensors and Bioelectronics. – 2007. – Vol.23. – N2. P.151-160.

117. Yong Chen. Review of surface plasmon resonance and localized surface plasmon resonance sensor / Yong Chen, Hai Ming // *Photonic Sensors*. – 2012. – Vol.2. – N1. P.37–49.
118. Mayer K.M. Localized Surface Plasmon Resonance Sensors / K.M. Mayer, J.H. Hafner // *Chem. Rev.* – 2011. – Vol.111. – N6. P.3828–3857.
119. Li M. Plasmon-enhanced optical sensors: a review / M.Li, S. K. Cushing Ni. Wu // *Analyst*. – 2015. – Vol. 140 – P. 386-406.
120. Sookyong Roh Overview of the Characteristics of Micro- and Nano-Structured Surface Plasmon Resonance Sensors / Sookyong Roh, Taerin Chung, Byoungho Lee // *Sensors (Basel)*. – 2011. – 11. – N2. – P.1565–1588.
121. Pelton, M. Introduction to metal-nanoparticle plasmonics / M. Pelton, G. W. Bryant – Wiley, 2013. – 296 p.
122. Klimov, V. Nanoplasmonics / V. Klimov. – Singapore: Pan Stanford Publishing, 2014. – 598 p.
123. Akira Yamaguchi. Optical Waveguide Sensor Based on a Porous Anodic Alumina/Aluminum Multilayer Film / Akira Yamaguchi, Kazuhiro Hotta, Norio Teramae *Anal. Chem.* – 2009. – Vol.81. – N 1. – P. 105–111.
124. Qiang Chen. Research on tunable distributed SPR sensor based on bimetal film / Qiang Chen, Jin Liu, Hai-Ma Yang, Hai-Shan Liu, Yu Wei, Bao-Long Yuan, Jun Li, and Kai Zhao // *Appl. Opt.* – 2018 – Vol.57. P.7591-7599
125. Qi You Fano resonance in double waveguides with graphene for ultrasensitive biosensor / Banxian Ruan, Qi You, Jiaqi Zhu, Leiming Wu, Jun Guo, Xiaoyu Dai, Yuanjiang Xiang // *Opt. Express*. 2018 – Vol. 26. – P.16884-16892
126. Векшин, М.М. Поляризационные свойства четырехслойного диэлектрического волновода / М.М. Векшин, В.А. Никитин, Н.А. Яковенко // *Письма в ЖТФ*. – 1998. – Т.24. – №6. – С.35-39.
127. Векшин, М.М. Интегрально-оптические поляризаторы на основе многослойных диэлектрических волноводов / М.М. Векшин, В.П. Гладкий, В.А. Никитин, Н.А. Яковенко // *Автометрия*. – 1998. – N5. – С.58-65.
128. Sun. M.J. Measurements on four-layer isotropic waveguides / M.J. Sun., M.W. Muller // *Applied Optics*. – 1977. – Vol.16. – N4. – P.814-815.
129. Vekshin, M. M. Integrated-optic channel waveguides: three-dimensional simulation and sensitivity considerations / M. M. Vekshin, O.A. Culish, N.A. Yacovenko // *Proceedings of SPIE*. – 2002. – V.4900. – P. 447-450.
130. Бондаренко, С.Г. Расчет поляризационных характеристик интегрально-оптических волноводов / С.Г. Бондаренко, М.М.Векшин, О.А.Кулиш, Е.Б. Хотнянская, Н.А.Яковенко //



Экологический вестник научных центров Черноморского экономического сотрудничества. – 2005. – N2.

131. Shao Gong-Wang. Modelling of graded index waveguide fabricated by ion exchange on  $Er^{3+}$  doped glass / Shao Gong-Wang, Jin Guo-Liang // Chinese Physics, B. – 2009. – Vol.18. – N3. – Paper 1096-09.

132. Lüsse P. Analysis of vectorial mode fields in optical waveguides by a new finite difference method / P. Lüsse, P. Stuwe, J. Schüle, H.G. Unger // J. Lightwave Technology. – 1994. – Vol. 12. – P. 487-494.

133. Xu C.L. Wide-angle full vectorial beam propagation method / C.L. Xu, W.P. Huang // IEE Proc., Pt. J (Optoelectronics). – 1996. – Vol.143. – N2. – P.139-143.

134. Huang W.P. Simulation of three-dimensional optical waveguides by a full-vector beam propagation method / W.P. Huang, C.L. Xu // IEEE J. Quant. Electron. – 1993. – Vol.29. – N10. – P.2639-2649.

135. Hadley R.G Full-vector waveguide modeling using an iterative finite-difference method with transparent boundary conditions // R.G. Hadley, R.E. Smith J. Lightwave Technol. – 1995. – Vol.13. – N3. – P.465-469.

136. Mitchell A.R. The finite difference method in partial differential equations / A.R. Mitchell, D. F. Griffiths // Chichester [England], New York : Wiley, 1980. – 284 p.

137. Sun L. Analysis of metal-clad optical waveguide polarisers by the vector beam propagation method / L. Sun, G.L. Yip // Appl.Opt. – 1994. – Vol.33. – N6. – P.1047 - 10506.

138. Векшин М.М. Поляризационно-селективные свойства последовательности ступенчатых неоднородностей многослойного планарного волновода / М.М. Векшин, В.А. Никитин // Труды 4 Всерос. научно-техн. конференции с международным участием "Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники", Таганрог. – 1997. – С.78.

139. Векшин, М.М. Полосно-заграждающий фильтр на основе четырехслойного оптического волновода / М.М. Векшин, О.А. Кулиш, Н.А. Яковенко // Нано- и микросистемная техника. – 2013. – N9. – С.50-54.

140. Hammer J.M. Isolators, polarizers, and other optical waveguide devices using a resonant-layer effect / J. M. Hammer, G. A. Evans, G. Ozgur, J. K. Butler // IEEE Journal of Lightwave Technology. – 2004. – Vol.22. – N7. – P.1754-17.

141. Локтев С.М. Спектральная селективность систем, состоящих из туннельно-связанных волноводов с сильно различающимися параметрами С.М. Локтев, Н.М. Лындин, В.А. Сычугов, Б.А. Усиевич // Квантовая электроника. – 1996. – 23. – № 6. – С.567-570.

142. W. Johnstone Fibre Optic Wavelength Channel Selector with High Resolution / W. Johnstone, G. Thursby, D. Moodie, R. Varshney, B. Culshaw // *Electronics Letters*. – 1992. – Vol.28. – N 14. – P. 1364-1365.
143. Физические величины. Справочник. Под редакцией И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова М., Энергоатомиздат, 1991 г. – 1234 с.
144. Векшин, М.М. Преобразование поляризации в слабонаправляющем оптическом волноводе на основе диэлектрических изотропных слоев / М.М. Векшин, О.А. Кулиш, Н.А. Яковенко // *Нано- и микросистемная техника*. 2013. – №11. – С.14-18.
145. Векшин, М.М. Эволюционное преобразование поляризации оптического излучения на основе слабонаправляющих волноводов в стекле / М.М. Векшин, В.А. Никитин // *Инженерный вестник Дона*, 2017. – №4.
146. Векшин, М.М. Преобразование поляризации путём конверсии мод  $TM_0-TE_1$  в ионообменном стеклянном волноводе / М. М. Векшин, Н.А. Яковенко / *Автометрия*. – 2019. – №1. – С.51-55.
147. Воеводин, А.А. О возможности создания новых интегрально-оптических поляризаторов и преобразователей волноводных мод / А.А. Воеводин, В.П. Гладкий, И.А. Прохорова, Н.А. Яковенко // *Письма в ЖТФ*. – 1990. – Т. 16. – Вып. 24. – С. 73-77.
148. Dai D. Novel concept for ultracompact polarization splitter-rotator based on silicon nanowires / D. Dai, J.E. Bowers // *Optics Express*. – 2011. – Vol.19. – № 11. – P. 10940—10949.
149. Watts M.R. Integrated mode-evolution based polarization rotators / M.R. Watts, H.A. Haus / *Optics Letters*. – 2005. – Vol.30. – №2. – P.138–140.
150. van der Tol J. J. G. M., Felicetti M., Smit M. K. Increasing tolerance in passive integrated optical polarization converters // *J. Lightwave Technology*. 2012. Vol. 30. № 17. P. 2884—2889
151. Кулиш, О.А. Интегрально-оптический преобразователь поляризации излучения на основе асимметричного волновода в стекле / О.А. Кулиш, М.М. Векшин // *Нано- и микросистемная техника*. – 2017. – Т.19. – №11, С.643-648.
152. Векшин М.М. Интегрально-оптический преобразователь поляризации на основе эволюции моды волновода в стекле / М.М. Векшин, Н.А.Яковенко // *Сборник научных трудов VI Международной конференции по фотонике и информационной оптике*. Москва, МИФИ. – 2017. – С. 574-575.
153. Zhang J. Silicon-Waveguide-Based Mode Evolution Polarization Rotator / J. Zhang, M. Yu, G. Lo, D. Kwong // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. – 2010. – Vol.16. – N1. P.53-60.
154. Yin Y. Ultra-Broadband Polarization Splitter-Rotator Based on the Mode Evolution in a Dual-

Core Adiabatic Taper / Y. Yin, Z. Li, D. Dai // *Journal of Lightwave Technology*. – 2017. – Vol.35. – N11. P. 2227-2233.

155. Wangqing Yuan. Mode-evolution-based polarization rotator-splitter design via simple fabrication process / Wangqing Yuan, Keisuke Kojima, Bingnan Wang, Toshiaki Koike-Akino, Kieran Parsons, Satoshi Nishikawa, Eiji Yagyu // *Opt. Express*. 2012. – Vol. 20. – P. 10163-10169.

156. Векшин М.М., Кулиш О.А., Яковенко Н.А. “Пространственное разделение ТЕ- и ТМ-волн на основе диэлектрических изотропных слоев / Векшин, О.А. Кулиш, Н.А. Яковенко // *Автометрия*. – 2004. – Т.40. – №4. – С.50-56

157. Mizumoto T. Analytical and experimental study of waveguide-optical polarization splitter with Langmuir-Blodgett cladding layer / T. Mizumoto, N. Iwakiri, T. Kaneko, Y. Naito // *J. Lightwave Technol.* – 1993. – Vol.10. – №12. – P.1807–1813.

158. М.М. Векшин, О.А. Кулиш, Н.А. Яковенко Адиабатические интегрально-оптические разделители ТЕ/ТМ-волн” // *Известия Южного федерального университета (ЮФУ). Технические науки*. – 2012. – Т.132. – №7. – С.193-200.

159. Charbonneau R.. Passive integrated optics elements based on long-ranging surface plasmon polaritons / R. Charbonneau, C. Scales, I. Breukelaar, S. Fafard, N. Lahoud, G. Mattiussi, P. Berini // *J. Lightwave Technol.* – 2006. – Vol.24. – N1. – P.477–494.

160. Векшин, М.М. Исследования элементов волноводной плазмонной нанооптики / М.М. Векшин, О.А. Кулиш, Н.А. Яковенко // *Научно-образовательный и прикладной журнал «Экологический вестник научных центров Черноморского Экологического Сотрудничества» Краснодар, КубГУ*. – 2012. – №4. – С.33-36.

161. Векшин М.М. Физико-математическое моделирование многоэтапных процессов формирования одномодовых интегрально-оптических волноводов в стекле К-8 методом ионного обмена / М.М. Векшин, В.А. Никитин // *Инженерный вестник Дона*. – 2016. – №4. – С.1-14.

162. Verbeek B.H. Integrated Four-Channel Mach-Zehnder Multi/Demultiplexer Fabricated with Phosphorous Doped SiO<sub>2</sub> Waveguides on Si / B.H. Verbeek, C.H. Henry, N.A. Olsson // *Journal of Lightwave Technology*. – 1988. – Vol.6. – N6. – P.1011-1015.

163. Yi-Yan A. GaAs/GaAlAs asymmetric Mach-Zehnder demultiplexer with reduced polarization dependence / A. Yi-Yan, R. J. Deri, M. Seto, R. J. Hawkins // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 1989. – Vol. 1. – N4. – P.83-85.

164. Venghaus H. Polarization-independent Mach-Zehnder interferometer on III-V semiconductors / H. Venghaus, C. M. Weinert // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 1993. – Vol. 5. – N10. – P. 1213-1216.

165. Planar lightwave circuits based on silica waveguides on silicon / Senichi Suzuki, Masao Kawachi // *Electronics and Communications in Japan (Part II: Electronics)*. – 1994. – Vol.77. pp. 25 – 36.
166. Jun-ichi Inoue. Ultracompact asymmetric Mach–Zehnder interferometers with high visibility constructed from exciton polariton waveguides of organic dye nanofibers / Jun-ichi Inoue, Kazutaka Mitsuishi, Takashi Kuroda // *Advanced Functional Materials*. – 2013. – Vol.23. N7. – P. 839-845.
167. Chalyan T. Asymmetric Mach–Zehnder interferometer based biosensors for aflatoxin M1 detection / T. Chalyan, R. Guider, L. Pasquardini, M. Zanetti, F. Falke, E. Schreuder, R. G. Heideman, C. Pederzoli, L. Pavesi // *Biosensors (MDPI)*. – 2016. – Vol.6. – N1. – P.1-10.
168. Hofmann M. Asymmetric Mach–Zehnder interferometers without an interaction window in polymer foils for refractive index sensing / M. Hofmann, Y. Xiao, S. Sherman, U. Gleissner, T. Schmidt, H. Zappe // *Appl. Opt.* – 2016 – Vol.55. – P.1124-1131.
169. Dai D. Considerations for the Design of Asymmetrical Mach–Zehnder Interferometers Used as Polarization Beam Splitters on a Submicrometer Silicon-On-Insulator Platform / D. Dai, Z. Wang, J. E. Bowers // *J. Lightwave Technol.* – 2011. – Vol.29. – P.1808-1817.
170. Morita K. Analytical and Experimental Investigation of a Silicon Photonic Two-Stage Mach–Zehnder Delay Interferometer-Type Polarization Beam Splitter / K. Morita, H. Uenohara // *IEEE Photonics Journal*. – 2018. – Vol. 10. – N3. – P.1-8.
171. Broquin J.-E. Glass integrated optics: state of the art and position towards other technologies // *SPIE Proceedings*. – 2007. – Vol..6475. – P.647507-1÷647507-13
172. Ramaswamy, R. V., S. I. Najafi “Planar, buried, ion-exchanged glass waveguides: diffusion characteristics” // *IEEE J. Quantum Electron.*, 1986, v.22, N 6,P. 883-891
173. Lilienhof H.-J. Field-induced index profiles of multimode ion-exchanged strip waveguides / H.-J. Lilienhof, E. Voges, D. Ritter, B. Pantschew // *IEEE J. Quantum Electron.* – 1982. – Vol.18. – P.1877-1883.
174. Swillam M.A. 3D design of MMI splitter with ion exchange technology / M.A. Swillam, A.H. Morshed, D.A. Khalil // *SPIE Proceedings*. –2005. – Vol.5970. – P. G1-G6.
175. Doremus R. H. Exchange and diffusion of ions in glass // *J. Phys. Chem.* – 1964. Vol.68. – P. 2212-2218.
176. Cheng, C.C. Simulation of tapered transitions in ion-exchanged channel waveguides / C.C. Cheng, R.V. Ramaswamy // *Applied Optics*, 1990. – V.29. – N8. – P. 1150-1156
177. West B. R. Modeling of ion-exchanged glass waveguide structures / B. R. West, P. Madasamy, N. Peyghambarian, S. Honkanen // *J. Non-Crystalline Solids*. – 2004. – Vol.347. – P.18-26.

178. Masalkar P. J. Calculation of concentration profile in ion-exchange waveguides by finite difference ADI method // *Optik*. – 1994. – Vol.95. – N4. – P.168-172.
179. Yliniemi S. A study of silver-film ion-exchanged glass waveguides in phosphate glass / S. Yliniemi, J. Albert, S. Honkanen // *SPIE Proceedings*. – 2007. – Vol.6469. – P. Y1-Y8.
180. Cheng D. Simulation of field-assisted ion exchange for glass channel waveguide fabrication: effect of nonhomogeneous time-dependent electric conductivity / D. Cheng, J. Saarinen, H. Saarikoski, A. Tervonen // *Opt. Comm.*. – 1997. – Vol.137. – P. 233-238.
181. Hazart J Concentration profile calculation for buried ion-exchanged channel waveguides in glass using explicit space-charge analysis / J. Hazart, V. Minier // *IEEE J. Quantum Electron*. – 2001. – Vol.37. – N4. – P.606-612.
182. Pantchev B. Field-assisted ion exchange in glass: the effect of masking films / B. Pantchev, P. Danesh, Z. Nikolov // *Appl. Phys. Lett.* – 1993. – Vol. 62. – P. 1212-1214
183. Poszner T . Stripe waveguides with matched refractive index profiles fabricated by ion exchange in glass / T. Poszner, G. Schreiter, R. Muller // *Journal of Applied Physics*. – 1991. – Vol.70. – N4. – P.1966-1973
184. Oven R. Tapered waveguides produced by ion exchange in glass with a nonuniform electric field // *J. Lightwave Technol.* – 2006. – Vol.24. – N11. – P.4337-4344
185. Brandenburg A. Stress in ion-exchanged glass waveguides // *J. Lightwave Technol.* –1986 – Vol.4. – N10. – P.1580-1593.
186. Gonella F. Stress-induced optical effects in  $\text{Ag}^+ - \text{Na}^+$  ion-exchanged glass waveguides // *Opt. Lett.* – 1992. – Vol.17. – P. 1667-1669.
187. Albert J. Stress-induced index change for  $\text{K}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$  ion exchange in glass / J. Albert, G.L. Yip // *Electronics Letters*. – 1987. – Vol.23. – N14. – P.737-738.
188. Millou A.N. Modeling of the index change in  $\text{K}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$  ion-exchanged glass / A.N. Millou, R. Srivasta, R. Ramaswamy // *Applied Optics*. – 1991. Vol.30. – N6. – P.674-681.
189. Xu S.L. Full-vectorial mode calculations by finite difference method / S.L. Xu, W.P. Huang, M.S. Stern, S.K. Chaudhuri // *IEE Proceedings (Optoelectronics)*. – 1994. – Vol.141. – N5. – P.281-286.
190. Mansour I. Secondary Ion Mass Spectrometry and Near Field studies of  $\text{Ti:LiNbO}_3$  Optical Waveguides// I. Mansour, F. Caccavale, P. Chakraborty, A. Quaranta, G. Gianello, R. Corsini, G. Mussi // *J. of Applied Physics*. – 1995. – Vol. 78. – N9. – P. 5345-5350.
191. Helms J. Error analysis for refractive-index profile determination from near-field measurements // *J. Lightwave Technol.* – 1990. – Vol.8. – N5. – P.625-633.
192. Goring R. Application of the refracted near-field technique to multimode planar and channel

- waveguides in glass / R. Goring, M. Rothhardt // J. Opt. Commun. – 1986. – 7. – P. 82–85.
193. Oven R. Measurement of two dimensional refractive index profiles of channel waveguides using an interferometric technique // Applied Optics. – 2009. – Vol. 48. – N30. – P.5704-5712.
194. Tien P. K. Theory of prism-film coupler and thin-film light guides // P. K. Tien, R. Ulrich // J. Opt. Soc. Amer. – 1970. – Vol.60. – N10. – P. 1325-1337 .
195. Weiss, M.N. Determination of ion-exchanged channel waveguide profile parameters by mode-index measurements / M.N. Weiss, R. Srivastava // Applied Optics. – 1995. – V.34. – N3. – P.455-458
196. Ciminelli C. Effects of Thermal Annealing on the Optical Characteristics of  $K^+Na^+$  Waveguides / C. Ciminelli, A. D’Orazio, M. De Sario, C. Gerardi, V. Petruzzelli, F. Prudenzano // Appl. Opt. –1998. – Vol.37. – N12. – P. 2346-2356.
197. Feasibility of potassium-exchanged waveguides in BK-7 glass for telecommunication devices / A. Tervonen, S. Honkanen // Applied Optics. – 1996. – Vol.35. – N33. – P.6435-6437.
198. Векшин, М.М. Синтез оптических волноводов со сложной формой поперечного сечения и 3D волноводных структур в стекле / М.М. Векшин, В.А. Никитин, Н.А. Яковенко // Экологический вестник научных центров Черноморского экономического сотрудничества. 2017. – №3. – С. 60-66.
199. Brusberg L. Large optical backplane with embedded graded-index glass waveguides and fiber-flex termination / L. Brusberg, S. Whalley, R. C. A. Pitwon, F. R. Faridi, H. Schröder // Journal of Lightwave Technology. – 2016. – Vol. 34. – N10. – P. 2540-2551.
200. Векшин М.М. Моделирование двухэтапного процесса формирования оптических волноводов в стекле К-8 методом электростимулированной миграции ионов / М.М. Векшин, В.А. Никитин // Наука Кубани. – 2017. – № 1. – С. 40-45.
201. Rehouma F. Optical waveguides for evanescent wave sensing / F. Rehouma, D. Persegol, A. Kevorkian // Applied Physics Letters. – 1994. Vol.65. – P.1477-1479.
202. West B.R. Modeling of ion-exchanged waveguide structures / B.R. West, P. Madasamy, N. Peyghambarian, S. Honkanen // Journal of Non-Crystalline Solids. – 2004. Vol.347. – P.18-26
203. Wulf H. Computer Aided Design of Integrated Optical Circuits / H. Wulf, Voges // Frequenz. – 1991. – Vol.45. – N 9/10. – P. 202-206.
204. Tervonen A. Software tools for integrated optics design // SPIE Proceedings. – 1997. – Vol.2997. – P.202-211.
205. Amersfoort M. Integrated optics: simulation and design tools address demands on WDM // Laser Focus World. – 2000. – Vol.36. N1.

206. S-Matrix Oriented CAD-Tool for Simulating Complex Integrated Optical Circuits / X. J. M. Leijtens, M. K. Smit // IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.. – 1996. – Vol.2. – N2. – P.257-262.
207. Okamoto K. Fabrication of TE/TM Mode Splitter Using Completely Buried GaAs/GaAlAs Waveguide / K.Okamoto, M.Doii, T.Irita, Y.Nakano, K.Tada // Jpn. J. Appl. Phys., Pt.1. – 1995, Vol. 34. – N1. – P.151-155.
208. Mu J. Simulation of three-dimensional waveguide discontinuities by a full-vector mode-matching method based on finite-difference schemes / J. Mu, W. Huang // Optics Express. – 2008. – Vol.16. – N22. – P.18152-18163.
209. Wayne W. Lui Full-vectorial wave propagation in semiconductor optical bending waveguides and equivalent straight waveguide approximations / Wayne W. Lui, C.-L. Xu, Takuo Hirono, Kiyoyuki Yokoyama, Wei-Ping Huang // Journal of Lightwave Technology. – 1998. – Vol.16. – N5. – P. 910-914.
210. Koai K. Modeling of Ti:LiNbO<sub>3</sub> waveguide devices: part II - S-shaped channel waveguide bends / Koai K., Liu P.-L // Journal of Lightwave Technology. – 1989. – Vol.7. – N7. – P.1016-1022.
211. Helleso O.G. Low loss bends in K<sup>+</sup> ion-exchanged waveguides / O.G Helleso., P. Gerard, P. Benech, R. Rimet // IEEE Photonics Technology Letters. – 1994. – Vol.6. – N10. – P.1241-1243.
212. Motta G. Accurate modeling of Y-junctions and couplers made by ion-exchange techniques / G. Motta, G., Perrone, D. Pircalaboiu, I. Montrosset // SPIE Proceedings. 1999. – V. 3620. – P.240-249.
213. Tervonen A. Analysis of Symmetric Directional Couplers and Asymmetric Mach-Zehnder Interferometers As 1.30- and 1.55- $\mu\text{m}$  Dual-Wavelength Demultiplexers/Multiplexers / A. Tervonen, S. Honkanen, S. I. Najafi // Optical Engineering. – 1993. Vol.32. – N9. – P.2083-2090.
214. Wang Q. Optimal design of planar wavelength circuits based on Mach-Zehnder interferometers and their cascaded forms / Q. Wang, S. He // Journal of Lightwave Technology. – 2005. – Vol.23. – N3. – P.1284-1290.
215. Bersiner L. Numerical analysis of passive integrated-optical polarization splitters: comparison of finite-element method and beam-propagation method results / L. Bersiner, U. Hempelmann, E. Strake // Journal of the Optical Society of America B. – 1991. – Vol.8. – N2. – P.422-433.
216. Improved near-field method for refractive index measurement of optical waveguides / D. Brooks, S. Ruschin // IEEE Photonics Technology Letters . D. Brooks, S. Ruschin – 1996. – Vol.8. – N2. – P. 254-256.
217. Stewart G. Fabrication of ion-exchanged optical waveguides from dilute silver nitrate melts / G. Stewart, P. Laybourn // IEEE J. Quantum Electron. – 1978. – Vol.14. – N12. – P.930-934.

218. Walker R.G. Integrated optical waveguiding structures made by silver ion-exchange in glass. 1: The propagation characteristics of stripe ion-exchanged waveguides; a theoretical and experimental investigation / R. G. Walker, C. D. W. Wilkinson, J. A. H. Wilkinson // *Applied Optics*. – 1983. – Vol.22. – N12. – P.1923–1928.
219. Pantchev B. Masking problem in the fabrication of optical waveguide structures in glass by double ion exchange / B. Pantchev, P. Danesh // *Jpn. J. Appl. Phys.* –1997. – Vol.36. – N.7A. – P.4320–4322.
220. Zou J. Two-step K-Na and Ag-Na ion-exchanged glass waveguides for C-band applications / J. Zou, F. Zhao, R.T. Chen // *Applied Optics*. – 2002. – Vol.41. N36. – P.7620-7626.
221. Zou J. Mode-matched ion-exchanged glass waveguide bridge for high-performance dense wavelength division multiplexer / J. Zou, F. Zhao, R.T. Chen // *Journal of Lightwave Technology*. – 2005. – Vol.23. – N10. – P.2926-2933
222. Nguyen T.-N. Nondestructive method to measure coupling and propagation losses in optical guided structures / T.-N Nguyen, K. Lengle, M. Thual // *J. Opt. Soc. Am., B*. – 2012. – Vol. 29. – N12. – P. 3393-3397.
223. Masao Tachikura. Internal Loss Measurement Technique for Optical Devices Equipped with Fiber Connectors at Both Ends // *Appl. Opt.* – 1995. – Vol.34. P. 8056-8057.
224. Barai S. A novel technique to measure the propagation loss of integrated optical waveguides / S. Barai, A. Selvarajan, T.Srinivas // *IEEE Photonics Technology Letters*, – 2005. – Vol.17. – N2. – P. 360-362.
225. Векшин, М.М. Расчет базовых элементов плазмонной интегральной нанооптики / М.М.Векшин, Н.А.Яковенко // *Научно-образовательный и прикладной журнал «Экологический вестник научных центров Черноморского Экологического Сотрудничества» Краснодар, КубГУ*. – 2007. – №4. – С.63-69.
226. Векшин М.М. Исследования элементов плазмонной нанооптики / М.М. Векшин, Н.А. Яковенко // *Наука Кубани*. – 2008. – N4. – С.50-52.
227. Jian-Ming Jin. *The Finite Element Method in Electromagnetics / 3rd Edition*. – Wiley – IEEE Press. – 2014. – 876 p.
228. Koshiha M. Simple and efficient finite-element analysis of microwave and optical waveguides / M. Koshiha, K. Inoue // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. – 1992. – Vol. 40. – N2. – P. 371-377
229. Koshiha M. A vector finite element method with the high-order mixed-interpolation-type triangular elements for optical waveguiding problems / M. Koshiha, S. Maruyama, K. Hirayama // *Journal of Lightwave Technology*. 1994. – Vol. 12. – N3. P.495-502.



230. Koshiba M. Curvilinear hybrid edge/nodal elements with triangular shape for guided-wave problems / M. Koshiba, Y. Tsuji // *Journal of Lightwave Technology*. – 2000. – Vol.18. – N5. – P. 737–743.
231. Селина, Н.В. Аналитический подход к расчету электромагнитного поля в системе металл-диэлектрик-металл / Н.В. Селина, М.М. Векшин, Е.Н. Тумаев, Н.А. Яковенко // *Научно-образовательный и прикладной журнал «Экологический вестник научных центров Черноморского Экологического Сотрудничества» Краснодар, КубГУ*. – 2010 – N3.
232. Селина Н.В. Аналитическое решение задачи о распределении электромагнитных полей в микрополосковом плазмонном волноводе / Н.В. Селина, М.М. Векшин, Е.Н. Тумаев, Н.А. Яковенко, М.А. Благодарь // *Экологический вестник научных центров ЧЭС*. – 2013. – №2. – С. 95-100.
233. Селина Н.В. Расчет параметров оптического плазмонного волновода / Н.В. Селина, М.М. Векшин, Е.Н. Тумаев, Н.А. Яковенко, М.А. Благодарь // *Материалы Всероссийской Заочной научно-практической конференции "Современные проблемы физики, биофизики и информационных технологий"*. – Краснодар. – 2012. – С.154-162.
234. Gray S.K. Propagation of light in metallic nanowire arrays: finite-difference time-domain studies of silver cylinders / S.K. Gray, T. Kupka // *Physical Review. B*. – 2003. – Vol. 68. – N8. – P. 045415(1)–045415(11).
235. Taflove K. Computational electrodynamics / K. Taflove, S.C. Hagness // New-York. Artech House, 2005. – 854 p.
236. Berenger J.–P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves // *Journal of Computational Physics*. – 1994. – Vol. 114. – N2. – P. 185–200.
237. Mur G. Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations // *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* – 1981. – Vol. 23. – P. 377–382.
238. Векшин М.М. Интегрально-оптические поляризационные и сенсорные элементы на основе эффекта локализованного плазмонного резонанса / М.М. Векшин, В.А. Никитин, Е.Б. Хотнянская, Н.А. Яковенко // *Тезисы докладов конференции “Нанотехнологии – производству-2005”*. – Москва. – 2005. – С.24.
239. Векшин М.М. Разработка волноводных элементов интегральной нанооптики на основе плазмонно-резонансных структур / М.М. Векшин, Н.А. Яковенко // *Труды 10 Международной научно-техн. конференции "Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники"*. – Таганрог. – 2006. – Ч.2. – С.269.
240. Векшин М.М. “Исследование и разработка режимов изготовления интегрально-

оптических элементов / М.М. Векшин, Е.Б. Хотнянская, В.А. Никитин, Н.А. Яковенко // отчет о НИР. – ООО “Юг-Оптиком”/КубГУ, - М., 2008. – 22с. – № ГР 0120.0604106, инв № 02200 802462

241. D. Yap D. Coupling between successive Ti:LiNbO<sub>3</sub> waveguide bends and branches / D. Yap, L. M. Johnson // Applied Optics. – 1984. – Vol. 23. – N17. – P. 2991–2999

242. Khalil D. A. M. Asymmetric excitation of symmetric single-mode Y-junctions : the radiation mode effects / D. A. M. Khalil, P. Benech, S. Tedjini // IEEE transactions on microwave theory and techniques. – 1992. – Vol.40. – N12. – P.2235-2242

243. Munowitz M. Numerical modeling of coherent coupling and radiation fields in planar Y-branch interferometers / M. Munowitz, D.J. Vezzetti // Journal of Lightwave Technology. – 1992. – Vol.10 – N11. – P.1570-1574.

244. Villegas Vicencio L. J. Asymmetry of the output power of a symmetric Y-shaped integrated-optics splitter / L. J. Villegas Vicencio, A. V. Khomenko, J. L. Angel Valenzuela, R. Cardoso, D. Salazar, H. Marquez, and H. Porte // J. Opt. Technol. – 2002. – Vol.69. – N1. – P.54-57

245. Klaus W Transient fields in the input coupling region of optical single-mode waveguides / W. Klaus, W. R. Leeb // Optics Express. – 2007. – Vol. 15. – N19. – P.11808-11826

246. Klekamp A. An improved single-mode Y-branch design for cascaded 1:2 splitters / A. Klekamp, P. Kersten, W. Rehm // Journal of Lightwave Technology. – 1996. – Vol. 14. – N12. – P.2684 – 2686.

247. Magnin V. Design, optimization and fabrication of an optical mode filter for integrated optics / V. Magnin, M. Zegaoui, J. Harari, M. Francois, D. Decosterm // Optics Express. – 2009. –Vol. 17. – N9. – P.7383-7391.

248. Soldano L.B. Optical multi-mode interference devices based on self-imaging : principles and applications / L.B. Soldano, E.C.M. Pennings // Journal of Lightwave Technology. – 1995/ – Vol. 13. – N4. – P. 615-627.

249. Разработка модового мультиплексора на основе интегрально-оптического асимметричного Y-разветвителя в стекле / М.М. Векшин, В.А. Никитин, Н.А.Яковенко // Сборник научных трудов VII Международной конференции по фотонике и информационной оптике. – Москва. – МИФИ. – 2018. – С. 322-323

250. Векшин М.М. Интегрально-оптический биосенсор на основе интерферометра Юнга / М.М. Векшин, Е.Б. Хотнянская, Н.А. Яковенко // Труды 9 Международной научно-техн. конференции "Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники. – Таганрог. – 2004. – С. 34-37.

251. Duport I. S. New integrated-optics interferometer in planar technology / I. S. Duport,

- P. Benech, R. Rimet // *Applied Optics*. – 1994. – Vol. 33. – N25. – P.5954-5958
252. Helmers H. Performance of a compact, hybrid optical evanescent-wave sensor for chemical and biological applications / H. Helmers, P. Greco, R. Rustad, R. Kherrat, G. Bouvier, P. Benech // *Appl. Opt.* – 1996. – Vol.35. – P.676-680.
253. Quigley G.R. Sensitivity enhancement of integrated optical sensors by use of thin high-index films / G.R. Quigley, R.D. Harris, J.S. Wilkinson // *Applied Optics*. – 1999. – Vol.38. – N28. – P. 6036-6039.
254. Qi, Zhi-Mei Characterization and application of a channel- planar composite waveguide / Qi, Zhi-Mei, Itoh Kiminori, Murabayashi Masayuki, Lavers C.R. // *Optics Letters*. –2000. – Vol.25. – N19. – P.1427-1429.
255. Dostálek J. Surface plasmon resonance biosensor based on integrated optical waveguide / J. Dostálek, J. Ctyroký, J. Homola, E. Brynda, M. Skalský, P. Nekvindová, J. Spirková, J. Skvor, J. Schröfel // *Sens. Actuators, B - Chem.* – 2001. – Vol.76. – P. 8–12.
256. Векшин, М.М. Характеристики плазмонно-резонансных биосенсоров на основе субмикронных дифракционных решеток / М.М.Векшин, Н.А.Яковенко // *Нано- и микросистемная техника*. – 2008. – №1. – С.65-69
257. Векшин М.М. Исследование оптических характеристик дифракционной решетки для плазмонно-резонансной сенсорной системы / М.М. Векшин, Д.В. Водовский, Е.Б. Хотнянская, А.Г. Савченко // *Труды научно-технической конференции-семинара по фотонике и информационной оптике*. – Москва. – МИФИ. – 2011. – С.88-89
258. Пат. 127209 Российской Федерации МПК<sup>7</sup> G02F 1/00 “Оптический плазмонно-резонансный биосенсор”, Векшин М.М., Яковенко Н.А., Соколов И.И. , заявлено 30.03.2012, опубл. 20.04.2013., Бюл. № 11
259. Векшин, М.М. Расчет оптических характеристик дифракционных наноструктур / М.М. Векшин, А.Г. Савченко // *Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2011615004* , заявл. 26.04.2011; зарегистрировано 21.06.2011 для ЭВМ № 2011615004 , заявл. 26.04.2011; зарегистрировано 21.06.2011
260. Векшин М.М. Исследование плазмонной дифракционной наноструктуры для биосенсоров / М.М Векшин., О.А. Кулиш, А.Г. Савченко, Н.А. Яковенко // *Известия вузов. Северо-Кавказский регион. (Естественные науки)*. – 2013. – №1. – С.36-39.
261. Moharam M.J. Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings / M.J. Moharam, E.B. Grann, D.A. Pommet // *Journal of the Optical Society of America*, A. 1995, – Vol.12. – N5. – 68-1076.
262. Moharam M.G. Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief

- gratings / M.G., Moharam, D.A. Pommet, E.B. Grann, T.K. Gaylord // J. Opt. Soc. Am., A. – 1995. – №5. – P.1077.
263. Lifeng Li. Multilayer modal method for diffraction gratings of arbitrary profile, depth, and permittivity: addendum // J. Opt. Soc. Am. A. – 1994. – Vol.11. – P.1685-1685.
264. B. C. Platt History and principles of Shack-Hartmann wave front sensing / Journal of Refractive Surgery. – 2001. – Vol.17. – P. 573-577.
265. Vekshin, M.M. Glass microlens arrays for Shack–Hartmann wavefront sensors / M.M. Vekshin, A.S. Levchenko, A.V. Nikitin, V.A. Nikitin, N.A. Yakovenko // Measurement Science and Technology. 2010. – V.21. – N5. – Paper 054010.
266. Androsov S. S. plano-convex microlens arrays for wavefront sensors / S. S. Androsov, M. M. Vekshin, A. S. Levchenko, V. A. Nikitin, N. A. Yakovenko // International scientific periodical «Modern fundamental and applied researches». – 2013. - №1. – Vol.1. – P. 70-76.
267. Векшин, М.М. Создание матриц микролинз в стекле К8 для датчиков волнового фронта / Векшин М.М., Левченко А.С., Никитин В.А., Яковенко Н.А // Оптический журнал. – 2013. – Т.80. – №10. – С. 24-27
268. Векшин, М.М. Получение и исследование матриц микролинз с плотной упаковкой / М.М. Векшин., А.В. Никитин, В.А. Никитин, Н.А. Яковенко // Известия Вузов. Северо-Кавказский Регион. Естественные науки, 2009. – №1. – С.41-44.
269. Curatu C. Fundamental and specific steps in Shack-Hartmann wavefront sensor design / C. Curatu, G. Curatua, J. Rolland // Proc. SPIE. – 2006. – Paper 62880 (01-09).