

На правах рукописи

Котов Иван Олегович

**ПРЕОБРАЗОВАНИЯ МОДОВОГО СОСТАВА ИЗЛУЧЕНИЯ  
И МЕТОДИКИ РАСЧЕТА ПОТЕРЬ ОПТИЧЕСКОЙ МОЩНОСТИ  
И ПОЛОСЫ ПРОПУСКАНИЯ ВОЛОКОННЫХ ТРАКТОВ**

Специальность 01.04.03 – радиофизика

Диссертация  
на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физ.-мат. наук,  
проф. Л.Б.Лиокумович

Санкт-Петербург - 2009

## ОГЛАВЛЕНИЕ

|                                                                                                                        |    |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| <b>Введение</b>                                                                                                        | 4  |
| <b>Глава 1. Обзор литературы</b>                                                                                       | 17 |
| 1.1. Введение                                                                                                          | 17 |
| 1.2. Многомодовые и одномодовые волоконные световоды                                                                   | 18 |
| 1.3. Волоконные неоднородности                                                                                         | 24 |
| 1.4. Строгая волновая теория волоконных световодов                                                                     | 26 |
| 1.5. Лучевая модель распространения излучения в ВС                                                                     | 29 |
| 1.6. Приближенное описание ВС: модовый континуум                                                                       | 30 |
| 1.7. Нахождение РММ в многомодовых световодах                                                                          | 33 |
| 1.8. Измерение РММ в многомодовых световодах                                                                           | 35 |
| 1.9. Полоса пропускания многомодовых световодов                                                                        | 41 |
| 1.10. Выводы к Главе 1                                                                                                 | 44 |
| <b>Глава 2. Преобразования распределения мощности по модам (РММ) оптического излучения в многомодовом волокне</b>      | 45 |
| 2.1. Введение                                                                                                          | 45 |
| 2.2. Разбиение волоконного тракта на участки с распределенными и локальными неоднородностями (эффектами изменения РММ) | 49 |
| 2.3. Изменение РММ на распределенных неоднородностях                                                                   | 50 |
| 2.3.1. Распределенные механизмы изменения РММ                                                                          | 50 |
| 2.3.2. Модозависимые потери                                                                                            | 52 |
| 2.3.3. Адиабатические флуктуации параметров                                                                            | 54 |
| 2.3.4. Связь мод в многомодовом волокне                                                                                | 55 |
| 2.3.5. Оператор преобразования РММ для протяженного участка волоконного тракта без локальных неоднородностей           | 56 |
| 2.3.6. Расчет изменения РММ в распределенных неоднородностях и дифференциальные модовые потери                         | 62 |
| 2.4. Изменение РММ в локальных неоднородностях                                                                         | 73 |
| 2.5. Оператор преобразования РММ в локальных неоднородностях                                                           | 76 |

|                                                                                                                    |            |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 2.6. Изменение РММ при модовой фильтрации                                                                          | 82         |
| 2.7. Проблема корректной постановки вычислительной задачи                                                          | 86         |
| 2.8. Расчеты преобразования РММ в локальных неоднородностях                                                        | 92         |
| 2.8.1. Разница диаметров                                                                                           | 93         |
| 2.8.2. Разница числовых апертур/показателей преломления                                                            | 97         |
| 2.8.3. Различие профильных функций волокна                                                                         | 99         |
| 2.8.4. Поперечное осевое рассогласование                                                                           | 101        |
| 2.9. Выводы к Главе 2                                                                                              | 103        |
| <b>Глава 3. Методика расчета потерь мощности в ММ трактах</b>                                                      | <b>105</b> |
| 3.1. Введение                                                                                                      | 105        |
| 3.2. Методика расчета потерь мощности в ММ волоконном тракте с неоднородностями                                    | 107        |
| 3.3. Примеры расчетов потерь мощности для важных частных случаев структуры многомодовых трактов с неоднородностями | 110        |
| 3.3.1. Потери мощности в распределенных неоднородностях                                                            | 110        |
| 3.3.2. Потери мощности в соединении волокон с поперечным осевым рассогласованием                                   | 113        |
| 3.3.3. Потери мощности в соединении градиентных волокон с разными диаметрами сердцевин                             | 116        |
| 3.3.4. Потери мощности в соединении градиентных волокон с разными числовыми апертурами                             | 118        |
| 3.4. Выводы к Главе 3                                                                                              | 121        |
| <b>Глава 4. Методика расчета полосы пропускания ММ трактов</b>                                                     | <b>122</b> |
| 4.1. Введение                                                                                                      | 122        |
| 4.2. Расчет полосы пропускания регулярного отрезка ММ волокна                                                      | 123        |
| 4.3. Расчет полосы пропускания ВС в составе сложного тракта                                                        | 128        |
| 4.4. Полоса пропускания составного многомодового тракта                                                            | 131        |
| 4.5. Широкополосность тракта с одним протяженным участком                                                          | 134        |
| 4.6. Алгоритм расчета полосы пропускания сложного тракта                                                           | 136        |

|                                                                                                         |     |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 4.7. Вычисления полосы пропускания для многомодовых трактов                                             | 137 |
| 4.7.1. Изменение полосы пропускания с ростом дифференциальных модовых потерь                            | 138 |
| 4.7.2. Зависимость полосы пропускания от РММ излучения                                                  | 139 |
| 4.7.3. Изменение полосы пропускания тракта из-за волоконных неоднородностей                             | 141 |
| 4.8. Выводы к Главе 4                                                                                   | 146 |
| <b>Глава 5. Измерение параметров волоконных трактов и сравнение с расчетным моделированием</b>          | 147 |
| 5.1. Введение                                                                                           | 147 |
| 5.2. Элементная база. Лабораторная установка. Измерения CPR-параметров источников оптического излучения | 148 |
| 5.2.1. Источники оптического излучения и их CPR параметры                                               | 148 |
| 5.2.2. Волоконные световоды                                                                             | 152 |
| 5.2.3. Оптические приемники                                                                             | 154 |
| 5.2.4. Лабораторная установка                                                                           | 156 |
| 5.3. Измерение потерь мощности на локальных неоднородностях                                             | 162 |
| 5.3.1. Потери в стыке с поперечным осевым рассогласованием                                              | 162 |
| 5.3.2. Потери в стыке волокон с разными параметрами                                                     | 164 |
| 5.4. Измерение полосы пропускания трактов с неоднородностями                                            | 166 |
| 5.5. Расчетное моделирование. Анализ и сравнение теоретических и экспериментальных результатов          | 168 |
| 5.5.1. Потери оптической мощности в неоднородностях                                                     | 169 |
| 5.5.2. Полоса пропускания многомодовых трактов                                                          | 170 |
| 5.6. Выводы к Главе 5                                                                                   | 172 |
| <b>Заключение</b>                                                                                       | 174 |
| Приложение 1                                                                                            | 176 |
| Приложение 2                                                                                            | 177 |
| <b>Литература</b>                                                                                       | 180 |

## **Введение**

Оптическое волокно в настоящее время считается самой совершенной физической средой для передачи информации, а также самой перспективной средой для передачи больших потоков информации на значительные расстояния. Стремительное внедрение в информационные сети оптических линий связи является следствием преимуществ, вытекающих из особенностей распространения сигнала в оптическом волокне. Большая полоса пропускания - это одно из наиболее важных преимуществ оптического волокна над любой другой средой передачи информации. Малое затухание и небольшая дисперсия позволяют строить линии передачи данных без ретрансляции протяженностью до сотни километров и более. Кроме вышеперечисленных достоинств, к преимуществам волоконно-оптических линий связи (ВОЛС) относятся: низкий уровень шумов, высокая помехозащищенность и защищённость от несанкционированного доступа, длительный срок эксплуатации, взрыво- и пожаробезопасность, экономичность волоконных световодов (ВС), малый вес и объём [1,2]. Несмотря на довольно высокую стоимость интерфейсного оборудования и работ по монтажу, перспективы развития технологии ВОЛС в информационных сетях более чем очевидны.

Широкая полоса пропускания обусловлена чрезвычайно высокой частотой несущей  $10^{14}$  Гц. Это дает потенциальную возможность передачи по одномодовому оптическому волокну потока информации в несколько терабит в секунду (Тб/с). Многомодовые волокна могут быть использованы в линиях имеющих небольшую протяжённость и обеспечивающих гигабитные скорости передачи данных. В качестве примера можно привести действующие стандарты: Gigabit Ethernet, Fiber Channel, 10 Gigabit Ethernet [3,4]. Возможность передачи информации с такими скоростями обеспечивается комбинированием широкополосного многомодового (ММ) волокна с новым поколением оптических излучателей типа VCSEL

(полупроводниковые поверхностно-излучающие лазеры с вертикальным резонатором), при котором достигается некоторое селективное возбуждение многомодового световода, обеспечивающие максимальную полосу пропускания [5].

В связи с бурным развитием оптических линий связи, возрастает актуальность точного измерения параметров ВОЛС. На практике ММ волоконный тракт передачи часто содержит резкие неоднородности, такие как соединения волокон. Изменение модового состава, связанного с прохождением неоднородностей приводит к изменению характеристик волоконного тракта (затухания, коэффициента пропускания, потерь в соединениях). Большой интерес к сложным процессам распространения излучения в ММ световодах резко снизился в конце 80-х годов прошлого века в связи с преимущественным использованием в коммуникационных системах одномодовых волокон. В результате вопросы влияния распределения мощности по модам (РММ) на параметры ММ тракта не были в достаточной степени изучены. В общепринятых инженерных расчётных соотношениях для параметров ММ волоконных РММ не фигурирует (как правило, полагается равномерное возбуждение всех мод) [5-9], соответственно не учитываются не только возможность возбуждения на входе волокна различных РММ, но и изменения модового состава на протяжении тракта.

В последнее время в сфере коммуникационных систем и в области построения распределённых волоконных датчиков возобновляется активный интерес к многомодовым волокнам. При этом вновь стала актуальна проблема существенного влияния РММ на передаточные характеристики ММ световода.

В современной практике часто встречается необходимость расчёта и построения протяжённых волоконных трактов, содержащих серию последовательных соединений. Расчёт характеристик подобных систем

невозможен без учёта зависимости РММ от способа возбуждения и преобразования модового состава в местах резких волоконных неоднородностей. Нахождение характеристик таких трактов не освещено в литературе. Кроме того, сложность строго расчёта возрастает от числа соединений в составе тракта.

В работе разрабатывается эффективная операторная модель, позволяющая рассчитывать РММ в произвольном сечении нерегулярного ММ тракта, в зависимости от условий его возбуждения и параметров волокна.

На основе указанной модели, разрабатываются методики анализа и расчёта параметров многомодовых волоконно-оптических трактов на основе континуального приближения, позволяющие корректно учитывать распределение мощностей мод и его преобразование на неоднородностях.

### **Цель диссертационной работы**

Целью работы является разработка эффективных методов анализа и расчёта параметров многомодовых волоконно-оптических трактов на основе приближения модового континуума, позволяющих учитывать распределение мощности по модам и его преобразования.

Для достижения цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Получить и проанализировать системы операторов, которые описывают преобразование функции РММ в многомодовых волноводных трактах с различными наиболее актуальными на практике типами неоднородностей.

2. Разработать методики расчёта потерь оптической мощности многомодовых волоконных трактов, учитывающей произвольную входную функцию РММ и изменения РММ, основанной на принципе последовательного применения операторов преобразования РММ.

3. Разработать методики расчета полосы пропускания многомодовых волоконных трактов, учитывающей произвольную входную функцию РММ и изменения РММ, основанной на принципе последовательного применения операторов преобразования РММ и учете различных задержек мод.

4. Провести расчеты и анализ преобразований РММ для характерных типов неоднородностей и влияний этих преобразований на параметры многомодовых волоконных трактов.

5. Провести расчеты и измерения параметров практических многомодовых волоконных трактов с неоднородностями в разных условиях возбуждения, и сравнительный анализ теоретических и экспериментальных результатов.

### **Научная новизна**

Работа содержит большой объем теоретического и экспериментального материала, в том числе в ней впервые:

1. Получен интегральный оператор, описывающий преобразование функции распределения мощности по модам (РММ) для стыка волокон с рассогласованием по диаметру сердцевины, числовой апертуре, коэффициенту преломления сердцевины, профильной функции, и с поперечным смещением оптических осей. Оператор действителен для произвольной исходной функции РММ и любых величин рассогласования параметров световодов.

2. Получен оператор коррекции функции РММ для учета пространственной фильтрации излучения на выходе многомодового световода, позволяющий корректировать расчеты на основе РММ при наличии такой фильтрации.

3. Предложена методика расчета потерь оптической мощности в составном многомодовом волоконном тракте с неоднородностями, учитывающая РММ и его изменения, основанная на полученной системе



операторов преобразования РММ. Рассмотрены случаи больших величин рассогласований, а также сложные случаи системы последовательных неоднородностей.

4. Предложена методика расчета полосы пропускания многомодового волоконного тракта, учитывающая РММ и его изменения, основанная на полученной системе операторов преобразования РММ. Теоретически рассмотрено влияние резких неоднородностей разного типа и дифференциальных модовых потерь на полосу пропускания волокна.

### **Достоверность результатов**

Достоверность полученных в работе результатов, базируется на следующих аспектах:

- При проведении исследований применялись известные общепринятые способы теоретического анализа явлений в многомодовых волоконных световодах и методы экспериментальных измерений.
- Результаты исследований согласуются с известными и общепризнанными данными во всех случаях, когда возможно такое сопоставление.
- Результаты расчетов на основе разработанных теоретических методик хорошо согласуются с результатами экспериментальных измерений параметров многомодовых волоконных трактов.

### **Научная и практическая ценность**

Результаты работы могут быть непосредственно использованы для расчета параметров многомодовых трактов, содержащих различные типы неоднородностей, что позволяет оптимизировать многомодовые системы для достижения наибольшей эффективности их работы (по полосе пропускания и энергетическим потерям). Также разработанный теоретический аппарат

позволяет анализировать широкий спектр эффектов в многомодовых волокнах, связанных с преобразованием модового состава излучения.

### **Научные положения, выносимые на защиту**

1. Интегральные операторы преобразования на неоднородностях волоконного тракта функции распределения мощности по модам, полученные на основе приближения модового континуума, позволяют рассчитывать изменения модового состава излучения в волоконных трактах с дифференциальными модовыми потерями, а также стыками волокон с отличающимися параметрами (диаметр сердцевины, числовая апертура, профильная функция, показатель преломления в центре сердцевины) и поперечным смещением осей соединяемых волокон.

2. Оператор преобразования функции распределения мощности по модам, вызванного фильтрацией излучения мод на выходе волоконного тракта и в местах соединений световодов, позволяет повысить точность расчетов параметров тракта при наличии такой фильтрации.

3. Методики расчета потерь оптической мощности и полосы пропускания сложных многомодовых трактов, основанные на операторном формализме расчета преобразований модового состава, позволяют корректно учитывать произвольное входное распределение мощности по модам и наличие соединений волокон с различающимися параметрами и смещением осей в местах стыка.

4. Результаты измерений параметров волоконных трактов, содержащих соединение волокон с разными параметрами и поперечным смещением осей в месте стыка, отличаются от результатов расчетов по разработанным методикам не более чем на 5% для потерь оптической мощности и 10% для полосы пропускания.

### **Личное участие автора**

Все экспериментальные результаты получены лично автором. Основные теоретические результаты получены в соавторстве с научным руководителем работы проф. Л.Б. Лиокумовичем. Все расчетные данные получены лично автором в ходе численных экспериментов.

### **Апробация работы**

Основные положения и результаты материалов диссертации докладывались и обсуждались на научных семинарах и конференциях:

- Политехнический симпозиум «Молодые ученые – промышленности Северо-Западного региона», С.-Петербург, 2004

- Всероссийская межвузовская научно-техническая конференция студентов и аспирантов «XXXIII Неделя Науки СПбГПУ», СПб, 2005

- IX Всероссийская научная конференция студентов-радиофизиков, С.-Петербург, 2005

- X Всероссийская научная конференция студентов-радиофизиков, С.-Петербург, 2006

- Политехнический симпозиум «Молодые ученые – промышленности Северо-Западного региона», С.-Петербург, 2006

В том числе, на международных конференциях и симпозиумах:

- Международная конференция «Лазеры. Измерения. Информация – 2008», С.-Петербург, 2008

- Международная конференция «Лазеры. Измерения. Информация – 2009», С.-Петербург, 2009

### **Публикации**

По материалам диссертации опубликовано 9 работ. Полный список научных и научно-методических публикаций автора включает 10 наименований.

## **Объем работы**

Диссертация изложена на 192 страницах, основной текст содержит 172 стр., включая 57 рисунков и 9 таблиц. Список литературы на 10 страницах содержит 103 наименования.

## **Содержание работы**

Во **введении** обоснована актуальность тематики диссертации, сформулирована цель работы и основные задачи работы, отмечены новизна и практическая значимость полученных результатов, изложено краткое содержание работы и основные положения, выносимые на защиту.

В **первой главе**, имеющей обзорный характер, кратко рассмотрены вопросы, связанные с методами анализа многомодовых волоконных световодов: волновой и лучевой подходы, методы приближения модового континуума. Отмечены основные особенности каждой методики и области их применимости. Рассмотрены существующие модели, описывающие распространение оптического излучения в многомодовом световоде с учетом распределения мощности по модам. Выделены особенности и проблемы известных методов расчета РММ, ограничения их области применимости.

Уделено внимание различным способам измерения и оценки распределения мощности по модам. Выделены нерешенные вопросы определения полосы пропускания многомодовых световодов в зависимости от характера распределения мощности по модам. Отмечены дополнительные сложности расчета полосы пропускания многомодовых трактов при наличии резких неоднородностей и разных условий возбуждения.

В качестве оптимального метода для решения поставленных в данной работе задач, выбран формализм  $R$ -континуума, позволяющий описать РММ излучения с помощью интегрируемой функции от одного непрерывного модового параметра  $R$ .

Во **второй главе** на основе формализма модового континуума разработана операторная модель преобразования РММ излучения в нерегулярных многомодовых волокнах. Предложен принцип поэтапного рассмотрения многомодового тракта, согласно которому тракт разделяется на участки, основываясь на местоположении распределенных (плавных) и локальных (резких) неоднородностей волоконного световода. Такой способ «разбиения» позволяет применить операторный способ расчета для описания распространения оптического излучения в сложном волоконном тракте.

Разобран вопрос об интегральном операторе  $H_L$  (от англ. «Longitudinal») преобразования функции РММ для участка волоконного тракта, содержащего только распределенные неоднородности. Подробно рассмотрен учет влияния на распространяющееся излучение дифференциальных модовых потерь, адиабатического изменения параметров волоконного световода, для каждого из которых получены частные случаи оператора преобразования функции РММ. Приведены результаты расчетного моделирования изменения РММ в световоде с адиабатическими флуктуациями параметров и модозависимыми потерями.

Разработан и проанализирован операторный метод расчета изменения РММ на локальных неоднородностях световода. На основе модово-лучевой эквивалентности представления физических процессов распространения излучения в многомодовом световоде, в рамках  $R$ -континуума, получен обобщенный интегральный оператор  $H_A$  (от англ. «Abrupt») преобразования РММ на локальных неоднородностях. Оператор  $H_A$  позволяет рассчитывать преобразования функции РММ для случаев соединения волокон, отличающихся диаметрами, числовыми апертурами, показателями преломления сердцевин, профильными функциями, а также с поперечным смещением оптических осей в месте стыка, и любой их комбинации. Отмечены простота и прозрачность применяемых в операторе операций, а также широта охватываемых им типов неоднородностей и величин

рассогласования параметров в неоднородности. Также подробно рассмотрены необходимые исходные данные для расчета изменения РММ с помощью предложенного оператора  $H_A$ .

С использованием  $H_A$  проведены численные расчеты преобразования РММ на различных локальных неоднородностях в световодном тракте. В работе представлены результаты вычислений для наиболее часто встречающихся резких неоднородностей в виде соединения волокон с разными диаметрами, числовыми апертурами, показателями преломления сердцевин, профильными функциями (показателями степени) световода, а также случай поперечного рассогласования оптических осей соединяемых световодов. Для всех указанных случаев получены операторы преобразования РММ частного вида, проведены расчеты с разными входными функциями РММ и варьируемыми параметрами рассогласования.

Далее рассмотрена проблема определения РММ принимаемого на выходе из световода при наличии фильтрации модового состава излучения. Модовая фильтрация может происходить как в местах резких локальных неоднородностей (на стыке волокон с рассогласованием), так и на выходе из тракта, если приемник излучения не согласуется с выходным волокном (например, имеет меньшую апертуру). Для описания такой фильтрации в нерегулярном волоконном тракте, по аналогии с оператором  $H_A$  преобразования РММ на локальных неоднородностях, был разработан интегральный оператор модовой фильтрации  $H_{MT}$  (от англ. «Mode Transmission»). Также здесь был получен частный случай оператора  $H_{MT}$  для случая диафрагмирования модового состава приемником излучения на выходе из тракта, этот частный оператор используется в работе для корректировки результатов расчета потерь оптической мощности в составных трактах.

В **третьей главе** представлена методика расчета потерь оптической мощности в нерегулярных многомодовых световодах на основе операторов

преобразования модового состава излучения. Методика подразумевает, что разработанная система интегральных операторов позволяет найти итоговую функцию РММ на выходе тракта с учетом параметров неоднородностей и входной функции РММ. В свою очередь, это позволяет корректно вычислить мощность в выходном световоде и найти потери оптической мощности в нерегулярном тракте с учетом селективного возбуждения и изменения модового состава излучения. Далее приведены примеры расчета потерь мощности для конкретных частных случаев и набора модельных функций входного РММ. А именно, были рассмотрены потери мощности излучения, обусловленные следующими типами неоднородностей: эффектом дифференциальных модовых потерь; прохождением волоконного стыка с поперечным осевым смещением световодов; соединением волокон с рассогласованием диаметров сердцевин и разными числовыми апертурами.

Разработанная методика позволяет определить потери в большом диапазоне рассогласований для произвольного модового состава, а также рассмотрен случай модовой фильтрации на входе в приемник излучения. При анализе результатов выделены случаи, когда диаметр (или числовая апертура) выходного световода больше диаметра (числовой апертуры) входного световода. Потери оптической мощности при этом отсутствуют, в то время как входное и выходное РММ могут существенно различаться. Такие случаи подчеркивают корректность вычисленных функций РММ и значений потерь мощности, что выделено при анализе результатов расчетов.

**Четвертая глава** диссертации посвящена анализу полосы пропускания нерегулярных многомодовых волоконных трактов. Обозначены и проанализированы существующие трудности корректного расчета коэффициента широкополосности многомодовых световодов. В рамках формализма модового континуума найдены выражения, характеризующие разные задержки мод в многомодовом волокне, и разработана методика расчета полосы пропускания регулярного (без локальных неоднородностей)

многомодового световода, основой которой стал операторный способ учета преобразования модового состава излучения. Результаты вычислений по этой методике показали существенную зависимость полосы пропускания многомодовых систем от РММ излучения в световоде.

Следующая часть главы посвящена задаче расчета широкополосности многомодового волокна, как участка сложного тракта, содержащего несколько световодов. Выявлена сложность оценки полосы пропускания в тракте такой конфигурации, заключающаяся в необходимости учета фильтрации излучения на выходе отдельных участков тракта. В этом случае пространственная фильтрация мод для расчета полосы пропускания учитывалась в расчетах с помощью оператора модовой фильтрации  $H_{MT}$ .

Далее рассмотрена другая проблема расчета итоговой полосы пропускания нерегулярного тракта, а именно, сложность вычисления весовых коэффициентов при сложении коэффициентов широкополосности отдельных участков нерегулярного тракта, вытекающая из отсутствия априорной информации о степени корреляции в процессах изменения ширины импульса на этих участках. При этом отдельно представлена методика расчета полосы пропускания для важного частного случая – волоконного тракта состоящего из одного протяженного многомодового световода, и множества соединительных волокон значительно меньшей длины.

В результате, на основании операторной методики расчета преобразования РММ, дополненной оператором модовой фильтрации  $H_{MT}$  и способами сложения коэффициентов широкополосности, сформулирована общая методика расчета полосы пропускания нерегулярного волоконного тракта, которая была успешно опробована в моделирующих расчетах.

**Пятая глава** посвящена экспериментальной проверке основных теоретических выводов диссертационной работы. После краткого введения подробно описана использованная в измерениях элементная база.



Представлена информация об источниках света, фотоприемниках и волоконных световодах, приведены их параметры. Описаны созданные в рамках работы лабораторные стенды для измерения оптических потерь и полосы пропускания многомодовых световодов.

Приведены результаты измерения потерь оптической мощности на различных локальных неоднородностях, представлены результаты измерений полосы пропускания многомодовых трактов при наличии в них локальных неоднородностей. Проведено сопоставление экспериментальных и теоретических результатов, которое показало согласие экспериментальных результатов с расчетными данными: рассогласование составляет  $<5\%$  для потерь оптической мощности и  $<10\%$  для полосы пропускания нерегулярных многомодовых трактов.

В приложениях обсуждается нахождение среднеквадратической ширины светового импульса произвольной формы (Приложение 1) и ее связь с и полосой пропускания (Приложение 2), что используется в п.2.3.6 и 4.2.

**Заключение** содержит основные результаты диссертационной работы.

## Глава 1. Обзор литературы

### 1.1. Введение

В этой главе представлен анализ литературы, содержащий детальное рассмотрение вопросов характеристики модового распределения мощности излучения в многомодовых (ММ) волоконных световодах (ВС), описания его изменений в волокне, нахождения потерь мощности и определения полосы пропускания в ММ трактах. Однако перед этим, в качестве введения, целесообразно дать краткий обзор актуальности рассматриваемых вопросов в контексте общего развития волоконных систем.

Исторически, высокий интерес к исследованию ММ световодов наблюдался в период 1970-1980х годов, однако затем в волоконно-оптической связи был сделан акцент на использование одномодовых (ОМ) волоконных световодов, которые удовлетворяли всем требованиям разработчиков того времени, и устраняли проблемы модовой дисперсии и связи мод, присущие ММ волокнам. Таким образом, некоторое время наблюдался существенный спад объема исследований, посвященных ММ световодам. В последние годы, в локальных волоконно-оптических системах связи (LAN) стало наиболее выгодным экономически применение ММ световодов [10-12], которые удачно дополняют протяженные ОМ волоконные линии, обеспечивая разветвление по потребителям. Следствием этого стало возобновление интенсивных исследований в этой области. Описанные подъемы и спад интереса к ММ волокнам можно проследить по датам публикаций, рассматриваемых в обзоре.

Традиционно в ММ волоконно-оптических системах связи в качестве источников использовались светоизлучающие диоды (СД) [13]. Стандартные СД обеспечивают скорость передачи данных 10-100 Мбит/сек и возбуждают в ММ волокне равномерное РММ (распределение, характеризующееся равным количеством энергии в каждой моде) [1,3,13,14]. По этой причине

равномерное РММ считалось принятым «по умолчанию», и большинство известных расчетных выражений для параметров ММ трактов применимы только при условии такого возбуждения [5,15]. Стоит отметить, что для таких скоростей передачи данных, полоса пропускания ММ волокна не является ограничивающим фактором.

В современных высокоскоростных ММ сетях был сделан переход к полупроводниковым лазерным источникам (чаще всего поверхностно излучающим лазерам с вертикальным резонатором, VCSEL) [4,16,17]. Лазерные источники, в отличие от СД, возбуждают в ММ ВС неравномерное РММ (также называемое «селективным» или «лазерным»). Таким образом, большинство расчетов и оценок, справедливых для низкоскоростных систем, потеряли свою актуальность в современных задачах. В большинстве случаев при лазерном возбуждении наблюдается значительное увеличение полосы пропускания ММ ВС по сравнению со случаем использования СД [3]. Однако ММ волокно проигрывает по ширине полосы VCSEL-источникам и современным приемникам. Поэтому в ММ линиях со скоростью передачи данных более 1 Гбит/сек (стандарты Fiber Channel, Gigabit Ethernet и т.) фактор полосы пропускания ММ волокна стал определяющим для общей характеристики системы [18-20].

Вышесказанное позволяет утверждать, что поставленная в работе задача разработки методики описания характеристик ММ волокон на основе РММ распространяющегося излучения, учитывающей произвольное входное РММ и его изменение, является весьма актуальной.

## **1.2. Многомодовые и одномодовые волоконные световоды**

Волоконные световоды (ВС) подразделяют на два больших класса: одномодовые и многомодовые ВС. Многомодовыми (ММ) считаются световоды, в которых распространяется две и более мод. На практике многомодовые ВС имеют диаметр сердцевины 50 мкм и более, при этом

количество распространяющихся мод в таких волокнах превышает 300 мод. Выделяют также проежutoчный класс ВС, называемый маломодовые ВС [21]. К маломодовым относятся ВС с числом распространяющихся мод 2 и более, но обычно не превышая 30-50 мод [22].

Количество мод распространяющихся в ВС оценивается с использованием волноводного параметра  $V$ , который объединяет параметры волновода с длиной волны света в свободном пространстве [2,6]

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_c^2 - n_o^2}. \quad (1.1)$$

где  $a$  – радиус сердцевинны,  $\lambda$  – рабочая длина волны,  $n_c/n_o$  – показатель преломления сердцевинны/оболочки волокна.

Для малых значений параметра  $V$   $[0, V_{кр}]$  реализуется одномодовый (ОМ) режим распространения. При этом величина  $V_{кр}$  зависит от профиля показателя преломления (ППП) волокна и равна: 2.405 для ступенчатого ППП, 3.401 для параболического ППП и 4,165 для треугольного ППП. Многомодовый режим распространения соответствует диапазону  $V$ -параметра  $V \geq V_{кр}$ , т.е.  $[V_{кр}, \infty]$  [23].

Основные общепринятые параметры для описания одномодовых и многомодовых волоконных световодов приведены в таблице 1.1 [14,15].

Характеристики волокон, в частности, представленные в табл.1.1, определяют области их применения. Рассматривая применение ВС в целом, можно выделить два больших превалирующих направления – системы передачи данных и датчики физических величин. Построение современного информационного общества было бы невозможным без волоконно-оптических линий связи, поэтому сейчас это направление использования волоконной техники широко известно даже неспециалистам в данной области, и очень активно развивается. Волоконно-оптические датчики также широко используются в целом ряде современных задач. Можно перечислить

следующие области, для которых разработаны, и где активно применяются волоконно-оптические датчики: в больших сплавных и железобетонных структурах (мостах, дамбах, шахтах, морских и воздушных судах), в электроэнергетической отрасли (мониторинг нагрузки линий электропередач, измерение температуры обмотки, контроль тока), в медицине (ультразвуковая биолокация и температурные измерения), в химическом производстве, а также в нефти и газодобывающей промышленности (датчики давления и температуры) [24].

Таблица 1.1. Характерные параметры волоконных световодов.

| Параметры волоконных световодов                             | ед.    | Одномодовые ВС                  | Многомодовые ВС                  |
|-------------------------------------------------------------|--------|---------------------------------|----------------------------------|
| V-параметр                                                  |        | 2 – 2.3                         | 15 – 30                          |
| Диаметр сердцевины ( $2a$ )                                 | мкм    | 8 – 10                          | 50 – 100                         |
| Диаметр оболочки ( $2b$ )                                   | мкм    | 125                             | 125 – 200                        |
| Относительная разность показателей преломления ( $\Delta$ ) |        | $10^{-3}$                       | $10^{-2}$                        |
| Мин. погонные потери                                        | дБ/км  | 0.16 ( $\lambda=1.55$ мкм)      | $\sim 0.2$ ( $\lambda=1.55$ мкм) |
| Числовая апертура (NA)/диаметр модового пятна               |        | NA $\sim 0.14$<br>(8 – 10 мкм ) | 0.2 – 0.3                        |
| Макс. погонная полоса пропускания (K)                       | ГГц*км | $\sim 100$                      | $\sim 10$                        |

Одним из факторов, объясняющих повышенный интерес к применению именно ММ световодов в современных практических задачах является их экономическая выгодность. Сами по себе ММ волокна сравнимы по стоимости с ОМ ВС, но оптические элементы (источники, приемники и т.д.) для ММ линий намного дешевле (введение излучения и его детектирование с более «широкой» сердцевиной проще) [25]. Например, в [10] приводятся данные, что себестоимость системы связи со скоростью передачи данных в

40 Гбит/сек, построенной на основе двухволоконного ОМ кабеля, в 4 раза выше, чем аналогичной системы на основе 12-волоконного ММ кабеля.

В целом, отличия в областях применения одномодовых и многомодовых ВС обусловлены их характерными особенностями.

*В области передачи данных*, одномодовые ВС чаще всего применяют для построения протяженных (длиной более 4 км) линий связи с большой информационной емкостью [26,27]. Ярким примером такого применения являются волоконно-оптические «глобальные кольца», охватывающие весь земной шар [28]. В частности, на основе одномодовых ВС построены высокоскоростные волоконно-оптические системы связи большой протяженности стандартов ATM, SONET (SDH), FDDI, ESCON based WAN, характерные особенности которых: длина 0.5-20 км, возбуждение осуществляется лазерными источниками с длиной волны 1300 нм [14,29].

ММ волокна применяются в волоконно-оптических системах связи небольшой протяженности. Например, для решения задачи «последней мили» и создания локальных абонентских сетей (LAN) [20,25,30]. Известные стандарты для систем связи на основе многомодовых ВС: низкоскоростные линии малой протяженности 10baseF, FOIRL (длина 2 км, применяются светодиодные источники с длиной волны 850 нм), линии средней скорости малой протяженности FDDI, ESCON, ATM (длина 2-4 км, применяются светодиодные источники с длиной волны 1300 нм), высокоскоростные линии малой протяженности Gigabit Ethernet (GbE), Fiber Channel, 10 Gigabit Ethernet (протяженность < 500 м, используются лазерные источники на длинах волн 850 и 1310 нм) [14,31]. В качестве источников при построении высокоскоростных локальных линий связи чаще всего используют полупроводниковые инжекционные лазеры VCSEL-типа. Такие лазеры обеспечивают оптимальное возбуждение многомодовых ВС (поскольку согласуются по геометрическим размерам и числовым апертурам) и имеют высокие эксплуатационные характеристики (низкие рабочие токи порядка 1

мА, высокая когерентность и быстродействие). Кроме того VCSEL-лазеры отличаются сравнительно низкой стоимостью (менее 100 USD) [32]. Для данной работы важно отметить возможность VCSEL-лазеров селективно возбуждать различные распределения мощности по модам в многомодовом световоде, что позволяет эффективно регулировать его полосу пропускания.

Для демонстрации применения ММ и ОМ световодов в системах передачи данных в таблице 1.2 приведены стандарты высокоскоростных Ethernet линий связи и типы используемых в них ВС [10], где используются следующие сокращения: OM1-4 – типы оптимизированных ММ световодов, SM1 – ОМ волокно.

Таблица 1.2. Типы скоростных Ethernet-линий и используемые ВС.

| 10, 40, & 100 Gb/s<br>Transceiver Designation | Wavelength Source    | 62.5 $\mu$ m<br>(OM1) | 50 $\mu$ m<br>(OM2) | LO 50 $\mu$ m<br>(OM3) | LO 50 $\mu$ m<br>(OM4) | SM<br>(SM1) |
|-----------------------------------------------|----------------------|-----------------------|---------------------|------------------------|------------------------|-------------|
| 10GBase-SR (10 Gb/s)                          | 850nm Serial VCSEL   | 33                    | 82                  | 300                    | 550                    | NA          |
| 40GBase-SR4 (draft) (40 Gb/s)                 | Parallel VCSEL Array | NA                    | NA                  | 100                    | 125                    | NA          |
| 100GBase-SR4 (draft) (100 Gb/s)               | Parallel VCSEL Array | NA                    | NA                  | 100                    | 125                    | NA          |
| 100GBase-LR4 (draft) (100 Gb/s)               | 1300nm CWDM          | NA                    | NA                  | NA                     | NA                     | 10,000      |
| 100GBase-ER4 (draft) (100 Gb/s)               | 1300nm CWDM          | NA                    | NA                  | NA                     | NA                     | 40,000      |

Другой большой областью применения ВС, как для ОМ, так и для ММ, являются разнообразные *волоконно-оптические датчики* физических величин [33-40]. При этом ВС могут применяться как напрямую, в качестве чувствительного элемента датчика, так и в качестве линии передачи данных от сенсора к системе обработки информации.

Наиболее разработанными сенсорными устройствами на основе ОМ волокон являются волоконно-оптические гироскопы, волоконно-оптические гидрофоны, магнитометры, датчики линейных перемещений и вибрации [24,33,36].

Более подробнее рассмотрим применение ММ волокон в этой области [24,34,41]. Наиболее обобщенно, ММ волоконно-оптические датчики разделяют на следующие типы: работающие на проход излучения (детектируется излучение на выходе волоконного тракта, как чувствительного элемента), на отражение излучения, интерферометрические и неинтерферометрические (поляризационные, амплитудные, люминисцентные и т.д.), а также датчики, имеющие последовательную и параллельную структуру [42]. Для детектирования физических величин в ММ датчиках используются следующие эффекты: электрооптический эффект, эффект Фарадея, явление полного отражения, фотоупругость, поверхностное поглощение, многолучевая интерференция, доплеровский эффект, потери оптической мощности, рассеяние Релея и Рамана, и т.д. [43-45]. При этом показания основываются на измерении таких параметров, как поляризация света (состояние поляризации), интенсивность оптического излучения (прошедшая и/или отраженная и/или излученная), фаза волны (сдвиг фазы), а также отношение мощностей, переносимых разными модами. ММ датчики применяются для измерения характеристик электрического и магнитного полей, давления (механическое, гидроакустическое и звуковое), деформации, температуры, концентрации газов, расхода, линейного перемещения, дозы радиоактивного облучения, пульса и кровяного давления человека и т.д. [42,46,47].

Хорошо разработанными можно считать также волоконно-оптические датчики на основе макро и микроизгибов многомодовых волокон [41], применяемые для контроля состава жидкостей, регистрации малых перемещений и гидроакустических волн.

Для ОМ волокон стоит отметить еще одну перспективную область применения – обработку информации. Так для обработки сложных радиоастрономических сигналов целесообразно применять различные фильтры, содержащие волоконно-оптические линии задержки,



обеспечивающие наилучший на сегодня параметр произведения времени задержки на частотную полосу обрабатываемых сигналов [48,49,50].

### 1.3. Волоконные неоднородности

В контексте поставленных в работе целей, необходимо выделить особенности ВС, связанные с наличием в них неоднородностей. Как уже отмечалось, параметры волокна в совокупности с характеристиками источника определяют РММ излучения, возбуждаемое в волокне. В волоконном тракте могут встречаться изменения параметров ВС, как за счет неидеальности изготовления, так и в случае соединения в тракте нескольких отличающихся волокон, что будет сильно влиять на модовое распределение распространяющегося излучения. Такие места изменения параметров ВС принято называть неоднородностями. Наиболее часто встречаются следующие волоконные неоднородности: флуктуации радиуса сердцевины ( $a$  [мкм]), числовой апертуры ( $NA$ ), коэффициента преломления на оси сердцевины ( $n_c$ ), и/или в оболочке ( $n_o$ ), всей профильной функции показателя преломления (ППП) ( $f(r)$ ), или параметра степени  $\alpha$ , в случае степенной профильной функции) [51,52].

Волоконные неоднородности принято характеризовать величиной «рассогласования», т.е. величиной изменения параметров в месте неоднородности, а также разделять по принципу действия, на локальные и распределенные неоднородности [52].

*Распределенные неоднородности* вызывают малые изменения в РММ излучения в каждой отдельной точке световода, однако, их влияние непрерывно на протяжении некоторой длины волокна, и таким образом оказываемый ими эффект накапливается, за счет чего РММ может существенно измениться. Такие неоднородности чаще всего вызваны несовершенством технологии изготовления волокна, допускающей плавное изменение диаметра сердцевины, или ППП [51].

*Локальной (или резкой) неоднородностью* называют существенное изменение параметров волокна, локализованное в определенной точке (сечении) тракта, т.е. точку тракта, где изменение параметров волокна происходит скачком. Обычно локальные неоднородности появляются при создании волоконного тракта, чаще всего, это места соединения (стыковки, сварки) волокон, имеющих разные параметры или смещение осей соединяемых ВС, изгибы малого радиуса и т.д. [53]. Стоит отметить, что локальные неоднородности часто вызывают наиболее существенное изменение РММ излучения, поскольку вызывают перераспределение энергий между всеми распространяющимися модами [54,55]. При этом локальные неоднородности недостаточно рассмотрены в литературе из-за сложности строгого описания преобразования модового состава (известны рассмотрения частных случаев, когда излучение имеет равномерное РММ и рассматриваются ВС с параболическим ППП [5,6,14,56,57]).

В общепринятых инженерных расчетах влияние резких неоднородностей на параметры тракта учитывается с помощью большого «запаса» нужной характеристики, например, мощности или скорости передачи данных [32,58]. Поэтому параметры всех компонентов линии (передатчик, приемник, волокна, соединители, разветвители и т.д.) планируются с запасом, который гарантированно обеспечит требуемые характеристики [32,59]. Этот подход обеспечивает работоспособность волоконных систем, однако, приводит к затратам избыточного количества дорогостоящих ресурсов.

Учитывая вышесказанное, актуальной является задача теоретического описания преобразования РММ излучения в локальных волоконных неоднородностях (стыках).

#### 1.4. Строгая волновая теория волоконных световодов

Для решения задач, связанных с распространением оптического излучения в ММ волоконном световоде, обычно применяются два подхода: строгое решение в рамках модовой теории и лучевая модель. Кратко рассмотрим эти подходы [6-8].

Волновая теория описывает распространения электромагнитной энергии в волноводах на основе решения уравнений Максвелла с учетом граничных условий в световоде. Преобразование уравнений Максвелла путем исключения векторов приводит к волновым уравнениям (записываемых в декартовой системе координат следующим образом) [6]:

$$(\nabla^2 + n^2 k^2) \mathbf{E} = 0, \text{ при } \mathbf{H} = (j/\omega\mu_0) \nabla \times \mathbf{E}, \quad (1.2)$$

$$(\nabla^2 + n^2 k^2) \mathbf{H} = 0, \text{ при } \mathbf{E} = -(j/\omega\epsilon_0 n^2) \nabla \times \mathbf{H}, \quad (1.3)$$

где  $k$  – волновое число в свободном пространстве,  $n$  – показатель преломления,  $\omega = \frac{c}{\lambda}$  – оптическая частота,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая и  $\mu_0$  – магнитная проницаемость в свободном пространстве.

Решение волновых уравнений с учетом граничных условий дает набор собственных чисел и собственных функций, называемых модами. В общем случае модовая функция представляет собой набор проекций электрического и магнитного полей в сердцевине и оболочке (12 функций для каждой моды). При решении волоконных задач переходят в цилиндрическую систему координат и находят волновые уравнения для отдельных компонент векторов поля  $E_r, E_\phi, E_z, H_r, H_\phi, H_z$ .

Обычно достаточно рассмотрения уравнений для продольных составляющих:

$$(\nabla_t^2 + n^2 k^2 - \beta^2) \begin{Bmatrix} E_z \\ H_z \end{Bmatrix} = 0, \quad (1.4)$$

где оператор  $\nabla_t^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$ ,  $\beta$  – постоянная распространения волны.

Данное уравнение решают методом разделения переменных

$$E_z = A_E J_m \left( r \cdot \sqrt{n^2 k^2 - \beta^2} \right) \begin{Bmatrix} \sin(m\varphi) \\ \cos(m\varphi) \end{Bmatrix} \exp(j(\omega t - \beta z)), \quad (1.5)$$

$$H_z = A_H J_m \left( r \cdot \sqrt{n^2 k^2 - \beta^2} \right) \begin{Bmatrix} \sin(m\varphi) \\ \cos(m\varphi) \end{Bmatrix} \exp(j(\omega t - \beta z)), \quad (1.6)$$

для  $r \leq a$ , где  $a$  – радиус сердцевины волокна, и  $J_m$  – функции Бесселя.

Необходимо также учитывать часть электромагнитной энергии, распространяющейся в оболочке волокна, что приведет к схожим выражениям для продольных составляющих поля в оболочке  $E_{z2}$ ,  $H_{z2}$ :

$$E_{z2} = B_E K_m \left( r \cdot \sqrt{\beta^2 - n^2 k^2} \right) \begin{Bmatrix} \sin(m\varphi) \\ \cos(m\varphi) \end{Bmatrix} \exp(j(\omega t - \beta z)), \quad (1.7)$$

$$H_{z2} = B_H K_m \left( r \cdot \sqrt{\beta^2 - n^2 k^2} \right) \begin{Bmatrix} \sin(m\varphi) \\ \cos(m\varphi) \end{Bmatrix} \exp(j(\omega t - \beta z)), \quad (1.8)$$

где  $r \geq a$ ,  $n_2$  – показатель преломления в оболочке,  $K_m$  – модифицированные функции Ханкеля.

Остальные составляющие электромагнитного поля в сердцевине и оболочке получаются из продольных составляющих и уравнений Максвелла: всего определяется по 12 функций для каждой распространяющейся моды. Вторая часть решения задачи заключается в получении характеристического уравнения с учетом граничных условий и нахождения набора собственных чисел  $\beta_k$  (их число определяет число распространяющихся в волноводе мод). Модовые функции представляют собой полный ортонормированный набор, по которому можно разложить любое поле в волоконном световоде.

Наличие в волокне неоднородностей приводит к эффектам связи между отдельными модами (перераспределению мощности между ними), что описывается коэффициентами связи [9,51]. Выражение для коэффициентов связи моды  $m$  с модой  $n$  в случае волокна с распределенной неоднородностью за счет изменения ППП, вида  $n^2 = n_0^2(r) + n_p^2(r, \varphi, z)$ , при представлении полей скалярными функциями, будет следующим [6]

$$K_{mn} = \frac{k^2}{2\beta_m} \iint n_p^2 E_m E_n r dr d\varphi. \quad (1.9)$$

Поэтому, при решении задач с неоднородностями, необходимо находить набор коэффициентов связи для всех распространяющихся мод на каждой неоднородности волокна. Т.е. рассматривать полученную разложением  $E$  и  $H$  полей по набору собственных функций систему связанных уравнений с коэффициентами связи, которые будут зависеть от параметров неоднородности волокна. Число уравнений в системе связанных уравнений равно числу распространяющихся мод, а число коэффициентов связи пропорционально квадрату количества мод, ее решение характеризуется большим объемом дополнительных вычислений [60,61].

Для нахождения РММ в рамках волновой теории необходимо перейти от полевого рассмотрения к интенсивностям мод и вычислить долю мощности, приходящуюся на каждую из мод (квадрат амплитуды коэффициента разложения  $A_m^2$  соответствующей моды).

Задача осложняется тем, что в общем случае решения для модовых функций не получены, известны только решения для частных случаев световода (ступенчатого и параболического профилей идеализированного волокна). Общего решения системы связанных уравнений для любого количества мод и произвольной неоднородности также не существует. Есть только приближенное решение методом возмущений для слабых

неоднородностей или малого числа взаимодействующих мод (хорошо разобрана задача связи двух мод [1, 4]).

На основании вышесказанного, можно сделать следующие выводы. Описание распространения излучения в ММ волокне содержит целый ряд связанных задач, решение которых в рамках модовой теории связано с большим объемом вычислений высокой сложности. Аналитических выражений даже для расчета промежуточных величин в общем случае нет, известны только частные случаи. По этим причинам широко применяются различные методики упрощенного описания процессов в ММ световодах.

### **1.5. Лучевая модель распространения излучения в ВС**

Известным упрощенным методом рассмотрения многомодового распространения является лучевая модель, где электромагнитная волна представляется в виде совокупности лучей. Классическая геометрическая оптика дает приближенное описание распространения света в среде, где показатель преломления слабо изменяется на расстояниях порядка длины волны света. Это условие выполняется для ММ световодов, поэтому здесь применим прямой и наглядный способ описания распространения света с помощью распространяющихся в сердцевине лучей.

Траектория луча определяется уравнением эйконала, или лучевым уравнением [6,7]. Для градиентных сред и функции профиля  $n(\mathbf{r})$  оно выражается следующим образом:

$$\frac{d}{ds} \left\{ n(\mathbf{r}) \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right\} = \nabla n(\mathbf{r}), \quad (1.10)$$

где  $s$  – расстояние, отсчитываемое вдоль траектории луча,  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор точки на ней.

Для ММ световодов с градиентным ППП, радиальная, азимутальная и продольная компоненты лучевого уравнения записываются как [6]

$$\frac{d}{ds} \left\{ n(r) \frac{dr}{ds} \right\} - r n(r) \left( \frac{d\phi}{ds} \right)^2 = \frac{dn(r)}{dr}, \quad (1.11)$$

$$\frac{d}{ds} \left\{ n(r) \frac{d\phi}{ds} \right\} + \frac{2n(r)}{r} \frac{d\phi}{ds} \frac{dr}{ds} = 0, \quad (1.12)$$

$$\frac{d}{ds} \left\{ n(r) \frac{dz}{ds} \right\} = 0, \quad (1.13)$$

где  $s$  – расстояние вдоль траектории,  $r, \phi, z$  – цилиндрические координаты.

На основе уравнений (1.11)-(1.13) вводятся понятия лучевых инвариантов, которые представляют собой параметры луча, остающиеся неизменными на протяжении его распространения по волноводу. Лучевые инварианты существенно облегчают практический анализ.

При анализе ММ волоконных световодов в рамках лучевой модели необходимо решать систему уравнений (1.11)-(1.13) с учетом каждого из распространяющихся лучей. Также, в отличие от планарных волноводов, где все распространяющиеся лучи являются меридиональными, в задачах с ММ волокном необходимо учитывать также саггитальные, или косые лучи (не пересекающие оптическую ось волновода) [51].

Таким образом, можно сделать вывод, что описание распространения излучения в ММ волноводе в лучевом приближении, хоть и проще решения в рамках строго модовой теории, все же связано с существенными сложностями, причем количество вычислений резко растет с увеличением числа распространяющихся лучей (мод).

## 1.6. Приближенное описание ВС: модовый континуум

Описание распространения излучения в ММ волокнах в рамках модовой теории и лучевой модели требует численного моделирования для каждого отдельного случая, причем количество вычислений возрастает в степенной пропорции при наличии в волокне неоднородностей. К тому же на

практике часто применяются слабокогерентные (широкополосные) источники, а значит, расчет необходимо проводить для нескольких длин волн [62-64]. Это приводит к необходимости разработки и применения упрощенных моделей.

Известным упрощенным подходом к рассмотрению дискретного модового состава в ММ световоде является модель модового континуума, где делается предположение, что моды в ММ волокне образуют континуум. Это приближение использовалось во многих работах [56,65-67]. Корректность применения модового континуума обосновывается, например, в работе [68]. Факт конечной ширины спектра излучения оптических источников и большого числа мод для каждой длины волны в ММ волокне делает данное предположение весьма корректным. В работах также встречается аналог модового континуума – приближение лучевого континуума [57].

Наиболее известной методикой описания распространения излучения в ММ волокне на основе приближения модового континуума является так называемый формализм  $R$ -континуума [65,66,69].

В рамках формализма  $R$ -континуума распределение мощности по модам характеризуется с помощью одного непрерывного модового параметра  $R$  [65]:

$$R^2 = \frac{1}{2\Delta} \left( 1 - \frac{\beta^2}{n_c^2 k^2} \right), \quad (1.14)$$

где  $\Delta = \frac{n_c^2 - n_{об}^2}{2n_c^2}$  – относительная разность коэффициентов преломления сердцевины и оболочки,  $n_c$  – аксиальный показатель преломления волокна,  $n_{об}$  – показатель преломления оболочки.

Модовый параметр определен в промежутке  $0 \leq R \leq 1$  (нормирован), при этом низшая (основная) мода сопоставляется  $R$  близкому к 0, а моды отсечки сопоставляются промежутку  $R$ , близкому к 1.



Для волокна с  $\alpha$ -профилем, можно показать, что континуальный параметр  $R$  связан с номером модовой группы  $q$  следующим простым соотношением [68]

$$R = (q/Q)^{\alpha/(\alpha+2)}. \quad (1.15)$$

В частности, выражение (1.15) показывает, что часто используемый в качестве квази-непрерывного параметра нормированный номер модовой группы  $q/Q$  [23,67], связан с  $R$  степенной зависимостью.

Полная мощность, проходящая через плоскость в некотором поперечном сечении волокна, может быть выражена в терминах  $R$ -континуума через распределение мощности по модам  $p(R)$  в этой точке [65]

$$P = \int_0^1 p(R)m(R)dR, \quad (1.16)$$

где  $m(R)$  – модовая плотность, т.е. число волноводных мод на единицу интервала  $R$ , определяемая выражением

$$m(R) = V^2 R \left( \frac{f^{-1}(R^2)}{a} \right), \quad (1.17)$$

где  $a(z)$  – радиус сердцевины,  $V(z)$  – нормированная частота,

$$V^2 = 2\Delta \cdot a n_c^2 k^2, \quad (1.18)$$

$f^{-1}(R^2)$  функция, обратная к функции ППП, т.е.  $f^{-1}(f(r)) = r$ . Функция профиля определяется через соотношение для радиальной зависимости коэффициента преломления

$$n^2(r) = n_c^2 (1 - 2\Delta f(r)). \quad (1.19)$$

Применение формализма  $R$ -континуума безусловно упрощает рассмотрение распространения света в волокне, однако в этом случае теряется информация о фазах мод и их поляризации, что делает

невозможным рассмотрение интерферометрических эффектов в рамках этой модели [68].

Однако для задачи определения РММ и его преобразования в ММ волокне, содержащем неоднородности, при условии отсутствия когерентных эффектов, модель  $R$ -континуума представляется наиболее подходящей и выбрана в качестве базовой для данной работы.

### **1.7. Нахождение РММ в многомодовых световодах**

Теоретические исследования РММ в ММ волоконных световодах проводились как на основе волновой теории и лучевой модели [6,7,9], так и с применением континуального приближения и формализма  $R$ -континуума [65,56,57]. Отметим, однако, что законченной методики учета РММ излучения и его изменения при описании ММ волоконного тракта получено не было.

Более того, для характеристики модового состава излучения и переносимой мощности в литературе независимо друг от друга применяются несколько аналогов функции РММ, которые имеют значительные отличия. Кратко опишем такие аналоги.

Наиболее близкой характеристикой к функции РММ является *модовая передаточная функция волокна*, представляющая собой РММ помноженное на модовую плотность:  $p(R)*m(R)$  [70]. Модовую передаточную функцию удобно использовать в задачах вычисления полной мощности излучения (прошедшего, рассеянного, или отраженного), где распределение мощности по модам и модовым группам не анализируется.

В практических задачах применяется т.н. *круговой поток* (Encircled Flux) [4,16], представляющий собой радиальное распределение интенсивности в ближнем поле выходного торца ММ световода (согласно стандарту, измеряется для десятиметрового отрезка волокна). Круговой поток может быть пересчитан в РММ, например, согласно [71].

Характеристики модового состава излучения с помощью измерения кругового потока была предложена Ассоциацией телекоммуникационной промышленности TIA (Telecommunication Industry Association, адрес в сети Интернет: «<http://www.tiaonline.org>») в рамках работ по стандартизации измерений характеристик ММ волоконных систем [4].

В данной работе для характеристики возбуждения модового состава излучения выбрана функция РММ. Поскольку любая из упомянутых характеристик может быть сведена к ней, обзор литературы во избежание путаницы представлен только в терминах функции РММ.

Работа [56] посвящена анализу потерь при стыковке двух ММ световодов с поперечным смещением, с учетом РММ излучения. В этой работе, по-видимому, впервые для решения такой задачи предлагается использовать модель  $R$ -континуума с функцией РММ  $p(R)$  и найти оператор преобразования функции РММ. Однако исследование [56] *ограничивалось случаем параболических волокон одинакового диаметра*, а представленные в статье аналитические выражения оператора *преобразования справедливы только вблизи границы сердцевины волокна* и не позволяют находить функцию РММ после стыка во всем диапазоне  $R$  (по всему поперечному сечению световода).

В работе [57] рассматриваются потери на стыке двух ММ волокон с одинаковой, но произвольной профильной функцией. При этом допускается изменение диаметров волокон, рассогласование числовых апертур, и поперечное смещение осей световодов. Анализ [57] проводится в рамках лучевой теории, но с учетом континуального изменения лучевого инварианта, который можно назвать лучевым континуумом. В частности, используется непрерывный лучевой параметр  $X$ , который можно связать с модовым параметром  $R$  по (1.15) простым соотношением

$$X = R^2. \quad (1.20)$$

Однако эта работа нацелена на получение выражений для расчета потерь мощности в соединении световодов и *не рассматривает моды и их распределение по мощности после прохождения неоднородности* (собственно преобразование РММ). Однако предложенная в [57] методика учета изменения геометрических параметров лучей в соединении волокон представляется эффективной, и будет применяться в рамках этой работы, с использованием принципа модово-лучевой эквивалентности и связывающего выражения (1.21).

В работе [65] строится модель волоконного рефлектометра на основе рассеяния Рэлея в многомодовом волноводе с применением  $R$ -континуума, в том числе позволяющая рассчитывать изменения РММ в ММ волокнах. Модель представляется достаточно наглядной и удобной для применения в задачах вычисления мощности в заданном сечении волновода. Здесь учитывается изменение РММ при прохождении неоднородности в волокне, но *рассматриваются только распределенные неоднородности* (ставится условие так называемого адиабатического приближения – мода при прохождении такой неоднородности не изменяет своей структуры).

Методики, краткий анализ которых представлен выше, наиболее близки к решению поставленных в данной работе задач. Однако они имеют существенные недостатки, из-за чего существует потребность разработки адекватной теоретической модели, позволяющей учитывать произвольный модовый состав излучения и его изменения в волоконных неоднородностях.

### **1.8. Измерение РММ в многомодовых световодах**

Недостатки теоретического анализа частично компенсируются разнообразными методами экспериментального определения РММ в ММ световодах. Ниже кратко рассматриваются основные методы прямого и косвенного измерения РММ.

«Классическим» способом измерения РММ является наблюдение распределения интенсивности в ближней или дальней зоне выходного торца волоконного световода, которое можно преобразовать в РММ, зная профиль ППП световода [72].

Например, в методике, представленной в [71], в терминах волновой теории и обобщенного модового числа, РММ связывается численными преобразованиями с картиной дифракции Фраунгофера, измеренной в дальней зоне выходного торца ММ волокна. Картина дифракции Фраунгофера формируется в фокусной плоскости линзы, которая совершает преобразование Фурье от распределения интенсивности на выходном торце волокна, как это изображено на рисунке 1.1 [71].

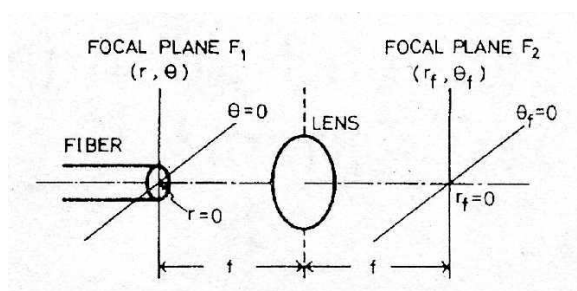


Рис.1.1. Схема получения преобразования Фурье с помощью линзы, в первой фокусной плоскости которой находится выходной торец исследуемого ВС, а во второй фокусной плоскости формируется картина дифракции Фраунгофера от РММ в выходном торце.

Выходная мощность во второй фокусной плоскости линзы может быть зафиксирована с помощью кругового пространственного фильтра и ПЗС-камеры. В [71] отмечается, что аналогичный результат может быть получен и с помощью прямых измерений распределения интенсивности в ближнем поле выходного торца волокна, например, с помощью объектива и ПЗС-камеры.

В [72] проведен анализ и сравнение методик измерения РММ в ближней и дальней зоне и показана их существенная эквивалентность. Однако там же отмечены и некоторые условия, необходимые для корректности методик. Ширина линии источника должна превышать граничное значение (для градиентного ММ волокна, 0.5 нм на длине волны 850 нм), и распределения ближнего и дальнего поля должны быть независимы по азимутальной координате (условия на отсутствие спекл-картины в регистрируемом распределении интенсивности).

Анализ литературы показывает, что при отсутствии специального оборудования, определение РММ путем измерения распределения интенсивности в ближнем/дальнем поле является сложной задачей и требует создания отдельной лабораторной установки и наличия ПЗС-камеры.

В [73] представлена техника определения РММ в волокне на основе измерений потерь мощности в стыке волокон с поперечным осевым рассогласованием. Однако описанная методика основана на наборе шаблонных зависимостей потерь мощности от величины смещения осей в стыке, полученных эмпирически для случаев возбуждения этого волокна разнообразными источниками излучения. Зная параметры источника и ВС и опираясь на указанный набор, можно оценить возбуждаемое источником РММ в волокне.

В статье [18] предложен метод измерения РММ в высокоскоростных оптических линиях передачи данных. Этот метод направлен скорее на характеристику источника, чем световода, и основан на измерении отклика системы на короткий входной импульс. Предлагаются две модификации: для источников со сравнительно малой скоростью передачи данных, и высокоскоростных источников. В [18] предлагается подобрать волокно с ППП, обеспечивающим линейное изменение задержек модовых групп в зависимости от номера моды (например, использовать ВС, оптимизированный для работы на одной длине волны, с источником,

излучающим на другой длине волны). Выбранное таким образом волокно далее используется как тестовое для характеристики источников. Для высокоскоростных источников тестовое волокно возбуждается в импульсном режиме, что позволяет разделить по времени части импульса, переносимые разными модовыми группами. Здесь РММ можно характеризовать прямым измерением импульсного отклика на выходе тестового волокна. Для случая возбуждения волокна источником, не обладающим достаточным быстродействием, или отсутствия подходящего тестового волокна, необходимо дополнительно получить пространственное распределение интенсивности на выходе волокна. Для этого проводится сканирующее измерение интенсивности на выходном торце волокна через одномодовый патчкорд, что аналогично измерениям интенсивности на выходном торце волокна ПЗС-камерой.

Недостатком метода [18] можно считать его направленность на характеристику источника, а также требование специализированного тестового волокна, после чего измерения РММ в других ВС будут обладать погрешностью.

В статье [74] представлена методика измерения РММ с помощью свойств наклонных волоконно-оптических Брэгговских решеток (ВОБР). Часть распространяющегося излучения отражается от наклонных ВОБР в пространство вне световода. При этом для моды с номером  $m$  будет выполняться следующее фазовое условие:

$$\beta_m + (2\pi n_{clad} \cos \varphi_m) / \lambda = (2\pi \cos \theta_g) / \Lambda_g, \quad (1.21)$$

где  $\beta_m$  – постоянная распространения для  $m$  моды в волокне с коэффициентом преломления оболочки  $n_{clad}$ ,  $\theta_g, \Lambda_g$  – угол наклона и период ВБР,  $\lambda$  – длина волны света. И  $\varphi_m$  – угол излучения светового пучка из волокна от распространяющейся моды  $m$ , относительно оси волокна.

Таким образом, различные обобщенные модовые группы будут излучаться под разными углами, и РММ может быть измерено, например, с помощью пространственного фильтра и приема отраженного излучения набором детекторов, как это показано на рисунке 1.2 [74].

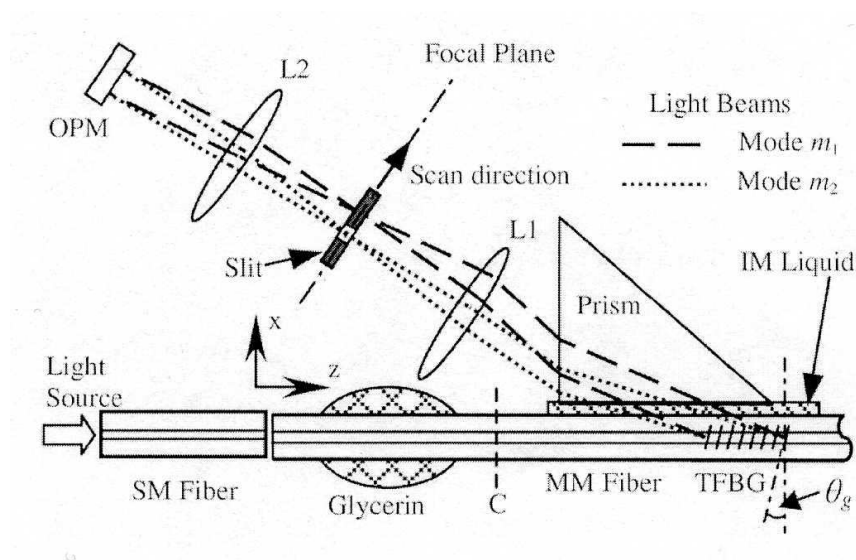


Рис.1.2. Экспериментальная установка, используемая для измерения РММ с помощью НВБР.

Метод [74] представляется эффективным, однако его можно применить только для определения РММ в волокне, содержащем Брэгговские решетки (нанесение НВБР относительно сложный и дорогостоящий процесс).

Известным косвенным методом измерения РММ в ММ волокнах является техника измерения параметра «отношения связанных мощностей» CPR (Coupling Power Ratio) [75]. Схема измерения параметра отношения связанных мощностей CPR изображена на Рис.1.3 [75].





Рис. 1.3. Схема измерения параметра CPR.

Изгиб волокна диаметром 30 мм вводится в измерительной схеме Рис.1.3 для избавления от той части излучения, которая попадает в оболочку одномодового волокна.

Таким образом, для CPR справедлива следующая формула [75]

$$CPR = 10 \lg \frac{P_{MM}}{P_{OM}} \text{ [дБ]}. \quad (1.22)$$

Величина CPR показывает, какая доля мощности переносится модами в ограниченном участке ММ волокна вблизи его оптической оси, по отношению к полной передаваемой мощности, с помощью чего можно оценить полноту возбуждения модового состава в волокне. Разработаны таблицы, характеризующие РММ в ММ световодах на основании измеренной величины CPR. В частности, в таблице 1.2 приведены категории РММ по CPR для рабочей длины волны 850 нм и трех типов ВС [75].

Таблица 1.2. Классификация РММ по категориям заполнения модового состава на основании параметра CPR для ММ волокон 50/125, 62.5/125 и 100/140 мкм на длине волны 850 нм.

| Волокно               | Категория 1<br><i>Заполненное</i> | Категория 2<br>(CPR, дБ) | Категория 3<br>(CPR, дБ) | Категория 4<br>(CPR, дБ) | Категория 5<br><i>Очень узкое</i> |
|-----------------------|-----------------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|-----------------------------------|
| 50 $\mu\text{m}$      | 16-20                             | 12-15.9                  | 8-11.9                   | 4-7.9                    | 0-3.9                             |
| 62.5 $\mu\text{m}$    | 21-25                             | 17-20.9                  | 12-16.9                  | 7-11.9                   | 0-6.9                             |
| 100/140 $\mu\text{m}$ | 26-30                             | 22-25.9                  | 15-21.9                  | 8-14.9                   | 0-7.9                             |

Простая и эффективная методика измерения параметра CPR применяется в работе для характеристики РММ в волокне.

Необходимо отметить, что известны современные специализированные устройства для определения РММ в волокне, основанные на измерении распределения интенсивности в ближнем поле выходного торца волокна. Например, универсальный прибор «MPX» (Modal Explorer) производства фирмы Arden Photonics LTD. дает возможность измерения в реальном времени: РММ, параметра CPR, модовой передаточной функции и кругового потока [70]. Однако такой прибор является дорогостоящим и не использовался в работе.

### **1.9. Полоса пропускания многомодовых световодов**

Еще одним важным параметром волоконной системы является полоса пропускания, которая характеризует передачу сигналов по ВС, и является «динамическим» параметром, в отличие от «статических» энергетических характеристик, которые обсуждались выше. Представленный выше анализ независим от того, возбуждается волокно постоянным источником, или импульсным, тогда как полоса пропускания определена в контексте импульсного режима (или, аналогично, передачи модулированного сигнала). Поэтому необходимо перейти к рассмотрению во времени процесса распространения оптического импульса (как средства передачи информации) в ВС. Таким образом, задача определения полосы пропускания некоторым образом обособлена от остальных целей данной работы, и по этой причине требует отдельного обоснования и более широкого обзора литературы.

Современный интерес к проблеме широкополосности многомодовых линий возник на фоне интенсивного развития многомодовых локальных волоконно-оптических сетей LAN (Local Area Network). Требования к таким системам заключаются в обеспечении полосы пропускания в несколько ГГц (до 10 ГГц) на расстоянии до 1 км [76-78]. Причем начиная с систем Gigabit

Ethernet, со скоростью передачи данных более 1 Гбит/сек, основным ограничением по возможной длине линии и скорости передачи данных являются не потери оптической мощности, а полоса пропускания волоконного тракта [14].

Теоретический анализ, основы которого были развиты в 1980-х годах [9,79], показывает потенциальную возможность достижения значительных полос пропускания в градиентных параболических волокнах [80,81], порядка  $15 \div 20$  ГГц·км при использовании когерентных источников света. В то же время, практические волоконные световоды имеют существенно меньшую широкополосность  $0.5 \div 1.5$  ГГц·км [82]. Проблема увеличения полосы пропускания в реальных световодах интенсивно изучается, чему посвящен целый ряд работ [83-85]. Анализ литературы показывает, что снижение полосы пропускания в реальных волокнах обусловлено двумя основными факторами: отклонением фактического ППП от идеального степенного профиля (с оптимальным показателем), и зависимость полосы пропускания от распределения мощности светового излучения по модам.

Рассмотрим первый фактор. Отклонение реального профиля от рассматриваемой в теории степенной функции с оптимальным показателем в основном определяется технологическими причинами, и не устранимо даже при современной технологии. В теоретическом анализе применяются разные подходы для учета этого фактора. Возможно решение волноводной задачи методами теории возмущений с учетом отклонения ППП от степенного закона [86]. Однако этот подход относительно сложен и требует большого объема вычислений, а результаты расчетов, приведенные в работе [86] не применимы для общего вида неидеального профиля. В работе [87] предложено ввести дополнительный параметр избыточной дисперсии («excess intermodal dispersion»), учет которого понижает полосу пропускания световода до требуемого уровня. Этот подход удобен для согласования теоретических оценок и результатов измерений, но он мало информативен с

точки зрения физических причин, завышенности оценок и его трудно применять для предсказания полосы пропускания волоконных трактов. Наконец, можно ввести в анализ некоторый «эквивалентный» степенной ППП сердцевины с «эквивалентным» показателем  $\alpha$ , который обеспечивает максимальное согласование с фактической полосой пропускания световода [82]. Таким образом, отклонения реального ППП от оптимального степенного профиля учитывается через смещение эквивалентного  $\alpha$  от оптимального значения. Поскольку расчетная модель данной работы в большой степени основана на использовании степенного ППП световода, отклонения реального профиля световода могут быть учтены именно на основе подхода с эквивалентным  $\alpha$ -профилем.

Перейдем ко второму фактору. Проблема зависимости полосы пропускания от модового состава излучения в световоде решается «с двух сторон». С одной стороны стараются использовать унифицированные условия возбуждения световодов, обеспечивая входное РММ, близкое к равномерному или к так называемому «устойчивому» (steady state modal distribution) [88,89]. При этом достигается хорошая повторяемость результатов, но со сравнительно небольшой полосой пропускания ( $\sim 1$  ГГц·км). С другой стороны, предпринимаются попытки использовать селективное возбуждение мод в многомодовых световодах для обеспечения увеличенной полосы пропускания ( $\sim 4\div 5$  ГГц·км) [16,60,61,90,91]. В этом случае становится особенно актуальной задача расчета полосы пропускания многомодового световода с учетом произвольного РММ, поставленная в работе.

Отдельной задачей, практически не рассмотренной в литературе (кроме экспериментального анализа частных случаев), является учет зависимости полосы пропускания от изменения модового распределения мощности, в частности, в местах распределенных и локальных неоднородностей [4,61].

Теоретические оценки полосы пропускания ММ ВС с учетом модового состава излучения можно получить в рамках сторогой модовой теории, вычисляя коэффициенты возбуждения набора дискретных мод посредством интегралов перекрытия при известных модовых функциях и задержках мод [4,16,60,61,91]. Кроме отмеченной выше высокой сложности такого подхода и трудоемкости осуществления расчетов, в этом случае очень трудно учесть возможные изменения РММ на неоднородностях. С другой стороны, можно использовать различные приближенные подходы, в том числе формализм  $R$ -континуума [92].

Идеей решения описанной проблемы, в контексте данной работы, является разработка методики расчета полосы пропускания в приближении  $R$ -континуума, на основании операторного аппарата для расчета преобразования РММ в сложных ММ трактах с неоднородностями, что позволит учитывать не только произвольное входное РММ излучения, но и его изменения в тракте.

#### **1.10. Выводы к Главе 1**

После проведенного анализа литературы необходимо подчеркнуть следующие аспекты, которые определили направление всей работы.

РММ является важной характеристикой ММ волоконных систем, влияющей на затухание, полосу пропускания, потери в соединениях и другие характеристики ММ волоконных трактов.

На данный момент нет единой теоретической модели, позволяющей эффективно описать процессы, связанные с преобразованием РММ излучения в сложных ММ волоконных трактах. Актуальна разработка такой модели.

Существующие методы прямого измерения РММ достаточно сложны и требуют дополнительных затрат и оборудования от исследователя.

Альтернативой является косвенный метод оценки РММ через измерение параметра CPR.

Необходимы эффективные методики расчета ключевых параметров волоконного тракта (потерь мощности и полосы пропускания), позволяющие учитывать сложный модовый состав излучения, а также возможность его изменения.

## **Глава 2. Преобразования распределения мощности по модам (РММ) оптического излучения в многомодовом волокне**

### **2.1. Введение**

С учетом анализа литературы, представленного в Главы 1, можно сделать следующие важные заключения. На практике в ММ волноводах можно возбудить разнообразный модовый состав излучения (селективное возбуждение), в том числе значительно отличающийся от равномерного возбуждения всех распространяющихся мод. Кроме того, при распространении оптического излучения в ММ волоконных трактах может происходить изменение входного РММ.

Общепринятые методики расчета параметров ММ волоконных трактов обычно принимают во внимание только равномерное РММ, что приводит к некорректным оценкам в случае селективного возбуждения. В работах, где рассматривается изменение РММ обычно необходимо проводить сложное численное моделирование перераспределения мощности мод. Поэтому для инженерного применения актуальна проблема создания простой методики расчета изменения РММ в ММ оптическом тракте, не требующей численного моделирования в каждом частном случае.

В диссертационной работе, на этапе данной главы решается базовая задача о способах расчета изменений РММ в ММ тракте при заданном входном модовом составе излучения. При этом волоконно-оптическую система рассматривается как система преобразования входного РММ, что поясняется на рисунке 2.1.

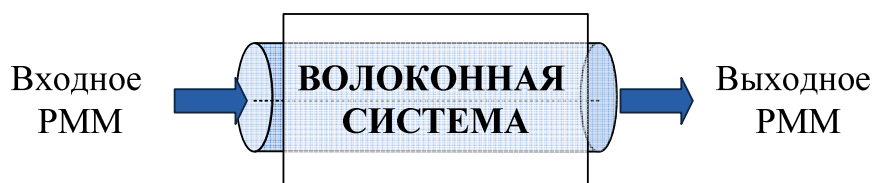


Рис.2.1. Волоконно-оптическая система – преобразователь входного РММ.

Исходя из соображений применимости результатов на практике, при постановке задачи можно сформулировать следующие важные условия для искомого расчетной методики:

(1) простота и удобство применения – методика должна быть простой и удобной для использования, содержащей математические выражения в явном виде, без необходимости проведения численного моделирования (итерационного решения систем дифференциальных или интегральных уравнений и т.п.);

(2) универсальность – методика должна учитывать по возможности максимальное число факторов, оказывающих влияние на РММ в ММ волокне.

Только при выполнении таких условий искомый расчетный аппарат будет полезен для практических расчетов изменения РММ в задачах вычисления параметров реальных ММ трактов. Понятно, что на практике, при разработке волоконной системы, инженер-проектировщик не имеет возможности решать так называемые краевые задачи и интегральные системы уравнений для описания каждой предполагаемой волоконной неоднородности (в общем случае с произвольными параметрами). Однако специалист может обеспечить задание предполагаемых параметров системы и провести вычисления набора конкретных математических выражений, в том числе, при помощи компьютера.

Различные подходы к рассмотрению проблемы изменения РММ в волокне существуют и представлены в литературе [57,65,67]. Однако ни один из них не удовлетворяет одновременно указанным условиям удобства применения и универсальности. Отдельно необходимо выделить задачу описания преобразования РММ на волоконных неоднородностях с резким рассогласованием параметров, которая является востребованной, но рассматривалась только для ограниченного набора волоконных рассогласований.



Стоит отметить, что выполнение условия (1) исключает нахождение решения поставленной задачи в виде строгого решения на основе модовой теории, сложность которого показана в п.1.4. Поэтому, опираясь на обзор литературы, было признано целесообразным, искать решение в рамках модели модового континуума, а именно, модели  $R$ -континуума. При этом принимается факт, что сложность рассмотрения в рамках строгой модовой теории обусловлена учетом всех физических процессов в волокне, тогда как любая модель упрощения основана на некотором наборе приближений, которые исключают из рассмотрения определенные процессы (или предписывает им упрощенные описания, что аналогично исключению), тем самым ограничивая выполнение условия (2) универсальности. В частности, континуальная модель использует интегральный подход и делает невозможным характеристику эффектов, связанных с фазой мод и поляризацией излучения в волокне. Однако, фазовые (интерференционные) и поляризационные характеристики могут не учитываться при решении целого ряда практических задач: почти все задачи описания волоконных систем передачи данных, многие случаи использования волокна в качестве чувствительного элемента датчиков физических полей и т.д.

Поэтому, исходя из одновременного удовлетворения условий (1) и (2) в данной работе, модель  $R$ -континуума была признана оптимальной. Далее все рассуждения, если явным образом не указано обратного, проводятся в рамках приближения  $R$ -континуума, и распределение мощности по модам (PMM) излучения в волокне характеризуется функцией PMM  $p(R)$  от одного непрерывного модового параметра  $R$ .

Рисунок 2.2 содержит развернутую схему волоконной системы передачи, где использованы операторные обозначения для указания преобразования PMM в терминах формализма  $R$ -континуума.

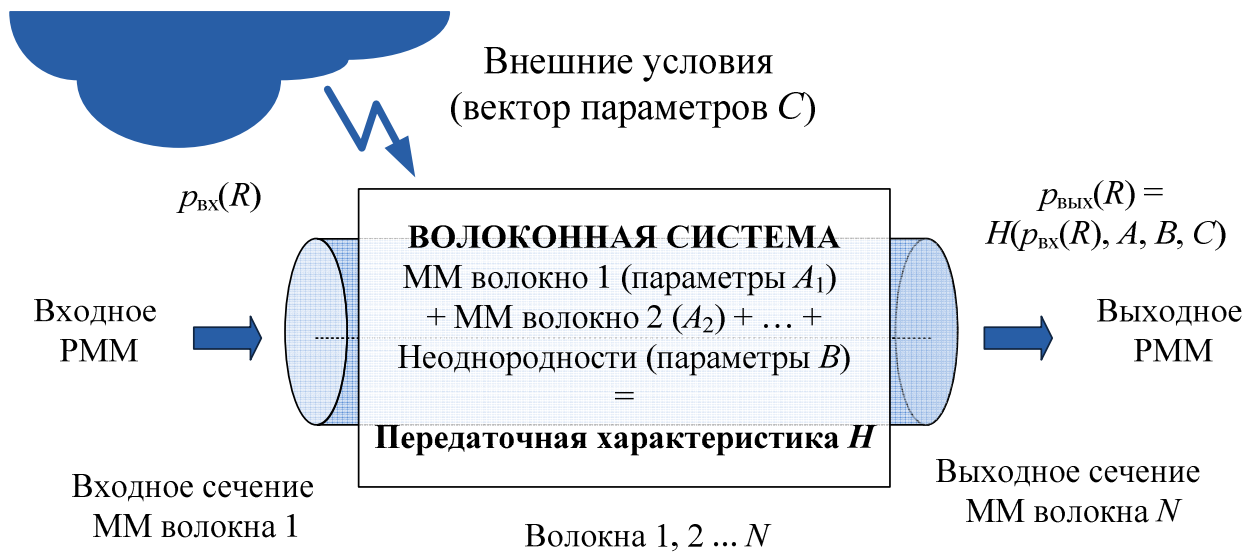


Рис.2.2. Описание волоконной системы с помощью передаточной характеристики (оператора преобразования)  $H$ .

Таким образом, преобразование РММ в волоконно-оптической линии можно описать с помощью передаточной характеристики  $H$ . При этом в рамках принятой континуальной концепции, передаточная характеристика  $H$  волоконной системы преобразовывает функцию входного распределения мощности по модам  $p_{\text{вх}}(R)$  в функцию выходного распределения  $p_{\text{вых}}(R)$ , т.е. совершает отображение из пространства функций также на пространство функций, следовательно передаточная характеристика  $H$  является оператором, определенным для функций распределения  $p(R)$ . Здесь и далее в работе оператор  $H$  чаще всего будет именоваться оператором преобразования РММ, или просто оператором преобразования.

Таким образом, в данной главе, в рамках приближения модового континуума, разработан и обоснован формализм операторного преобразования РММ в волокне, учитывающий начальное РММ и параметры волоконной системы передачи (параметры волокна, неоднородностей, и в общем случае – внешних условий).

## 2.2. Разбиение волоконного тракта на участки с распределенными и локальными неоднородностями (эффектами изменения РММ)

Необходимо учитывать, что неоднородности и эффекты, изменяющие исходное РММ в волокне, могут иметь разную природу и «принципы действия». На основе анализа механизмов преобразования РММ излучения в ММ волокне, представленного в п.1.3, можно сделать следующий вывод: волокно содержит квази-однородные (или регулярные) участки, на которых РММ изменяется плавно, и участки, где РММ изменяется резко, скачком. Поэтому, как уже отмечалось волоконные неоднородности принято подразделять по принципу действия на два больших класса – распределенные («Longitudinal») и локальные (резкие – «Abrupt»).

Тогда в рамках поставленной задачи волоконный тракт целесообразно «разделить» на составные части так, чтобы неоднородности разных типов содержались в разных частях разбиения. Такое раздельное (или поэтапное) представление волоконного тракта даст возможность рассматривать неоднородности разных типов (с разным принципом действия) по отдельности. В сущности, указанный подход состоит в разделении волоконного тракта на основании местоположения резких локальных неоднородностей, как это показано на рисунке 2.3.

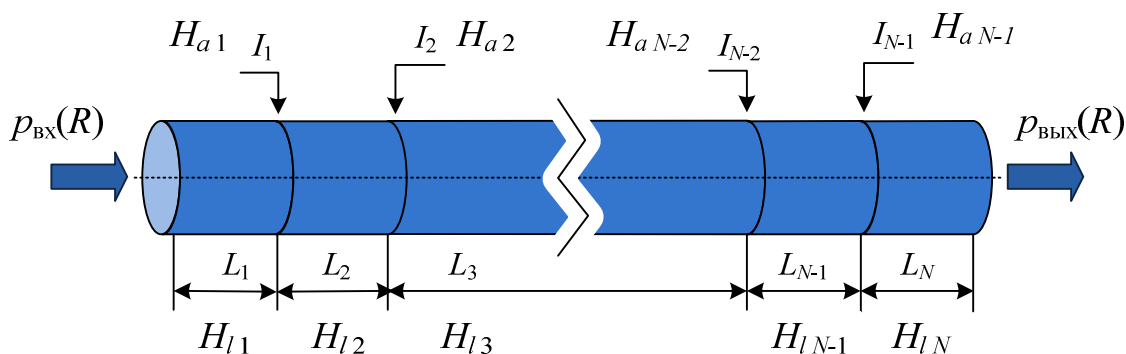


Рис.2.3. Разделение ММ волоконно-оптического тракта на части  $L_1, \dots, L_N$  по местоположениям резких локальных неоднородностей  $I_1, \dots, I_{N-1}$ .

Указанный принцип представления волоконного тракта в виде набора составных частей с неоднородностями разного типа приводит к описанию неоднородностей разных классов с помощью разных операторов преобразования –  $H_L(p_{\text{вх}}(R))$ , для распределенных, и  $H_A(p_{\text{вх}}(R))$ , для локальных неоднородностей. Причем для нахождения РММ излучения на выходе сложного ММ волоконного тракта необходимо применять операторы преобразования для каждого участка тракта поэтапно. Итоговое РММ  $p_{\text{вых}}(R)$  для обобщенной структуры волоконного тракта, изображенной на рисунке 2.3, находится поэтапно, согласно схеме разбиения на участки

$$p_{\text{вых}}(R) = H_{LN}(H_{AN-1}[H_{LN-1}(H_{LN-2}[\dots(H_{A1}[H_{L1}(p_{\text{вх}}(R))\dots])])]. \quad (2.1)$$

Далее представлены разработка и анализ операторов преобразования РММ отдельно для распределенных и локальных типов неоднородностей.

## 2.3. Изменение РММ на распределенных неоднородностях

### 2.3.1. Распределенные механизмы изменения РММ

Первый класс неоднородностей – это **распределенные неоднородности**, а именно, неоднородности, действие которых распределено на некотором протяженном участке в волокне. Изменение РММ в пределах каждой локальной области световода, вызванное распределенной неоднородностью, мало, и им, как правило, можно пренебречь. Однако, поскольку эти изменения накапливаются на протяжении некоторой длины волокна, в итоге, может произойти существенное преобразование РММ распространяющегося излучения. В рамках этого параграфа целесообразно также рассмотреть физические эффекты не связанные с неоднородностью световода, действие которых распределено по длине волокна. В данной работе изменение РММ на протяженном участке волокна описывается оператором преобразования  $H_L$  (где индекс «L» – сокращение от английского «Longitudinal» – протяженный).

В литературе в основном указываются три типа распределенных механизмов изменения РММ (неоднородностей):

1) модозависимые потери, характеризующиеся функцией затухания от номера модовой группы (в рамках  $R$ -континуума - функцией  $\gamma(R)$ );

2) адиабатические (плавные) флуктуации параметров волокна, характеризующиеся величиной изменения параметра по длине волокна  $a(z)$ ,  $\Delta(z)$ ,  $f(r,z)$  или  $\alpha(z)$ , или  $n_0(z)$ ; и

3) связь мод на собственных микронеоднородностях световода (межмодовое взаимодействие).

Стоит отметить, что все упомянутые механизмы изменения РММ для некоторого участка волокна могут действовать как по отдельности, так и совместно. Для нахождения оператора преобразования, описывающего изменение РММ в волокне, содержащем упомянутые типы распределенных неоднородностей, необходимо более подробное описание принципов их действия, с точки зрения модового распределения и в рамках континуальной модели.

### **2.3.2.Модозависимые потери**

Модозависимые потери, или дифференциальные модовые потери, выражаются в разной величине затухания, присущей разным модовым группам излучения в многомодовом волокне, а именно, высшие моды имеют большие потери, чем низшие. Дифференциальные потери сложным образом зависят от материала и параметров волокна, в особенности от характеристик легирования сердцевины и оболочки волокна (поскольку поля распространяющихся мод не ограничены областью сердцевины, но распространяются и испытывают затухание также и в оболочке волокна). Дифференциальные модовые потери принято описывать с помощью функции затухания, определяющей величину потерь для мод и модовых групп. При этом нахождение точной функции затухания для конкретного волокна

является сложной задачей, для решения которой необходимо точно знать параметры волокна, в том числе касающиеся легирования сердцевины и оболочки. Поэтому на практике эту задачу можно решить либо со стороны фирмы-производителя волокна, или же с помощью проведения высокоточных и сложных измерений. С другой стороны, в литературе встречаются приближенные виды функции затухания, полученные оценочным способом и/или усреднением результатов измерений параметров волокон. Поскольку процесс изготовления волокна на данный момент сильно стандартизирован, приближенный вид функции затухания может применяться для практических расчетов без существенной потери точности.

На рисунке 2.4 приведены два характерных вида зависимостей дифференциальных потерь от модового параметра. Для них в работах [66,67,93,94] показано хорошее совпадение расчетных результатов с практическими измерениями для набора волокон.

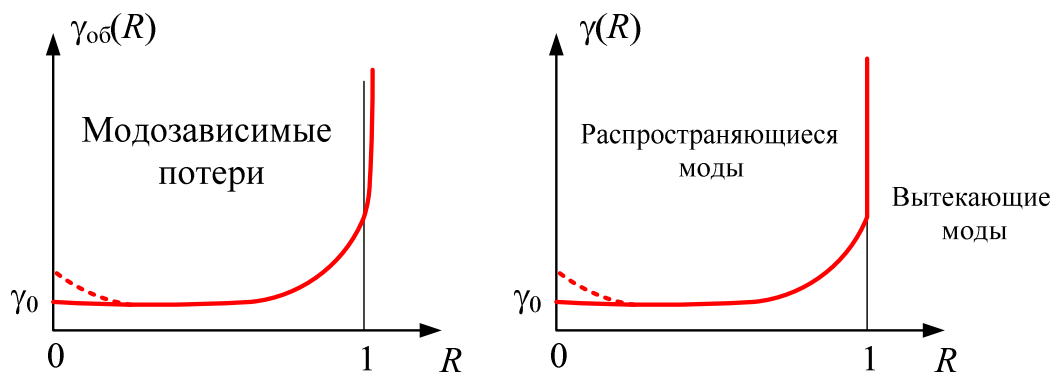


Рис.2.4. Два вида функции затухания  $\gamma(R)$  дифференциальных модовых потерь: слева,  $\gamma_{об}(R)$  – с учетом конечной величины потерь для вытекающих мод; справа,  $\gamma(R)$  – при условии полного затухания вытекающих мод.

Пунктирная линия соответствует росту затухания для основных мод.

Зависимость  $\gamma_{об}(R)$ , показанная слева на рисунке 2.4, демонстрирует, что вытекающие моды (моды, перешедшие в оболочку) обладают большими,

но конечными потерями. В рамках принятой модели  $R$ -континуума корректное рассмотрение вытекающих мод невозможно (модовый параметр  $R$  определен только для области от 0 до 1). Поэтому целесообразно в этой работе рассматривать только функцию  $\gamma(R)$ , изображенную на рисунке 2.4, справа, которая предусматривает полное затухание (бесконечные потери) всех вытекающих мод. Стоит отметить, что этот выбор не ограничивает универсальности искомого формализма, поскольку на практике, переходящие в оболочку моды обладают, хоть и конечными, но очень большими потерями, и становятся пренебрежимо малыми по мощности при распространении на расстоянии в несколько метров. Участок кривой  $\gamma(R)$ , приведенный на рисунке 2.4 пунктирной линией, соответствует случаю увеличения потерь модовой мощности в области, близкой к оптической оси сердцевины волокна [66]. Такое увеличение затухания для основных мод обусловлено эффектом «схлопывания» при изготовлении волокна (когда при вытягивании цилиндрическая заготовка схлопывается, на центральной оси волокна образуется неоднородность легирования) [94]. Однако в современных волокнах этот эффект сводится к минимуму, поэтому им можно пренебречь при анализе дифференциальных модовых потерь.

### **2.3.3. Адиабатические флуктуации параметров**

Адиабатическими (или плавными) называются флуктуации параметров волокна, происходящие на длинах, значительно больших характерных размеров поля в волокне [7], и поэтому вызывающие пренебрежимо малые изменения мощности отдельных мод распространяющегося излучения. При распространении излучения в части волокна содержащей адиабатические флуктуации параметров, все распространяющиеся моды сохраняют свой тип в иерархии ЕН и НЕ мод, и при этом не происходит обмена мощностью между модами, и обобщенный номер модовой группы остается неизменным. Однако изменения параметров волокна вызывают изменения постоянной

распространения модовой группы, и, следовательно, нормированного номера модовой группы. В рамках  $R$ -континуума это аналогично изменению модового параметра, вызывающему соответствующее изменение РММ излучения, выражающееся в масштабировании функции РММ  $p(R)$  по шкале  $R$ . Стоит отметить, что адиабатические флуктуации могут изменить постоянную распространения некоторой модовой группы так, что она перестает быть распространяющейся в данном волокне и полностью затухает (функция РММ может «обрезаться»).

На практике плавные флуктуации параметров волокна чаще всего вызваны несовершенством технологии изготовления (вытягивания) волокон, или внешними условиями, в которых находится волокно, например, если часть тракта находится под давлением, или в других температурных условиях. Одна из ведущих компаний-изготовителей волокна, фирма Corning, приводит следующие допуски на неоднородности геометрических параметров для стандартного многомодового волокна 50/125 мкм своего производства: погрешность концентричности сердцевины  $\leq 3$  мкм, некруглость сердцевины  $\leq 5\%$ , и некруглость оболочки  $\leq 2\%$  [1].

При этом в операторе преобразования необходимо учесть возможность адиабатического изменения всех параметров волокна: радиуса сердцевины ( $a$  [мкм]); числовой апертуры ( $NA$ ); коэффициента преломления на оси сердцевины ( $n_c$ ) или в оболочке ( $n_{cl}$ ); и в целом – всей профильной функции ( $f(r)$ ), или параметра степени  $\alpha$ , в случае степенной профильной функции.

#### **2.3.4. Связь мод в ММ волокне**

Связь мод в ММ волокне выражается в межмодовом взаимодействии, а именно обмене энергией между различными распространяющимися модами, возникающие из-за наличия в волокне микронеоднородностей (т.н. рассеивателей). Когда обмен энергией происходит внутри отдельной модовой группы, он не будет изменять общее РММ, и в рамках данной



работы не обсуждается. Однако межмодовое взаимодействие происходит и между модами разных модовых групп, т.е. между группами (далее термин межмодовое взаимодействие используется только для указания на обмен энергией между модовыми группами), вследствие чего изменяется функция РММ. Теоретическое описание процессов межмодового обмена является отдельной сложной задачей, рассмотренной, например, в работе [88]. Анализ литературы [6,88] показывает, что описание изменения РММ вследствие обмена энергией между группами мод должно выполняться в рамках теории связи мод (постановка и решение уравнений связи для всех мод) или с помощью разложения оптических сигналов по набору устойчивых (steady state) решений. Поэтому такое описание не может быть выполнено в виде простого интегрального оператора. В результате, включение межмодового взаимодействия в задачу данной работы нарушает условие (1) удобства искомого формализма.

С другой стороны, современные ММ волокна обладают высоким качеством изготовления (даже не специализированные, без улучшения параметров), и количество микронеоднородностей (обычно, примесей) в них настолько мало, что практически не вызывает обмена мощностью между модовыми группами. Поэтому на практике, в световодах длиной до нескольких километров упомянутыми эффектами обычно просто пренебрегают. Существенное изменение РММ, вызванное межмодовым взаимодействием, наблюдается только при распространении излучения на очень большие расстояния (десятки километров).

На основе вышеприведенных аргументов и анализа характеристик современных волокон в настоящей работе принято решение пренебречь изменениями РММ из-за межмодового взаимодействия. При этом данное условие не вносит существенных ограничений в универсальность и точность искомого формализма ввиду малости эффекта взаимодействия модовых групп.

Таким образом, оператор преобразования РММ для участка волокна, содержащего только неоднородности распределенного типа, должен учитывать изменения РММ, вызванные дифференциальным модовым затуханием и адиабатическими изменениями параметров волокна. Вывод такого оператора представлен в следующем подпараграфе.

### **2.3.5. Оператор преобразования РММ для протяженного участка волоконного тракта без локальных неоднородностей**

Базовые соотношения, характеризующие процесс распространения излучения с произвольным РММ в волокне с распределенными неоднородностями и эффектами изменяющими РММ были получены в работе [68]. Как указано в обзоре литературы, эта модель послужила одной из основ для диссертационной работы. В [68] используются адиабатическое приближение и модель континуума мод, поэтому полученные в этой работе выражения удовлетворяют обоим условиям для искомого формализма – удобства применения и универсальности, и могут быть использованы для вывода интегрального оператора преобразования.

Более подробно, взяв за основу выражения (17а) и (18) из [68] можно записать интегральный оператор  $H_L$  преобразования РММ на участке  $[z_1, z_2]$  волокна, учитывающий как возможные дифференциальные модовые потери, так и адиабатические флуктуации параметров волокна

$$p_2(R) = H_L(p_1(R)) = \exp \left[ \int_{z_1}^{z_2} -\gamma(T^{-1}(R, z, z_2) dz) \right] \cdot p_1(T^{-1}(R, z_1, z_2)), \quad (2.2)$$

где,  $p_2(R)$  и  $p_1(R)$  – функции РММ в выходном сечении волокна с продольной координатой  $z_2$ , и входном сечении с координатой  $z_1$ , соответственно. Стоит отметить, что выражение (2.2) записано для функции затухания  $\gamma(R)$  в [Нп], для перехода в [дБ], необходимо возводить в степень константу 10, а не экспоненту.

Также, в (2.2) использована функция  $T^{-1}(R, z_1, z_2)$  – обратная к функции  $T(R, z_1, z_2)$  масштабирования параметра  $R$  модовой группы, вызванного адиабатическими изменениями параметров волокна на длине  $[z_1, z_2]$  [68]

$$T^{-1}(T(R, z_1, z_2)) = R. \quad (2.3)$$

Входными данными для функции  $T(R, z_1, z_2)$  является значение параметра  $R$  некоторой модовой группы в сечении  $z_1$ , а результатом – соответствующая величина параметра  $R$  этой модовой группы в сечении  $z_2$ , т.е. результат масштабирования модового параметра на рассматриваемом отрезке волокна. Тогда как обратная функция  $T^{-1}(R, z_1, z_2)$  позволяет рассчитывать параметр, который был у модовой группы в сечении  $z_1$ , исходя из значения параметра  $R$  в сечении  $z_2$ .

В случае ММ волокна со степенной профильной функцией с показателем  $\alpha$ , выражение для  $T^{-1}(R, z_1, z_2)$  может быть получено из (2.3) и (1.14):

$$T(R, z_1, z_2) = \left[ \frac{N(z_1)}{N(z_2)} \right]^{\frac{\alpha(z_2)}{\alpha(z_2)+2}} R^{\frac{\alpha(z_1)+2}{\alpha(z_2)+2} \cdot \frac{\alpha(z_2)}{\alpha(z_1)}}, \quad (2.4a)$$

$$T^{-1}(R, z_1, z_2) = \left[ \frac{N(z_2)}{N(z_1)} \right]^{\frac{\alpha(z_1)}{2(\alpha(z_1)+2)}} R^{\frac{\alpha(z_2)+2}{\alpha(z_1)+2} \cdot \frac{\alpha(z_1)}{\alpha(z_2)}}, \quad (2.4b)$$

где  $N(z)$  – полное число волноводных мод, которые могут распространяться в сечении волокна с координатой  $z$ , определяющееся по формуле [57]

$$N = n_c^2 k^2 a^2 \Delta \frac{\alpha}{\alpha+2} \left[ \frac{1}{2\Delta} \left( 1 - \frac{\beta^2}{n_c^2 k^2} \right) \right]^{\frac{2}{\alpha+1}}, \quad (2.5)$$

где все параметры волокна определяются в рассматриваемом сечении  $z$ .

Разберем оператор преобразования  $H_L$  представленный в (2.2) и (2.4). С его помощью можно найти РММ  $p_2(R)$  в сечении волокна с продольной

координатой  $z_2$ , исходя из начальных условий в сечении  $z_1$ . При этом первый множитель интегрально учитывает потери модовой группы с параметром  $R$  при распространении. Обратная функция масштабирования  $T^{-1}(R, z, z_2)$  под интегралом последовательно возвращает параметр  $R$  в сечении волокна  $z$ , соответствующий заданному параметру  $R$  модовой группы в сечении  $z_2$ , и таким образом, позволяет корректно учесть потери данной модовой группы во всех сечениях волокна. В общем случае описания преобразования РММ на участке  $[z_1, z_2]$  волокна, содержащем распределенные неоднородности, выходное РММ будет в неявном виде зависеть от длины участка.

Стоит отметить что, хотя базис для получения оператора  $H_L$  сформулирован в работе [68], однако в ней не был представлен сам оператор в том виде, как он приведен в (2.2) и (2.5). Во-первых, в работе [68] не ставились цели характеризовать РММ, а описывалась мощность рассеянного в обратном направлении излучения в волокне. Во-вторых, в выводе выражения (17а) в [68], подобного (2.2), были допущены ошибки, которые делают невозможным проведение корректных расчетов с помощью этого выражения. Таким образом, нахождение оператора  $H_L$  в настоящей работе потребовало подробного анализа работы [68], вывода аналогичных представленным в ней математическим выражений, и преобразования полученных выражений до вида оператора (2.2), с помощью которого может быть проведен корректный расчет изменения РММ для рассматриваемого случая.

Предложенный в виде (2.2) оператор  $H_L$  удовлетворяет принятым условиям удобства применимости и универсальности – он позволяет одновременно учитывать изменение РММ за счет адиабатических флуктуаций параметров и дифференциальных модовых потерь в волокне, требуя при этом выполнения простой операции интегрирования.

Однако целесообразно также рассмотреть «граничные» частные случаи оператора преобразования  $H_L$  – когда один из рассматриваемых эффектов

мало влияет на РММ, и им можно пренебречь, по сравнению с другим. Получение таких частных (упрощенных) видов оператора преобразования необходимо для исследования величины изменения РММ, вызываемого одним конкретным типом неоднородности.

Предположим, сначала, что модозависимым эффектом при расчете потерь в рассматриваемом участке волокна можно пренебречь. А именно, предполагается, что в функции  $\gamma(R)$  (или  $\gamma_{об}(R)$ ), заданной выше, величина потерь  $\gamma_0$  одинакова для всех распространяющихся мод ( $\gamma(R) = \gamma_0 = \text{const}(R)$ ), и моды, которые выходят в оболочку (когда параметр  $R$  становится больше единицы) немедленно затухают. Тогда вид функции  $\gamma(R)$ , изображенный на рисунке 2.4, справа, упрощается, и будет иметь место вид функция, приведенный на рисунке 2.5.



Рис.2.5. Упрощенный вид функции дифференциальных модовых потерь, где коэффициент затухания для всех мод одинаков.

Тогда формулу (2.2) можно преобразовать к виду, который далее будет называться оператором адиабатического преобразования

$$p_2(R, z_1, z_2) = \exp(\gamma_0(z_2 - z_1)) \cdot p_1(T^{-1}(R, z_1, z_2)) \text{circ}\left(\frac{R}{C(z_1, z_2)}\right), \quad (2.6)$$

где множитель  $\text{circ}(R/C(z_1, z_2))$  описывает эффект отсечки мод, если в результате масштабирования параметра  $R$  в каком либо из сечений на интервале  $[z_1, z_2]$  моды переходят в оболочку. Функция  $\text{circ}(D)$  определяется как

$$\text{circ}(D) = \begin{cases} 1, & D \leq 1 \\ 0, & D > 1 \end{cases}, \quad (2.7)$$

а функция  $C(z_1, z_2)$ , которая называется функцией отсечки, как

$$C(z_1, z_2) = \left[ \frac{N_{\min}(z_1, z_2)}{N(z_2)} \right]^{\frac{\alpha(z_2)}{2(\alpha(z_2)+2)}}, \quad (2.8)$$

где  $N_{\min}(z_1, z_2)$  – число волноводных мод, которые могут распространяться в сечении участка  $[z_1, z_2]$ , где произошла отсечка, т.е. где число волноводных мод минимально. Другими словами, чтобы определить значение функции отсечки  $C(z_1, z_2)$  необходимо проанализировать все точки участка  $[z_1, z_2]$  и найти самое «узкое» место, где число волноводных мод будет равно  $N_{\min}$ . Действие функции отсечки наглядно поясняется на Рис.2.6, где рассматривается волокно, содержащее флуктуации диаметра сердцевины.

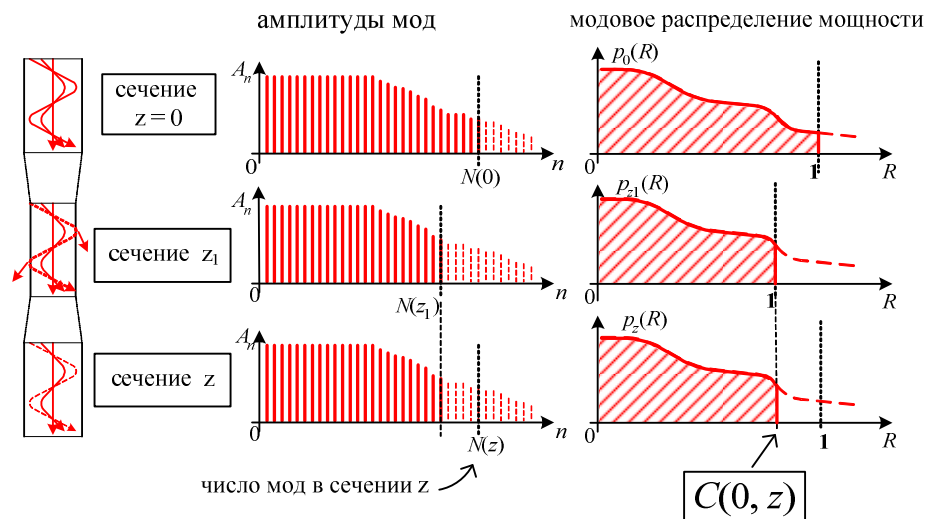


Рис.2.6. Действие функции отсечки  $C(z_1, z_2)$  в многомодовом световоде, содержащем флуктуации диаметра сердцевины.

В случае, когда рассматриваемый участок волокна не содержит плавных флуктуаций параметров, или их величиной можно пренебречь, оператор  $H_L$  выражается в упрощенном виде оператора дифференциального затухания

$$p_2(R, z) = p_1(R) \cdot \exp[-\gamma(R)z]. \quad (2.9)$$

Приведенные в (2.8) и (2.9) частные случаи оператора  $H_L$  имеют, по сравнению с (2.2), более явный вид, что упрощает их практическое применение и последующий анализ результатов. С целью дополнительного упрощения искомой методики расчета, далее проведено сравнение степени влияния эффекта дифференциального модового затухания и адиабатических флуктуаций параметров волокна на РММ. Желаемый результат – обоснованный выбор наиболее удобной формы оператора  $H_L$  (общего – (2.2) или частных случаев (2.6) и (2.9)) для практических вычислений. Для этого было проведено множество расчетных экспериментов с использованием оператора преобразования РММ  $H_L$ , результаты которых представлены в следующем подпараграфе.

### **2.3.6. Расчет изменение РММ в распределенных неоднородностях и дифференциальные модовые потери**

В этом параграфе приводится описание модельных расчетов с использованием оператора  $H_L$  общего случая преобразования РММ (выражение (2.2)) на участке ММ волокна содержащем распределенные неоднородности, а именно – адиабатическое изменение параметров волокна и дифференциальные модовые потери. Из множества проведенных вычислений выбран набор результатов, наиболее наглядно показывающий действие рассматриваемых эффектов.

Для наглядной демонстрации того, как изменяется мощность всех распространяющихся мод, в этом параграфе в качестве входного

распределения будет задаваться равномерное РММ,  $p(R) = 1$ , хотя полученные выражения для оператора  $H_L$  допускают произвольную входную функцию РММ.

В целом, подбор входных условий для проведения вычислений представляет собой отдельную задачу. Согласно с поставленным условием универсальности в результирующем формализме отсутствуют какие-либо ограничения на входные условия – они могут быть любыми. Очевидно, что при выборе параметров волокон в расчетах наиболее оправдано использовать данные реальных (усредненных) волноводов, известные от производителей. Однако определение входного РММ, которое возбуждается в таком волокне источником излучения в общем случае затруднительно. В текущем параграфе, как уже говорилось выше, наиболее приемлемым для проведения расчетов является равномерное входное РММ, моделирующее возбуждение волокна светодиодом. Более подробное обсуждение проблемы постановки входных условий расчета (входного РММ) приводится ниже, в п.2.5.

Для определения реалистичной функции дифференциальных модовых потерь проанализированы данные, представленные в работах [66,67,94]. На их основе задана функция дифференциального затухания  $\gamma(R)$  (изображенная слева на рисунке 2.7), которая использовалась в расчетах. В качестве исходных параметров ММ волокна заданы параметры стандартного ММ волокна 50/125 мкм: радиус сердцевины – 25 мкм, квадратичный профиль показателя преломления ( $\alpha = 2.0$ ), показатель преломления на оптической оси – 1.48, числовая апертура – 0.2. Здесь и далее в работе волокно с такими параметрами будет называться F1. Длина волны распространяющегося излучения фиксирована и равна 850 нм. Исходя из заданных параметров излучения и волокна F1, в произвольном сечении участка волокна без флуктуаций параметров распространяется  $N = 484$  моды.

В расчетах моделируется случай, когда показатель степени профильной функции  $\alpha$ , радиус сердцевины  $a$ , и показатель преломления на оптической



оси волокна  $n_c$  (связанный с  $\Delta$  и числовой апертурой  $NA$ ) плавно изменяются в некоторой области волокна. Предполагается, что все изменения параметров происходят адиабатически и в каждом отдельном случае характеризуются длиной возмущенной области и максимальной величиной возмущения –  $\Delta\alpha$ ,  $\Delta a$ ,  $\Delta n_c$  как доли от величины соответствующего исходного параметра. Для изменения  $\Delta n_c$  также должно удовлетворяться условие  $\Delta n_c < n_c - n_{об}$ , чтобы сохранялась разность коэффициентов преломления в сердцевине и в оболочке волокна.

На рисунке 2.7, справа, представлен пример изменения параметров волокна – адиабатической флуктуации радиуса сердцевины волокна, где  $\Delta a = 0.1a$  и длина области с измененным радиусом сердцевины  $z_{i2} - z_{i1} = 0.2$  ( $z_2 - z_1$ ). Стоит отметить, что изменение какого-либо одного параметра волокна неизбежно сопровождается изменением и других его параметров. Например – изменение радиуса сердцевины волокна обычно сопровождается, по меньшей мере, изменением числовой апертуры. Поэтому целесообразно рассматривать изменение одного параметра (без изменений других) для исследования влияния таких флуктуаций на РММ излучения.

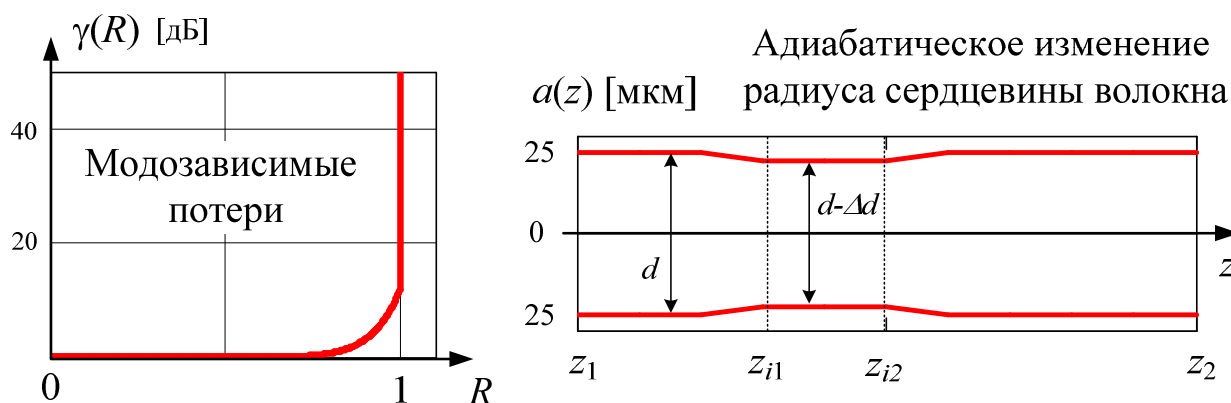


Рис.2.7. Функция дифференциальных модовых потерь  $\gamma(R)$ , используемая в расчетах (слева) и иллюстрация ММ волокна с участком, где диаметр сердцевины волокна адиабатически изменяется с амплитудой  $\Delta d$  (справа).

В каждом отдельном случае расчета, например, для неоднородности адиабатического изменения радиуса сердцевины, показанной справа на рисунке 2.7, можно построить множество РММ – в каждом сечении рассматриваемого отрезка волокна. При этом с изменением входных параметров расчета набор таких РММ будет изменяться. Каждая из таких разнообразных локальных функций  $p(R)$  представляет интерес с точки зрения изучения процесса изменения РММ излучения и его характеристики. Для краткости в диссертации приводятся примеры расчетов РММ в виде графиков только для некоторых ключевых случаев. Тогда как для системной характеристики величины изменения РММ в множестве расчетов, решено использовать величину  $\sigma_p$ , представляющая собой нормированную среднеквадратическую ширину функции РММ, введенную по аналогии с известной величиной – среднеквадратической длительностью импульса [6].

Поскольку среднеквадратические характеристики используются в данной работе для описания различных величин (например, в главах 1 и 3, при вычислении полосы пропускания волновода), обоснование и математические выражения для получения таких характеристик, в том числе среднеквадратической ширины для функции  $p(R)$ , изложены в приложении 1.

Введенная по формуле (П1-3) величина  $\sigma_p$  фактически представляет собой оценку ширины заполнения модового состава излучения. Дополнительно,  $\sigma_p$  нормируется на среднеквадратическую ширину входного РММ  $\sigma_p/\sigma_{p0}$ , поэтому в результате  $\sigma_p/\sigma_{p0}$  характеризует степень изменения заполнения входного РММ при распространении излучения в рассматриваемом волноводе. Далее, для краткости, нормированная величина  $\sigma_p/\sigma_{p0}$  будет именоваться просто  $\sigma_p$ , т.е. чем больше отличие  $\sigma_p$  от единицы – тем большее изменение претерпело входное РММ.

Ниже представлены описание и результаты трех серий расчетов, которые условно будут обозначаться расчетами (Р-2.1), (Р-2.2) и (Р-2.3).

Во-первых, на Рис.2.8 приведены зависимости РММ, полученные в **серии расчетов (Р-2.1)**, для разных сечений волоконного световода, содержащего и дифференциальные модовые потери, и адиабатические флуктуации параметров в некоторой определенной области. Соответствующие величины параметра изменения заполнения модового состава  $\sigma_p$  для всех длин волокна и всех сечений приведены в таблице 2.1.

**В серии расчетов (Р-2.1), использовались следующие входные параметры:** рассматривается участок  $[z_1, z_2]$  волокна F1, длиной  $(z_2 - z_1)$ , где: на всей длине  $[z_1, z_2]$  наблюдаются дифференциальные модовые потери с функцией затухания  $\gamma(R)$  по рис.2.7; а в области  $[z_{i1}, z_{i2}]$ , где  $z_{i2} - z_{i1} = 0.3(z_2 - z_1)$ , присутствуют одновременные адиабатические изменения параметров волокна – уменьшение радиуса сердцевины, с амплитудой  $\Delta a = 0.1a$ , флуктуация показателя степени функции ППП,  $\Delta \alpha = 0.1\alpha$ , и коэффициента преломления на оптической оси с амплитудой  $\Delta n_0 = 0.005n_0$ .

Рассматриваются длины волокна  $(z_2 - z_1) = L = 0.1, 1$  и  $10$  км; и четыре сечения для каждой длины:  $z_1$  (входной торец волокна, содержащий входное РММ),  $z_{i1}$  или  $0.2L$  (первое сечение в области с адиабатически измененными параметрами),  $z_{i2}$  или  $0.5L$  (последнее сечение в области с адиабатически измененными параметрами), и  $z_2$  или  $L$  (выходной торец).

Таблица 2.1. Изменение ширины РММ  $\sigma_p$  в серии расчетов (Р-2.1).

| Параметры расчета: |             | $L$ [км] | $\sigma_p$ в сечении волокна (F1): |          |          |       |
|--------------------|-------------|----------|------------------------------------|----------|----------|-------|
| потери:            | $\gamma(R)$ |          | $z_1$                              | $z_{i1}$ | $z_{i2}$ | $z_2$ |
| $\Delta a(z)$      | $0.1a$      | 0.1      | 1.0                                | 0.994    | 0.96     | 0.846 |
| $\Delta \alpha(z)$ | $0.1\alpha$ | 1.0      | 1.0                                | 0.948    | 0.824    | 0.712 |
| $\Delta n_0(z)$    | $0.005n_0$  | 10       | 1.0                                | 0.808    | 0.683    | 0.584 |

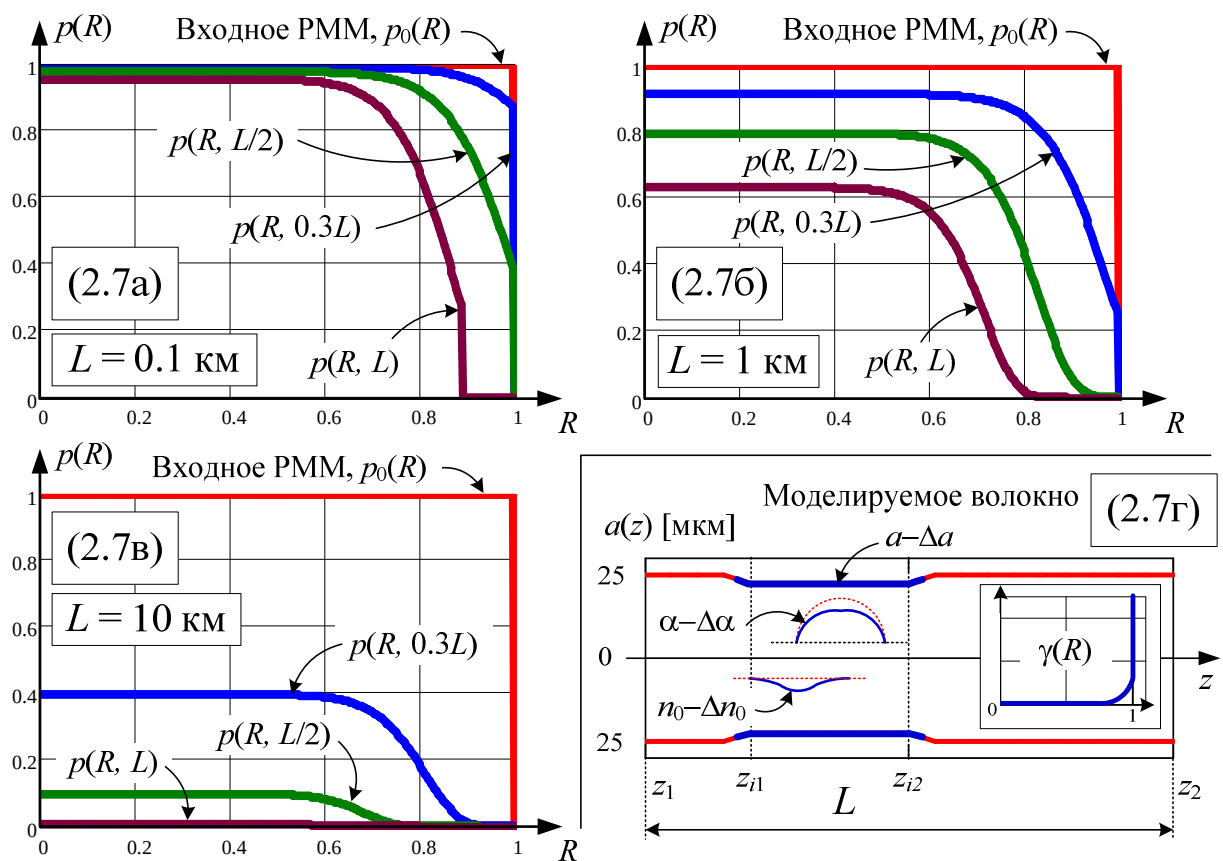


Рис.2.8. Расчет (Р-2.1) изменения РММ с оператором  $H_L$  для волокна F1, длиной  $L=0.1$  км (2.8а), 1 км (2.8б) и 10 км (2.8в), в котором наблюдаются дифференциальные модовые потери ( $\gamma(R)$ ) и адиабатические флуктуации параметров (приведены на рис.2.8г). Показаны РММ в 4 сечениях волокна.

Проанализируем результаты расчета на Рис.2.8 и в таблице 2.1:

1) **При общей длине волокна  $L$  в 100 м (2.8а):** итоговое РММ в анализируемых сечениях до точки  $L/2$  (т.е. до конца распределенной неоднородности – области с адиабатически изменяющимися параметрами) мало отличается от входного распределения ( $\sigma_p > 0.8$ ). Основное изменение функции распределения связано с потерями мощности, переносимой высшими модами, согласно виду функции  $\gamma(R)$ . После сечения  $L/2$ , итоговое распределение «сжимается» к  $R = 0$ , а именно – происходит обратное масштабирование модового параметра, поскольку радиус сердцевины (и

другие параметры) волокна изменяется в большую сторону (в точке  $z_{i1}$  радиус уменьшился, согласно  $a - \Delta a$ , а в точке  $z_{i2}$  – обратно, увеличился до первоначальной величины  $a$ ).

«Прямое» (с увеличением  $R$ ) масштабирование функции РММ происходит в сечении волокна  $z_1$ , ( $p(R, 0.3L)$  и далее до  $L/2$ ), на рис.2.8а его не видно. Тогда как «обратное» масштабирование визуально проявляется в виде отсечки, которая хорошо видна на рис.2.8а для функции  $p(R,L)$ , имеющей резкий прямой «обрыв» около  $R=0.9$ . Также кривая  $p(R,L)$  наиболее подвержена эффекту дифференциальных модовых потерь.

2) **При общей длине волокна  $L$  в 1 км (2.8б):** итоговое РММ во всех анализируемых сечениях волокна явно подвержено превалирующему действию дифференциальных модовых потерь. Эффект отсечки, отмеченный выше для длины  $L$  в 100 м, не наблюдается (он маскирован снижением мощности из-за потерь).

3) **При общей длине волокна  $L$  в 10 км (2.8в):** аналогично случаю 2, итоговое РММ во всех анализируемых сечениях волокна сильно подвержено действию дифференциальных модовых потерь.

**Таким образом, можно сделать следующий вывод:** итоговое изменение РММ главным образом определяется модозависимым затуханием на длине распространения излучения. Несмотря на то, что все параметры волокна адиабатически изменяются с большой амплитудой (больше стандартных колебаний параметров, задаваемых производителями волокна), уже на длине 0.5 км (см. сечение  $z_{i2}$  на рис.2.8б) наблюдается только изменение РММ из-за дифференциальных модовых потерь.

Для того чтобы сравнить эффекты изменения РММ отдельно из-за адиабатических флуктуаций параметров волокна, и из-за модозависимых потерь, была проведена **серия расчетов (Р-2.2)** изменения РММ на длине 1 км. Результаты расчета (Р-2.2) приведены на рис.2.9: РММ, полученные в разных сечениях волокна F1: (1) с модозависимыми потерями и без

флуктуаций параметров (2.9а, слева); и (2) с адиабатическими изменениями параметров и равномерной функцией затухания (с функцией отсечки по рис.2.5) (2.9б, справа). Схематические изображения моделируемых в расчетах участков волокна приведены на рис.2.9, над каждым из графиков.

**В расчете (Р-2.2), использовались следующие входные параметры:** моделируется участок  $[z_1, z_2]$  волокна F1, длиной  $(z_2 - z_1) = 1$  км, причем,

в первой части расчета (результаты изображены на Рис.2.9а), на всей длине  $[z_1, z_2]$  введены дифференциальные модовые потери с функцией затухания  $\gamma(R)$  по рис.2.7; а

во второй части расчета (результаты изображены на Рис.2.9б), применяется функция  $\gamma(R) = \gamma_0 = 0.2$  дБ по рис.2.5, в области  $[z_{i1}, z_{i2}]$ , где  $z_{i2} - z_{i1} = 0.3$  км, присутствуют адиабатические изменения параметров – радиуса сердцевины, с амплитудой  $\Delta a = 0.1a$ , показателя степени профильной функции,  $\Delta \alpha = 0.1\alpha$ , и коэффициента преломления на оптической оси, с амплитудой  $\Delta n_0 = 0.005n_0$ .

Величины среднеквадратического параметра  $\sigma_p$ , характеризующего изменение модового заполнения для функций РММ, полученных в расчете (Р-2.2), приведены в таблице 2.2.

Таблица 2.2. Характеристика изменения РММ ( $\sigma_p$ ) в расчете (Р-2.2).

| Параметры расчета:          |                  | L [км] | $\sigma_p$ в сечении волокна (F1): |                     |          |       |
|-----------------------------|------------------|--------|------------------------------------|---------------------|----------|-------|
| д.потери:                   | ад.флукт.:       |        | $z_1$                              | $z_{i1}$ (не показ) | $z_{i2}$ | $z_2$ |
| $\gamma(R)$                 | нет              | 1.0    | 1.0                                | 0.861               | 0.8      | 0.756 |
| нет: $\gamma(R) = \gamma_0$ | $a, \alpha, n_0$ | 1.0    | 1.0                                | 1.0                 | 1.0      | 0.893 |

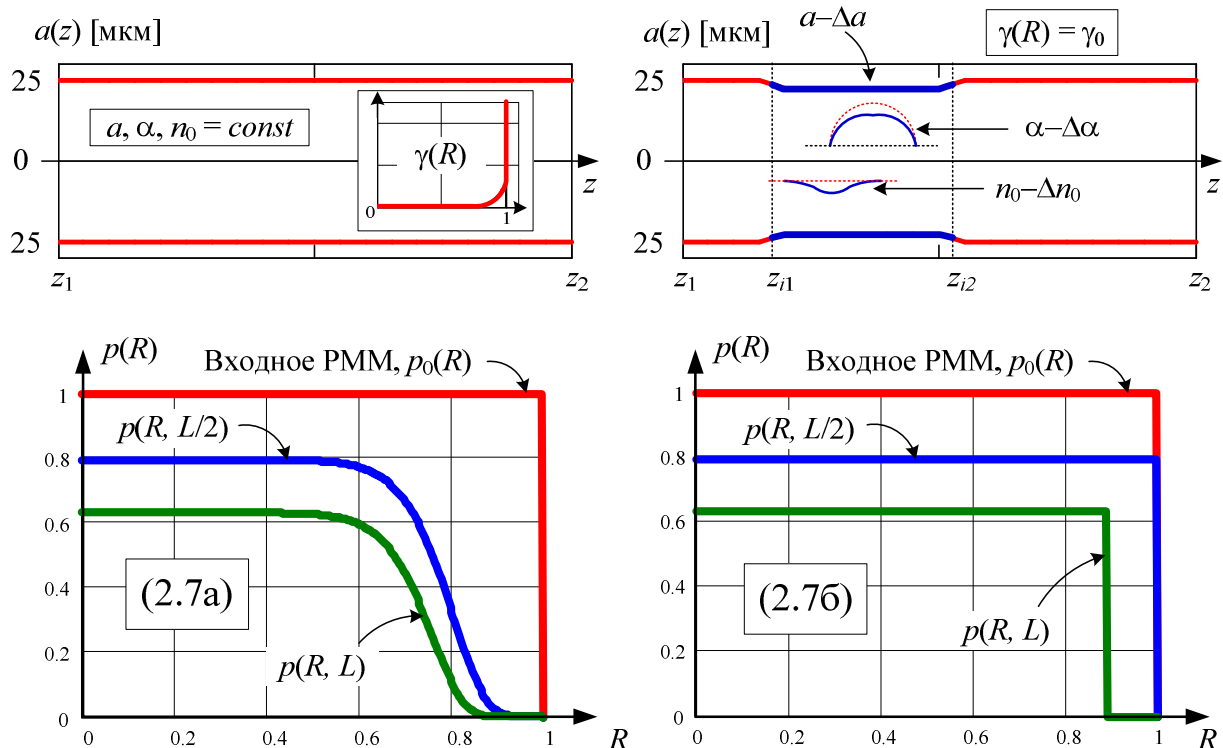


Рис.2.9. Расчет (Р-2.2) изменения РММ с оператором  $H_L$  для волокна F1, в котором наблюдаются: (2.9а) дифференциальные модовые потери ( $\gamma(R)$ ); и (2.9б) – равномерные потери ( $\gamma_0$ ) и адиабатические флуктуации параметров.

Анализ результатов расчета (Р-2.2), представленных на рис.2.9 и в таблице 2.2, подтверждает сделанные ранее, на основе расчета «Р-2.1», выводы – эффект модозависимого затухания (накопленный уже на длине волокна 0.5 км) «перекрывает» влияние адиабатических флуктуаций параметров на изменение РММ.

Для исследования степени изменения РММ из-за адиабатических флуктуаций каждого из параметров волокна по отдельности, и сравнения их с эффектом дифференциальных модовых потерь, были проведены многочисленные расчеты параметра изменения модового состава  $\sigma_p$ . Эта серия расчетных экспериментов, в целом, названа **расчетом (Р-2.3)**. Здесь, с помощью оператора  $H_L$ , проводились вычисления изменения РММ излучения в волокне F1, с разными длинами, и с разными типами распределенных

неоднородностей. Конкретные входные параметры расчета (Р-2.3) и его результаты приведены в таблице 2.3.

Таблица 2.3. Параметры и результаты расчета (Р-2.3) с оператором  $H_L$ .

| №  | $\gamma(R)$ | $\Delta a(z)$      | $\Delta \alpha(z)$ | $\Delta n_0(z)$ | $L$ [км]         | $L_i$             | $\sigma_p$ |
|----|-------------|--------------------|--------------------|-----------------|------------------|-------------------|------------|
|    | по рис.2.7. | $a=25[\text{мкм}]$ | $\alpha = 2.0$     | $n_0 = 1.48$    | Длина<br>волокна | Длина<br>неоднор. |            |
| 1  | $\gamma(R)$ | $0.1a$             | 0                  | 0               | 0.1              | $0.1L$            | 0.897      |
| 2  | $\gamma(R)$ | $0.1a$             | 0                  | 0               | 1                | $0.1L$            | 0.753      |
| 3  | $\gamma(R)$ | $0.1a$             | 0                  | 0               | 10               | $0.1L$            | 0.621      |
| 4  | $\gamma(R)$ | 0                  | $0.1\alpha$        | 0               | 0.1              | $0.1L$            | 0.907      |
| 5  | $\gamma(R)$ | 0                  | $0.1\alpha$        | 0               | 1                | $0.1L$            | 0.756      |
| 6  | $\gamma(R)$ | 0                  | $0.1\alpha$        | 0               | 10               | $0.1L$            | 0.623      |
| 7  | $\gamma(R)$ | 0                  | 0                  | $0.005n_0$      | 0.1              | $0.1L$            | 0.827      |
| 8  | $\gamma(R)$ | 0                  | 0                  | $0.005n_0$      | 1                | $0.1L$            | 0.725      |
| 9  | $\gamma(R)$ | 0                  | 0                  | $0.005n_0$      | 10               | $0.1L$            | 0.598      |
| 10 | $\gamma_0$  | $0.1a$             | 0                  | 0               | 0.1              | $0.3L$            | 0.96       |
| 11 | $\gamma_0$  | 0                  | $0.1\alpha$        | 0               | 1                | $0.3L$            | 0.99       |
| 12 | $\gamma_0$  | 0                  | 0                  | $0.005n_0$      | 10               | $0.3L$            | 0.94       |
| 13 | $\gamma(R)$ | 0                  | 0                  | 0               | 0.1              | 0                 | 0.908      |
| 14 | $\gamma(R)$ | 0                  | 0                  | 0               | 1                | 0                 | 0.756      |
| 15 | $\gamma(R)$ | 0                  | 0                  | 0               | 10               | 0                 | 0.624      |

Проведем анализ данных таблицы 2.3. Во-первых, при отсутствии дифференциальных потерь для мод и модовых групп (расчеты №10-12 в таблице 2.3), изменение РММ, вызванное адиабатическими флуктуациями одного из параметров волокна, является незначительным ( $\sigma_p > 0.94$  – близко к единице).

Аналогичный вывод можно рассматривая результаты расчетов №1-9 в серии расчетов (Р-2.3) из таблицы 2.3. Волокно и дифференциальные модовые потери во всех случаях №1-9 одинаковы, различна только длина волокна, на которой происходит затухание излучения. Т.е. в расчетах №1, 4 и 7 вклад дифференциальных модовых потерь в изменение функции РММ минимален, а в расчетах №3, 6 и 9 – максимальный. Поэтому степень изменения функции РММ в расчетах №1, 4 и 7 мала:  $\sigma_p > 0.8$ . А в расчетах



№3, 6 и 9 наблюдаются близкие друг к другу изменения модового распределения, поскольку различающееся в этих случаях действие флуктуаций параметров мало, а эффект модозависимого затухания одинаковый.

Отдельно отметим расчеты №13-15, в которых проводился учет только дифференциальных модовых потерь. Сравнение параметров  $\sigma_p$ , полученных в этих расчетах со всеми предыдущими показывает, что основной вклад в изменение модового состава излучения приносят именно дифференциальные потери мод, тогда как адиабатические флуктуации параметров волокна дают лишь незначительные добавки к этим изменениям.

Исходя из вышеприведенного анализа результатов расчета (Р-2.3), можно сделать вывод – изменение модового распределения мощности из-за адиабатических флуктуаций параметров волокна мало. Даже при условии одновременного изменения всех (радиус сердцевины, показатель степени профильной функции и коэффициент преломления на оптической оси (силовая апертура)) параметров волокна с большой амплитудой. Как отмечалось выше, адиабатические изменения параметров волокна на практике вызваны погрешностями в процессе его изготовления, контролируемые фирмой-изготовителем, и допуски на них обычно составляют не более 5% (например, смотрите информацию компании Corning по стандартному ММ волокну в п.2.2.3). Учитывая, что расчеты (Р-2.1), (Р-2.2) и (Р-2.3) проведены для относительной величины изменения параметров в 10%, на практике будут наблюдаться меньшие преобразования РММ из-за адиабатических флуктуаций, чем представленные здесь. Отметим, что хотя относительное изменение показателя преломления в расчетах равняется 0.5%, но в этом случае необходимо учитывать не  $\Delta n_c/n_c$ , а отношение  $\Delta n_c/(n_c - n_{об})$  (для стандартного ММ волокна  $(n_c - n_{об}) \sim 0.02n_c$ ). Следовательно, в вышеприведенных расчетах относительное изменение показателя преломления на оптической оси волокна  $\Delta n_c/(n_c - n_{об})$  составляло 25%. В том

числе поэтому, рассчитанное преобразование РММ из-за флуктуаций этого параметра (смотрите, например, расчеты №7 и 12 в таблице 2.3) было больше, чем из-за изменения радиуса или показателя степени профильной функции волокна.

На основании вышесказанного далее в работе не будет рассматриваться влияние адиабатических флуктуаций параметров волокна на РММ распространяющегося излучения, как пренебрежимо малое, по сравнению с дифференциальными модовыми потерями (на больших длинах распространения) и с локальными неоднородностями (на участках волокна средней и малой длины), которые будут рассматриваться далее.

#### **2.4. Изменение РММ в локальных неоднородностях**

Как отмечалось выше, локальными неоднородностями называются неоднородности, действие которых сосредоточено в некотором участке (сечении) волокна, где РММ излучения изменяется резко, скачком.

Можно привести множество разнообразных типов локальных (и квазилокальных) неоднородностей, которые можно разделить на классы по характеру и механизмам изменения РММ. По причине существенных различий между локальными неоднородностями разных типов они будут рассматриваться и описываться в данной работе по отдельности.

Локальные неоднородности включают в себя следующие подгруппы:

- 1) соединения волокон с полным физическим контактом, характеризующиеся рассогласованием параметров соединяемых волокон, а также величиной поперечного рассогласования их осей;
- 2) соединения волокон без полного физического контакта (с зазором), характеризующиеся геометрической картиной взаимного расположения в пространстве торцов стыкуемых волокон;
- 3) изгибы малого радиуса, характеризующиеся радиусом изгиба (квазилокальная неоднородность); и

4) специальные неоднородности, например, сечение рассеивания в задаче описания отраженного в обратном направлении излучения в ММ волокне.

Локальные неоднородности первого типа, т.е. соединения волокон с полным физическим контактом, характеризуются поперечным рассогласованием осей и/или рассогласованием параметров стыкуемых волокон. К последним относятся рассогласования радиуса сердцевин ( $a$  [мкм]); числовой апертуры ( $NA$ ); коэффициента преломления на оси сердцевин ( $n_c$ ) или в оболочке ( $n_{об}$ ); и в целом – всей профильной функции ( $f(r)$ ), или параметра степени  $\alpha$ , в случае степенной профильной функции.

В случае (2) в соединении нет полного физического контакта торцов волокон, т.е. присутствует сдвиг волокон друг относительно друга вдоль оси волокна (зазор между торцами соединяемых волокон). Продольное осевое рассогласование соединяемых волокон приводит к необходимости рассмотрения модели, в которой торцы соединяемых волокон произвольным образом расположены в пространстве относительно друг друга (общий случай соединения волокон). Строго говоря, такое соединение волокон является квазилокальной неоднородностью, поскольку содержит целый набор последовательных локальных неоднородностей – сначала излучение, распространяющееся в первом волокне, выходит в пространство зазора между волокнами, распространяется до торца второго волокна, и затем, возбуждает некоторое преобразованное РММ во втором волокне. Соединение волокон с продольным осевым рассогласованием не может быть описано простым интегральным оператором преобразования РММ (нарушается условие простоты применимости искомой модели) и выходит за рамки диссертационной работы.

Неоднородности третьего типа, изгибы малого радиуса также являются квазилокальными неоднородностями. Их можно рассматривать по частям: «входное» сечение изгиба (последнее сечение до изогнутой области), область

изгиба, в которой каждый сектор волокна изогнут с одинаковым радиусом, и «выходное» (первое после изгиба) сечение волокна. В этом смысле изгибы можно рассматривать как аналогию соединения волокон с зазором (в этом случае, треугольным сектором) между торцами. Однако анализ изгибов является еще более сложным, чем соединение волокон с продольным рассогласованием (не согласуется с условием простоты применения), и проводится в главе, посвященной общему случаю соединения волокон.

Для специальных неоднородностей четвертого типа необходимо проводить анализ в каждом отдельном случае. Такие неоднородности встречаются в узкоспециальных задачах, и все возможные случаи таких неоднородностей не могут быть рассмотрены в данной работе.

Далее в п.2.5 рассматриваются локальные неоднородности первого типа. Преобразование РММ, вызванное такими неоднородностями описывается далее с помощью оператора преобразования  $H_A$  (индекс «А» – сокращение от английского «Abrupt» – резкий). На рисунке 2.10 показаны примеры таких локальных неоднородностей, а именно, соединений волокон с полным физическим контактом и с поперечным осевым рассогласованием (а), и с рассогласованием параметров (б). Рассматриваются локальные неоднородности, содержащие как рассогласование по одному из параметров волокна, так и по набору параметров: на практике, если соединяемые волокна имеют разный радиус сердцевины, они также имеют разные числовые апертуры и, возможно, профильные функции.

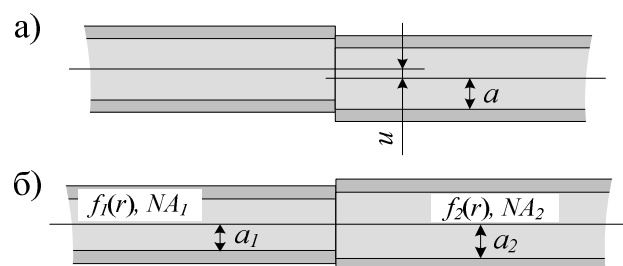


Рис.2.10. Соединения ММ волокон с рассогласованиями.

## 2.5. Оператор преобразования РММ в локальных неоднородностях

В главе 1 представлен анализ литературы, в частности, включающий в себя анализ работы [57], в которой, в рамках лучевой теории, обсуждается влияние рассогласования диаметров, числовых апертур, или поперечного рассогласования осей в соединении волокон с произвольной, но одинаковой, профильной функцией на проходящие такое соединение световые лучи. Как уже отмечалось ранее, представленный в [57] анализ является наиболее близким к задачам, решаемым в данной работе. В работе получены выражения в явном виде, а использованные принципы лучевого представления позволяют эффективно проводить анализ результатов. Однако, для того, чтобы использовать здесь результаты [57] необходимо, во-первых, преобразовать выражения, полученные в рамках лучевого анализа, к формализму модового континуума, и, во-вторых, необходимо получить аналогичные выражения для общего случая волоконной неоднородности – рассмотреть соединение волокон с полностью произвольными параметрами, торцы которых образуют физический контакт.

В [57] вводится переменная для характеристики лучей в волокне:

$$x = \frac{n_c^2 - k^2}{\Delta^2}, \quad (2.10)$$

где  $n_c$  – максимальный показатель преломления сердцевины волокна,

$k = n(r) \cos\theta$ , где  $\theta$  – угол луча с осью волокна, и

$\Delta = \sqrt{n_c^2 - n_{об}^2}$ , где  $n_{об}$  – показатель преломления оболочки.

Тогда полная мощность излучения в волокне может быть выражена следующим образом

$$W = \pi^2 a^2 \Delta^2 \int_0^1 R(x) \cdot i^2(x) dx, \quad (2.11)$$

где  $i(x)$  – функция, обратная к профильной функции  $f(r)$ , а  $R(x)$  – «радиальное распределение», которое является аналогом функции РММ.

В рамках введенных определений и условий в [57] предлагается интегральный оператор для описания преобразования функции радиального распределения  $R(x)$  на волоконной неоднородности:

$$R'(x') = \frac{2}{\pi \cdot i^2(x')} \cdot \int_0^\pi d\psi \int_0^{i(x')} R(x(r', \psi', x')) \cdot r' \cdot dr', \quad (2.12)$$

где  $R(x)$  – радиальное распределение в выходном сечении первого волокна (до неоднородности), а  $R'(x')$  – соответствующее ему радиальное распределение во входном сечении второго волокна (после неоднородности). Стоит еще раз отметить, во избежание путаницы, что  $R$  в формуле 2.12 – радиальное распределение, т.е. аналог функции распределения мощности по модам, а не модовый параметр. Параметр  $x(r', \psi', x')$ , является параметром  $x$  в первом волокне, соответствующий параметру  $x'$ , во втором волокне для луча в точке входного сечения второго волокна  $(r', \psi')$ , который определяется в [57] согласно введенным определениям и принципам лучевой теории. А именно, с учетом выражения (2.10), принципа неизменности лучевого инварианта  $n(r) \sin \theta = n(r') \sin \theta'$  [57], и следующего выражения для профильной функции

$$n^2(r) = n_c^2 \left( 1 - 2\Delta \cdot f\left(\frac{r}{a}\right) \right), \quad (2.13)$$

получаем следующее выражение [57]:

$$x(r', \psi', x') = \left( \frac{\Delta'}{\Delta} \right)^2 \cdot (x' - f(r')) + f(r(r', \psi')). \quad (2.14)$$

Далее значение  $r$ , соответствующее точке  $(r', \psi')$ , находится с помощью геометрических соображений, учитывая величину поперечного смещения осей соединяемых волокон  $u$  (нормируется на радиус первого волокна  $a$ )

$$r(r', \psi') = \sqrt{\left(\frac{r' \cdot a'}{a}\right)^2 + u^2 - 2r'u \frac{a'}{a} \cdot \cos \psi'}. \quad (2.15)$$

Приведенное выражение (2.14) включает в себя упомянутое выше ограничение на соединяемые волокна – они должны иметь одинаковую профильную функция показателя преломления.

Далее, основываясь на выражениях (2.12), (2.13) и (2.14), для получения искомого оператора преобразования функции РММ  $p(R)$  в рамках модовой теории и формализма модового континуума, необходимо произвести следующие действия:

- 1) используя принцип модово-лучевой эквивалентности произвести замену переменных в выражении (2.12): лучевой параметр  $x$  заменить модовым параметром  $R$ , и перейти от радиального распределения к функции РММ;
- 2) в терминах  $R$ -континуума сформулировать более общую задачу для нахождения соответствия между модовым параметром  $R$  в выходном сечении первого волокна и  $R'$  во входном сечении второго волокна, т.е. найти аналог формулы (2.14) без ограничений на виды неоднородностей и параметры соединяемых волокон.

Для пояснения процесса выполнения вышеприведенных действий на рисунке 2.11 изображена траектория луча, проходящего место соединения волокон с поперечным рассогласованием осей  $u$ . Далее условные обозначения в выражениях будут приведены согласно обозначениям, указанным на рисунке 2.11. Соединяемые с обеспечением плоскости физического контакта волокна имеют произвольные параметры: радиусы сердцевин  $a_1/a_2$ , числовые апертуры  $NA_1/NA_2$ , профильные функции показателя преломления  $f_1(r_1)/f_2(r_2)$ ; поперечное рассогласование осей  $u$  равняется расстоянию  $O_1O_2$ ; рассматриваемый луч выходит из волокна «1» и входит в волокно «2» в точке  $P$ .

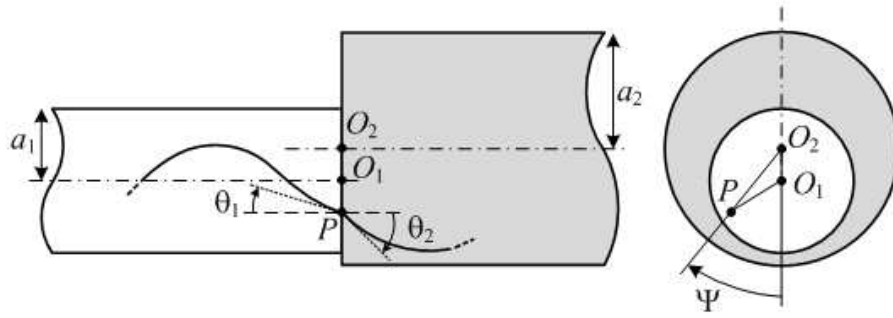


Рис.2.11. Иллюстрация траектории луча в месте соединения многомодовых волокон («1» и «2») с рассогласованием параметров и осей.

Выражение, описывающее преобразование модового параметра  $R$  при переходе соответствующего ему луча из первого во второе волокно, получается из закона Снеллиуса для преломления луча на поверхности двух сред. Рассмотрим точку  $P$  лежащую в плоскости соединения двух волокон. Квадраты показателей преломления в первом и втором волокнах в данной точке будут равны

$$n_{p1}^2 = n_{c1}^2 \left( 1 - 2\Delta_1 f_1 \left( \frac{r_1}{a_1} \right) \right), \quad n_{p2}^2 = n_{c2}^2 \left( 1 - 2\Delta_2 f_2 \left( \frac{r_2}{a_2} \right) \right). \quad (2.16)$$

где параметры  $r_1 = |O_1P|$  и  $r_2 = |O_2P|$  - представляют собой расстояния до точки  $P$  от осей соответствующих волокон. Функции  $f_1$  и  $f_2$  – профильные функции, причем  $f_{1,2}(0) = 0$ ,  $f_{1,2}(1) = 1$ .

Рассматриваемый луч образует угол  $\theta_1$  с осью первого волокна в точке  $P$ , тогда по закону Снеллиуса, луч входит во второе волокно под углом  $\theta_2$ :

$$n_{p1} \sin \vartheta_1 = n_{p2} \sin \vartheta_2, \quad (2.17)$$

что аналогично определяется согласно закону сохранения лучевого инварианта  $n(r)\sin\theta$  для луча, проходящего соединение волокон. Используя принцип модово-лучевой эквивалентности [6] и определение континуального



параметра  $R$  (см. выражение 1.14), выражение (2.10) для  $x$  можно переписать в следующем виде

$$R^2 = \frac{n_c^2 - n^2(r) \cos^2 \vartheta}{n_c^2 - n_{об}^2} = \frac{n_c^2 - n^2(r) + n^2(r) \sin^2 \vartheta}{2\Delta n_c^2}. \quad (2.18)$$

В выражении (2.18) индексы «1» и «2» волокон опущены, поскольку оно справедливо для обоих рассматриваемых волокон. Используя (2.16) можно представить выражение (2.18) как

$$R^2 = \frac{n^2(r) \sin^2 \vartheta}{2\Delta n_c^2} + f\left(\frac{r}{a}\right). \quad (2.19)$$

Или далее, в виде:

$$n^2(r) \sin^2 \vartheta = 2\Delta n_c^2 \left( R^2 - f\left(\frac{r}{a}\right) \right). \quad (2.20)$$

Из сравнения выражения (2.20) и (2.17) следует, что величина  $\Delta n_c^2 \left( R^2 - f\left(\frac{r}{a}\right) \right)$  не изменяется при прохождении луча из первого во второе волокно. Запишем выражение (2.20) для каждого волокна, и используя (2.17), получим выражение для нахождения модового параметра во втором волокне:

$$R^2 = \frac{\Delta_2}{\Delta_1} \frac{n_{c2}^2}{n_{c1}^2} \left( R^2 - f_2\left(\frac{r_2}{a_2}\right) \right) + f_1\left(\frac{r_1}{a_1}\right), \quad (2.21)$$

где  $r_1$  определяется геометрически, согласно выражению (2.15).

Выражение (2.21), с учетом (2.15), перепишем в виде, явно содержащем параметры рассогласования локальной неоднородности. Для наиболее частого на практике случая волокна со степенной функцией показателя преломления, выражение (2.21) для нахождения модового параметра во втором волокне записывается следующим образом

$$R'^2 = \frac{\Delta_2}{\Delta_1} \frac{n_{C2}^2}{n_{C1}^2} \left( R^2 - \left( \frac{r_2}{a_2} \right)^{\alpha_2} \right) + \left( \frac{a_2}{a_1} \right)^{\alpha_1} \left( \left( \frac{r_2}{a_2} \right)^2 + u^2 - 2 \frac{r_2}{a_2} u \cos(\Psi_2) \right)^{\alpha_1/2}. \quad (2.21a)$$

Учитывая приведенные выше результаты и заменяя в выражении (2.12), согласно принципу модово-лучевой эквивалентности, радиальное распределение на функцию РММ, записываем выражение для искомого оператора  $H_A$  преобразования РММ в соединении волокон с полным физическим контактом торцов:

$$p_2(R) = H_A(p_1(R)) = \frac{2}{\pi \cdot a_2^2 R^{4/\alpha_2}} \int_0^\pi d\Psi_2 \int_0^{a_2 R^{2/\alpha_2}} p_1(R'(r_2, \Psi_2)) r_2 dr_2, \quad (2.22)$$

где модовый параметр во втором волокне  $R'$  задается выражением (2.21).

Поясним физический смысл построения оператора. Аргумент  $R'$  функции РММ под интегралом имеет смысл параметра модовой группы волокна 1, излучение которой преобразуется в модовую группу с параметром  $R$  волокна 2 в данной точке сечения стыка. Мощность модовой группы с параметром  $R$  во втором световоде формируется из излучений разных модовых групп первого световода. Интеграл берется по области торца второго волокна, пересекающейся с сердцевинной первого волокна. Структура интеграла и его пределы обеспечивают «сбор» вкладов от всех модовых групп волокна 1 в модовую группу  $R$  волокна 2 с учетом РММ первого волокна  $p_1(R')$ .

Полученный оператор  $H_A$  справедлив для произвольного ППП каждого волокна и учитывает различные типы неоднородностей, без ограничений на величину рассогласований. При этом оператор работает с любыми видами входной функции РММ. Использование данного оператора преобразования РММ позволяет рассчитать изменения РММ, мощности и распределения интенсивности после прохождения одного или нескольких стыков волокон с рассогласованиями. В случае рассмотрения отдельных видов локальных

неоднородностей можно записать частные случаи оператора преобразования  $H_A$ , применение которых может дополнительно упростить решение задач с помощью операторного анализа.

## 2.6. Изменение РММ при модовой фильтрации

Еще одним фактором, изменяющим РММ излучения, является пространственная фильтрация излучения (отличающееся ослабление мод) в выходном сечении световода в составе многомодового волоконного тракта. Кратко процесс модовой фильтрации можно описать следующим образом. Некоторая часть мод излучения (или их мощности) может теряться при выходе из световода (излучаться в окружающую среду), если световод не согласован с приемником излучения или следующим волокном в составе тракта. Также, если излучение переходит в волокно с отличающимися параметрами, для некоторой части мод, перешедших во второе волокно, могут не выполняться условия волноводности. Такие моды перестанут быть распространяющимися и излучаться из второго волокна. Иллюстрация процесса модовой фильтрации в стыке волокон приведена на Рис.2.12, где выходная функция РММ с учетом фильтрации обозначена  $\tilde{p}_1^{out}(R)$ .

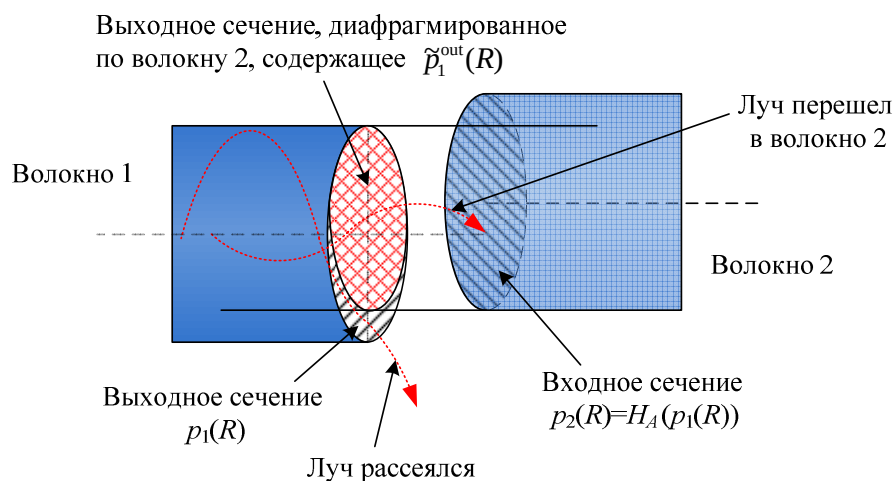


Рис.2.12. Упрощенная иллюстрация процесса модовой фильтрации в несогласованном стыке волокон: диафрагмирование выходного сечения.

Стоит отметить, что на Рис.2.12 проиллюстрирован только эффект диафрагмирования площади выходного сечения за счет рассогласования в стыке волокон, тогда как рассматриваемая фильтрация может быть сложнее. А именно, в стыке волокон с разными параметрами дополнительно из рассмотрения будет выходить часть лучей, которые перешли во второе волокно, но не стали распространяющимися в нем (излучились из второго волокна). Модовая фильтрация может происходить как в местах резких локальных неоднородностей в тракте (на стыке волокон с рассогласованием), так и на выходе из тракта, если приемник излучения не согласуется с выходным волокном (например, имеет меньшую апертуру) и этот эффект необходимо учитывать в расчетах итоговых функций РММ в сложном многомодовом волоконном тракте.

Для описания пространственной фильтрации излучения был разработан оператор модовой фильтрации  $H_{MT}$  (от английского «mode transmission»), который позволяет скорректировать функцию РММ, с учетом параметров рассогласования на выходе конкретного световода. Вывод оператора  $H_{MT}$  основан на тех же принципах, что и получение оператора  $H_A$  преобразования РММ на локальных неоднородностях в п.2.5. Рассмотрим соединение волокон с рассогласованием (Рис.2.11), с учетом выражений (2.16) и (2.17).

Выражение (2.16) можно представить в следующем виде

$$n_1^2(R) = n_{C1}^2 \left( 1 - 2\Delta_1 \left( \frac{r_1}{a_1} \right)^{\alpha_1} \right), \quad n_2^2(R) = n_{C2}^2 \left( 1 - 2\Delta_2 \left( \frac{r_2}{a_2} \right)^{\alpha_2} \right), \quad (2.23)$$

где индексы 1 и 2 обозначают первое и второе волокно, соответственно.

Согласно Рис.2.11, радиальная координата  $r_2$  точки в сечении второго волокна может быть найдена из соответствующих координат точки в сечении первого волокна согласно следующему выражению

$$r_2^2 = r_1^2 + u^2 - 2r_1 u \cos \Psi. \quad (2.24)$$

Выражение для континуального параметра в каждом из рассматриваемых сечений можно записать следующим образом

$$n_1^2(r) \cos^2 \theta = n_{C1}^2 - 2\Delta_1 n_{C1}^2 R_1^2, \quad n_2^2(r_2) \cos^2 \theta_2 = n_{C2}^2 - 2\Delta_2 n_{C2}^2 R_2^2, \quad (2.25)$$

где  $\theta$  и  $\theta_2$  – угол падения (в первом волокне) и отражения (во втором волокне) луча, проходящего через рассматриваемую точку в соединении, по отношению к оптической оси волокна.

Как отмечалось в п.2.5, в рассматриваемом соединении волокон выполняется закон Снеллиуса, записанный в (2.17). Таким образом, можно получить выражение для модового параметра во втором волокне

$$R_2^2 = \frac{n_{C2}^2 - n_2^2(r_2) + n_1^2(r_1) - n_{C1}^2 + 2\Delta_1 n_{C1}^2 R_1^2}{2\Delta_2 n_{C2}^2}. \quad (2.26)$$

Для того чтобы вся модовая группа, распространяющаяся в первом волокне, преобразовалась в сечении стыка в модовую группу, удовлетворяющую условиям волноводности (распространяющуюся) во втором волокне, должно выполняться условие  $R_2 \leq 1$ . Поэтому, каждая модовая группа в первом волокне может быть ассоциирована с условной функцией  $\chi(r, \psi, u, R)$ , задаваемой с помощью функции Хевисайда

$$\chi(r, \psi, u, R) = \Theta(1 - R_2(r, \psi, u, R)), \quad (2.27)$$

которая будет равна 1, если модовая группа с параметром  $R_2$  будет распространяющейся во втором волокне и 0, в противном случае.

В итоге, функцию РММ, соответствующую модам, которые будут распространяющимися во втором волокне после модовой фильтрации на выходе первого световода, можно выразить следующим образом

$$\tilde{p}(R) = H_{MT}(p(R)) = p(R) \cdot \frac{1}{\pi a_1^2 R^{4/\alpha_1}} \int_0^{a_1 R^{2/\alpha_1}} r \int_0^{2\pi} \chi(r, \psi, u, R) d\psi dr, \quad (2.28)$$

введя оператор модовой фильтрации  $H_{MT}$ .

Условная функция  $\chi(r, \psi, u, R)$  для волокон со степенным  $\alpha$ -профилем показателя преломления выражается как

$$\chi(r, \psi, u, R) = \begin{cases} 1, & \text{если } \left( \frac{r^2}{a_2^2} + u^2 - 2 \frac{ru}{a_2} \cos(\psi) \right)^{\frac{\alpha_2}{2}} + \frac{\Delta_1}{\Delta_2} \frac{n_1^2}{n_2^2} \left( R^2 - \left( \frac{r}{a_1} \right)^{\alpha_1} \right) < 1; \\ 0, & \text{в остальных случаях.} \end{cases} \quad (2.29)$$

Следует отметить, что, как и в случае оператора модозависимых потерь, оператор  $H_{MT}$  сводится к домножению РММ на некоторую функцию от  $R$  (множитель в (2.28) после  $p(R)$ ), которая не зависит от РММ, а полностью определяется рассогласованием параметров стыкуемых световодов.

Оператор  $H_{MT}$  можно конкретизировать для рассмотрения случая преобразования мощностей мод в процессе регистрации излучения световода фотоприемником (ФП), диафрагмирующим излучение (например, если чувствительная площадка приемника меньше, чем сечение сердцевины волокна). В простейшем и, в то же время наиболее актуальном, случае логично полагать, что ФП имеет фиксированный по круглой чувствительной площадке ППП и регистрирует лучи (излучение) пришедшие на чувствительную площадку под любым углом. Формально существует возможность полного внутреннего отражения от границы чувствительной площадки ФП, но такая возможность рассматриваться не будем, поскольку реальные значения показателя преломления световода обычно меньше, чем у фоточувствительной площадки, и даже если это не так, углы выхода лучей из световода незначительны (для реальных волокон, как правило, не превышают  $20^\circ$ ).

Таким образом, условная функция в этом случае фактически должна фиксировать попадание точки с координатами  $\{r; \psi\}$  (в системе отсчета на торце световода) в фоточувствительную площадку диаметром  $a_2$  и

смещенную на  $u \cdot a_2$ . Нетрудно видеть, что указанное обстоятельство соответствует следующему виду условной функции

$$\chi(r, \psi, u, R) = \begin{cases} 0, & \text{если } \left( \frac{r^2}{a_2^2} + u^2 - 2 \frac{ru}{a_2} \cos(\psi) \right) > 1; \\ 1, & \text{в остальных случаях.} \end{cases} \quad (2.30)$$

Формально выражение (2.30) можно получить из (2.29) с учетом того, что  $\alpha_2 \rightarrow \infty$  (фиксированный ППП на чувствительной площадке аналогичен ступенчатому волокну), а «захват» излучения с любым углом падения соответствует неограниченному значению  $\Delta_2$ . Как уже отмечалось, для реальных значений  $n$  волокна и ФП, а так же величин выходной расходимости излучения ВС можно формально полагать  $\Delta_2 \rightarrow \infty$ .

С учетом этого второе слагаемое в (2.29) устремляется к нулю и может быть отброшено за счет неограниченного значения  $\Delta_2$  (при любом угле падения и, соответственно, преломления луч будет «захвачен»), а первое слагаемое (за счет бесконечного  $\alpha_2$ ) преобразуется к виду (2.30).

Возможны и более сложные случаи, когда ФП имеет не круглую чувствительную площадку, угловую чувствительность, входную линзу и т.п. В таких ситуациях необходим дополнительный анализ характера условной функции оператора  $H_{MT}$  для конкретных характеристик ФП и его стыковки с волокном. Но в большинстве практических случаев (2.30) будет достаточно корректно учитывать фильтрацию мод фотопремником.

## 2.7. Проблема корректной постановки вычислительной задачи

Для проведения расчетов, моделирующих преобразование РММ на локальных волоконных неоднородностях, необходимо решить проблему постановки начальных условий. А именно, надо задать входную функцию РММ, возбуждаемого источником оптического излучения (который может обладать разными характеристиками) в волокне.

Как отмечалось выше, параметры волокна и источника целесообразно задавать максимально близко к реально существующим образцам, например, на основе данных от компаний-производителей. Однако на практике, получение точных данных о профильной функции конкретного образца волокна, характеристике дифференциальных модовых потерь, точного РММ и т.п. параметров требует, вообще говоря, большого количества сложных и трудоемких дополнительных измерений. Ниже в справочной Таблице 2.4 приводятся наименования волокон и доступные для них от производителей параметры, которые, по меньшей мере, частично, использовались в расчетах данной работы. В таблице приведены параметры наиболее распространенных световодов, при этом описанные здесь волокна производства фирмы «Corning» далее использовались в лабораторных измерениях.

Таблица 2.4. Основные параметры известных многомодовых волокон.

| Параметр                                       | ед. изм.   | Corning 50/125           | Corning 62.5/125         | Corning InfiniCor SX+    | OFS 50/125               | OFS 100/140              |
|------------------------------------------------|------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|
| $d$ сердцевины                                 | мкм        | $50 \pm 3$               | $62.5 \pm 3$             | $50 \pm 3$               | $50 \pm 2.5$             | $100 \pm 4$              |
| $d$ оболочки                                   | мкм        | $125 \pm 2$              | $125 \pm 2$              | $125 \pm 2$              | $125 \pm 1$              | $140 \pm 3$              |
| Погрешность концентричности сердцевины         | мкм        | $\leq 3$                 | $\leq 3$                 | $\leq 3$                 | $\leq 1.5$               | $\leq 3$                 |
| $d$ покрытия                                   | –          | $245 \pm 5$              | $245 \pm 5$              | $245 \pm 5$              | $245 \pm 10$             | $245 \pm 10$             |
| Диапазон длин волн                             | нм         | 850<br>1300              | 850<br>1300              | 850<br>1300              | 850<br>1300              | 850<br>1300              |
| Числовая апертура                              |            | $0.200 \pm 0.015$        | $0.200 \pm 0.015$        | $0.200 \pm 0.015$        | $0.200 \pm 0.015$        | $0.200 \pm 0.015$        |
| Затухание: 850 нм<br>1300 нм                   | дБ/км      | $\leq 2.5$<br>$\leq 0.8$ | $\leq 3.0$<br>$\leq 0.7$ | $\leq 2.5$<br>$\leq 0.8$ | $\leq 2.5$<br>$\leq 0.7$ | $\leq 4.0$<br>$\leq 1.5$ |
| Нулевая дисперсия                              | нм         | 1300...1320              | 1332...1354              | 1300...1320              | 1297...1316              | 1332...1358              |
| Широкополосность (для светодиодов) 850/1300 нм | МГц*<br>км | 400/400                  | 200/500                  | 1500/500                 | 400/400                  | 100/100                  |
| Эффективный групповой $n$ , 850 нм<br>1300 нм  | –          | 1.490<br>1.486           | 1.496<br>1.491           | 1.490<br>1.386           | 1.483<br>1.479           | 1.497<br>1.492           |
| Рабочая температура                            | °C         | –60...+85                | –60...+85                | –60...+85                | –60...+85                | –60...+85                |

Однако параметров таблицы 2.4 недостаточно для моделирующих вычислений. Для проведения расчетов по разработанным методикам, результаты которых были бы применимы к реальным волоконным системам,



необходимо также смоделировать входное РММ, возбуждаемое в конкретном волокне определенным источником излучения.

При решении задачи определения входной функции РММ возникает проблема учета точных параметров волокна, которые не приводятся производителем, и условий его возбуждения. А именно, при расчетах необходимо использовать точные параметры профильной функции (показатель степенного профиля  $\alpha$ , либо его эквивалентное значение, а также относительный показатель преломления  $\Delta$  и параметр профильной дисперсии  $\delta$  [23]), которые в общем случае зависят от состава легирующих примесей и от рабочей длины волны  $\lambda$  (наиболее существенно от  $\lambda$  зависит  $\delta$ ) [6,23]. Производители, как правило, не указывают точные значения подобных параметров. Для определения параметра профильной дисперсии  $\delta$  был проведен анализ литературы [95-97]. В результате были найдены экспериментально полученные зависимости смещения ППП от идеального значения (2.0) для различных ВС, в зависимости от рабочей длины волны. Эти данные использовались в расчетах, указанная зависимость для наиболее распространенных ВС  $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$  приведена на Рис. 2.13 [97].

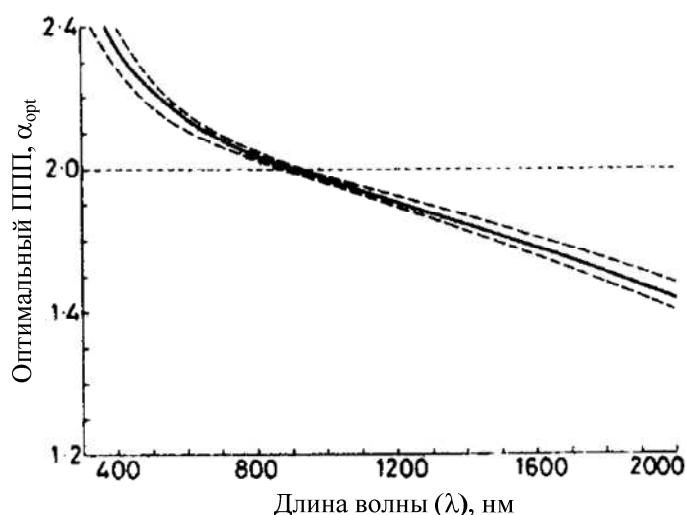


Рис.2.13. Экспериментальная зависимость оптимального ППП от рабочей длины волны для световодов  $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ .

Для протяженных трактов важно так же учитывать эффект дифференциальных модовых потерь, который также будет учитываться на основе данных, представленных в литературе [94,95]. Стоит отметить, что использование представленных в литературе параметров вносит некоторую погрешность в результаты, которую надо будет учитывать при их анализе.

Рассмотрим далее проблему определения входной функции РММ. В контексте работы корректное определение входного распределения является критически важным для интерпретации результатов вычислений. Строго говоря, при задании начальных условий для РММ, необходимо определить модовое распределение мощности, которое создает определенный оптический источник излучения (с известными параметрами) в данном волокне (с известными параметрами). Тогда параметры расчетов будут близки к реально существующим системам, а значит – соответствовать экспериментальным измерениям.

Известные от производителя параметры волокон, источников и реальных условий возбуждения будут применяться в работе для расчетов, проводимых для сравнения с результатами экспериментальных измерений.

Однако при теоретическом анализе, критерии выбора начальных условий расчета не ограничиваются только максимальной физической достоверностью. Например, для полноты исследования характеристик процесса преобразования РММ излучения в месте соединения двух ММ волокон, необходимо, в качестве входного РММ, задавать целый набор модельных РММ, которые содержали бы все возможные типы распределений и, кроме того, наглядно демонстрировали характеристики исследуемого процесса.

С точки зрения получения максимально эффективных результатов теоретических расчетов, необходимо поставить дополнительные условия для выбора входных РММ (кроме упомянутой выше реалистичности). Входные распределения они должны обеспечивать результаты расчетов, обладающие

наглядностью и полнотой. Под наглядностью имеется в виду, что выбранные входные РММ должны хорошо иллюстрировать рассматриваемые процессы (например, отражать изменения модового состава на неоднородностях). Поскольку понятно, что можно «неудачно» подобрать вид входного РММ (например, наблюдатель не заметит «на глаз» эффект «уширения» равномерно заполненного входного РММ). Относительно полноты, подразумевается, что в расчетах необходимо задавать такой набор входных РММ, который покрывал бы все возможные варианты модового распределения мощности излучения на входе системы.

Для характеристики отличий РММ друг от друга существуют общепринятые методы, описанные в п.1.7 и 1.8 Главы 1. Наиболее распространенным и удобным в применении является «метод CPR», в котором РММ делится на категории по степени заполнения модового состава, что характеризуется параметром CPR [75]. Более подробно техника измерения CPR описывается в п.1.8.

Стоит отметить, что приводить в работе результаты расчетов для, например, 10 разных входных распределений мощности невозможно и нецелесообразно – это сделает работу нечитаемой, и полученные зависимости для близких по заполнению модового составу распределений будут похожи. Поэтому в начале теоретических исследований были проведены дополнительные изыскания с целью формирования ключевых входных распределений, наилучшим образом подходящих для расчетов.

Учитывая вышеприведенные соображения и классификацию модовых распределений, были разработаны три модельных типа входных РММ, которые, с одной стороны, близки к распределениям, создаваемым известными источниками, а с другой стороны, максимально отвечают задачам наглядности и полноты результатов вычислений. Более конкретно, далее в качестве входных данных для расчетов будут использоваться:

(1) PMM №1: равномерное распределение (широкое/полное заполнение модового состава – категория №1 по CPR);

(2) PMM №2: ограниченное распределение со средним заполнением модового состава (CPR категория №3); и

(3) PMM №3: узкое распределение (моделирующее узкое лазерное возбуждение - CPR категория №5).

Соответствующие зависимости PMM приведены на Рис.2.14. Необходимо отметить, что выбранные PMM получены в результате множества модельных расчетов, как наиболее удовлетворяющие приведенным выше условиям. Указанные PMM содержат распределения, близкие к граничным случаям (близкое к одномодовому возбуждению, PMM №3, и равномерное возбуждение всех распространяющихся мод, PMM №1), поэтому могут использоваться для характеристики всех типов возбуждения, что было подтверждено в расчетах. Дополнительно, на Рис.2.14 отмечены граничные величины  $R_0$  и  $R_1$  для PMM №2 и PMM №3, соответственно, после которых (для модовых групп с  $R > R_{0,1}$ )  $p(R)=0$ . Далее, при проведении теоретических расчетов, связанных с изменением PMM, будут использоваться указанные три входных распределения.

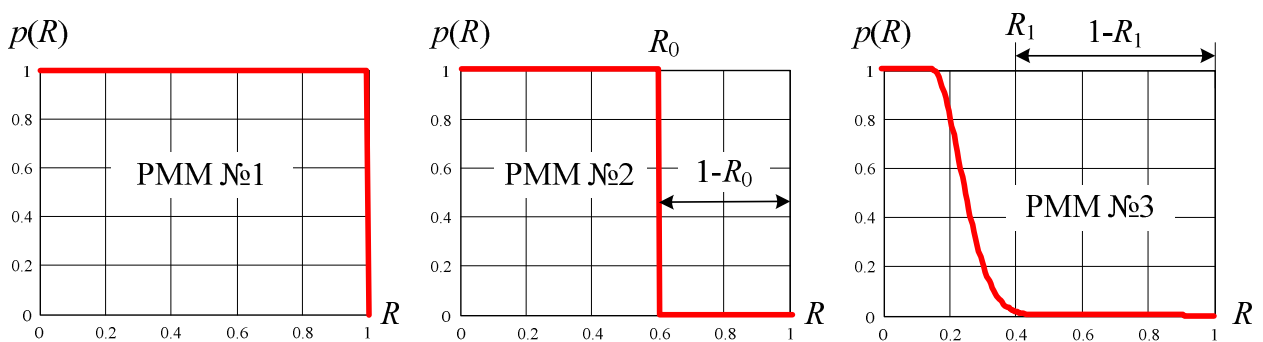


Рис.2.14 Модельные PMM, используемые в расчетах: №1 – равномерное возбуждение всех распространяющихся мод; №2 – среднее заполнение модового состава; и №3 – узкое PMM, близкое к одномодовому режиму.

Косвенное определение параметров волоконного тракта, не известных напрямую из информации производителя волокна, уже упоминавшееся выше, можно кратко пояснить на примере. Для используемого при измерениях многомодового волокна фирмы Corning InfiniCor 50/125 известно, что оно было оптимизировано по полосе пропускания на длину волны 850 нм, для которой указаны: погонная полоса пропускания 1700 МГц·км и потери имели величину 2 дБ/км. Значение числовой апертуры составляет  $NA=0.196$ , что соответствует параметру  $\Delta = 0.0086$ . В работах [94-97] показано, что для световодов такого типа с сердцевиной из  $SiO_2-GeO_2$  и оболочкой из чистого кварца параметр  $\delta$  слабо зависит от концентрации примеси и имеет характерную зависимость от длины волны, которая задает оптимальный показатель  $\alpha_{opt}(\lambda)$ , приведенную на Рис.2.13. В соответствие с указанными данными волокна и зависимостью  $\alpha_{opt}(\lambda)$ , можно оценить, что для  $\lambda=850$  нм параметр профильной дисперсии равен  $\delta=0.0175$ , и для  $\lambda=1060$  нм (еще одна рабочая длина волны в измерениях)  $\delta=-0.0075$ . В приближении т.н. линейной дисперсии параметр  $\alpha$  полагался независимым от длины волны [7] и был выбран приблизительно равным 2.0.

## **2.8. Расчеты преобразования РММ в локальных неоднородностях**

Задачей этого параграфа работы стало проведение моделирующих расчетов преобразования РММ излучения на локальных волоконных неоднородностях с помощью оператора, представленного в п.2.4. Вычисления проводились в математическом пакете «MathCAD», рассчитывалось влияние различных видов локальных неоднородностей на РММ оптического излучения с различными входными модовыми распределениями мощности. Расчеты проводились для трех характерных функций входного РММ (обоснованных в п.2.5) отдельно для различных видов резких локальных неоднородностей, чтобы выделить их влияние.

### 2.8.1. Разница диаметров

Локальная неоднородность при соединении волокон с различным радиусом сердцевины схематически изображена на Рис.2.15.

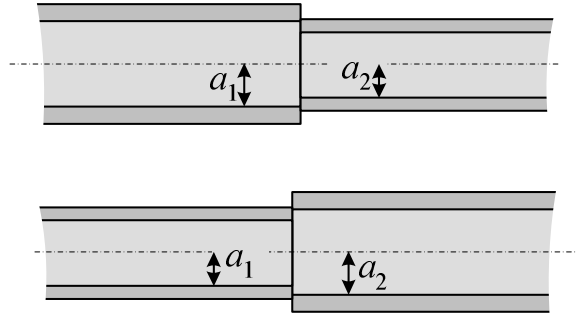


Рис.2.15. Соединение волокон с разными радиусами сердцевины.

Пусть  $p_1(R)$  – распределение мощности по модам в первом (входном) волноводе,  $p_2(R)$  – во втором (после неоднородности). Распределение  $p_2(R)$  можно найти в результате применения оператора преобразования РММ на локальных неоднородностях, однако общий оператор в данном конкретном случае может быть сведен к упрощенному частному виду.

При условии отсутствия любых других типов неоднородностей, кроме рассогласования диаметров сердцевины соединяемых волокон (т.е. при условии:  $u = 0$ ,  $\Delta_1 = \Delta_2$ ) со степенным  $\alpha$ -профилем, выражение (2.22), с учетом (2.21a), упрощается до следующего вида

$$p_2(R) = H_a(p_1(R)) = \frac{2}{R^\alpha} \int_0^{R^\alpha} p_1(R') \cdot r_2 dr_2, \quad (2.23)$$

$$R'^2 = R^2 - r_2^\alpha + \left( r_2 \frac{a_2}{a_1} \right)^\alpha. \quad (2.23a)$$

Примеры вычислений по формуле (2.23) для случаев волокна с квадратичным ( $\alpha = 2$ ) и ступенчатым (близким к ступенчатому, с параметром

$\alpha = 100$ ) профилем показателя преломления, приведены на рисунках 2.16 и 2.17, соответственно.

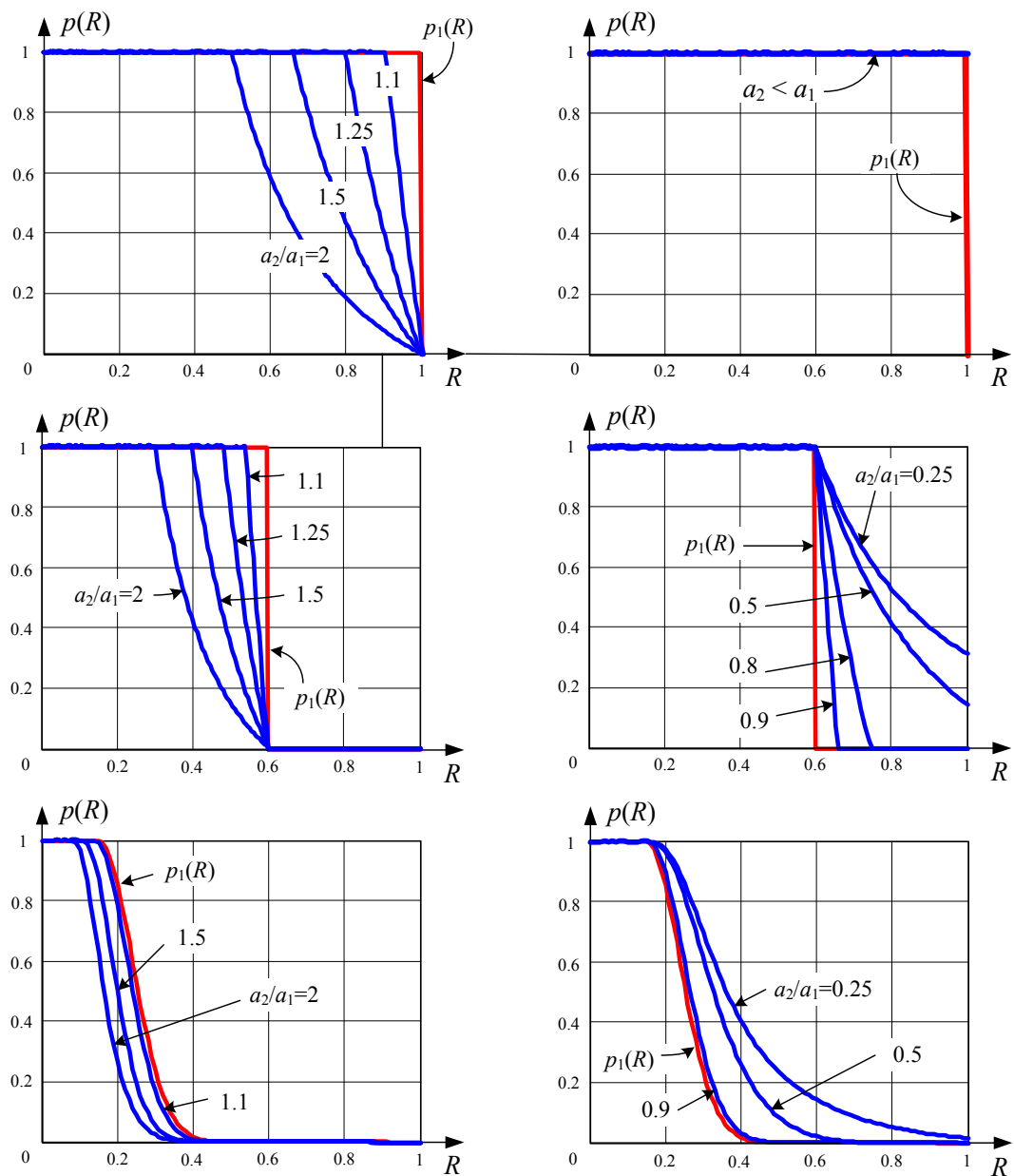


Рис. 2.16. Распределение мощности по модам  $p_2(R)$  после неоднородности радиусов  $a_2/a_1$  (слева –  $(a_2/a_1) > 1$ , справа –  $(a_2/a_1) < 1$ ) при различных входных распределениях мощности по модам ( $p_1(R)$ ) для волокна  $\alpha = 2$ .

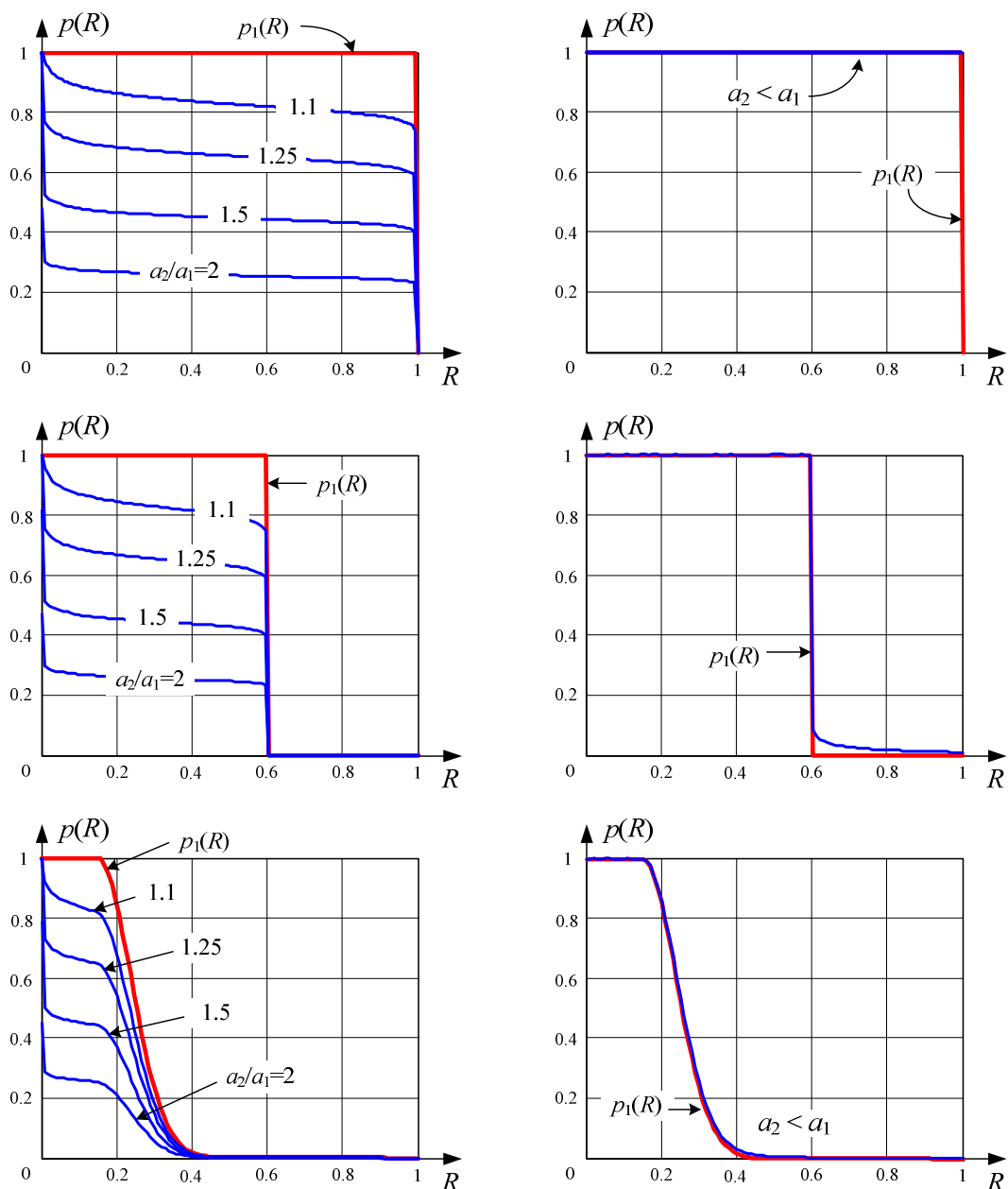


Рис. 2.17.  $p_2(R)$  после прохождения неоднородности с рассогласованием радиусов  $a_2/a_1$  (слева –  $(a_2/a_1) > 1$ , справа –  $(a_2/a_1) < 1$ ) при различных входных РММ ( $p_1(R)$ ) и близким к ступенчатому профилю волокна  $\alpha = 100$ .

Проведем анализ влияния локальной неоднородности данного вида на РММ проходящего излучения на основе приведенных результатов расчета. При переходе излучения из «толстого» в «тонкое» волокно (т.е. при условии  $(a_2/a_1) < 1$ ), неоднородность «расширяет» РММ излучения, что согласуется с опытными данными и физическим смыслом.



В случае перехода оптического излучения из волокна с большим радиусом, в волокно с меньшим радиусом ( $(a_2/a_1) > 1$ ) РММ, наоборот, «урезается». При этом в соединении световодов со ступенчатой профильной функцией РММ в обоих случаях стремиться сохранить свою форму.

### 2.8.2. Разница числовых апертур/показателей преломления

Частный случай оператора преобразования РММ на локальной неоднородности, содержащей *только* рассогласование числовых апертур (относительный показатель преломления) соединяемых волокон с  $\alpha$ -профилем, получается из выражения (2.22) при условии  $u = 0$  и  $a_1 = a_2$

$$p_2(R) = H_{\Delta}(p_1(R)) = \frac{2}{\pi R^{\frac{4}{\alpha}}} \int_0^{\frac{2}{R^{\alpha}}} p_1(R') r_2 dr_2, \quad (2.24)$$

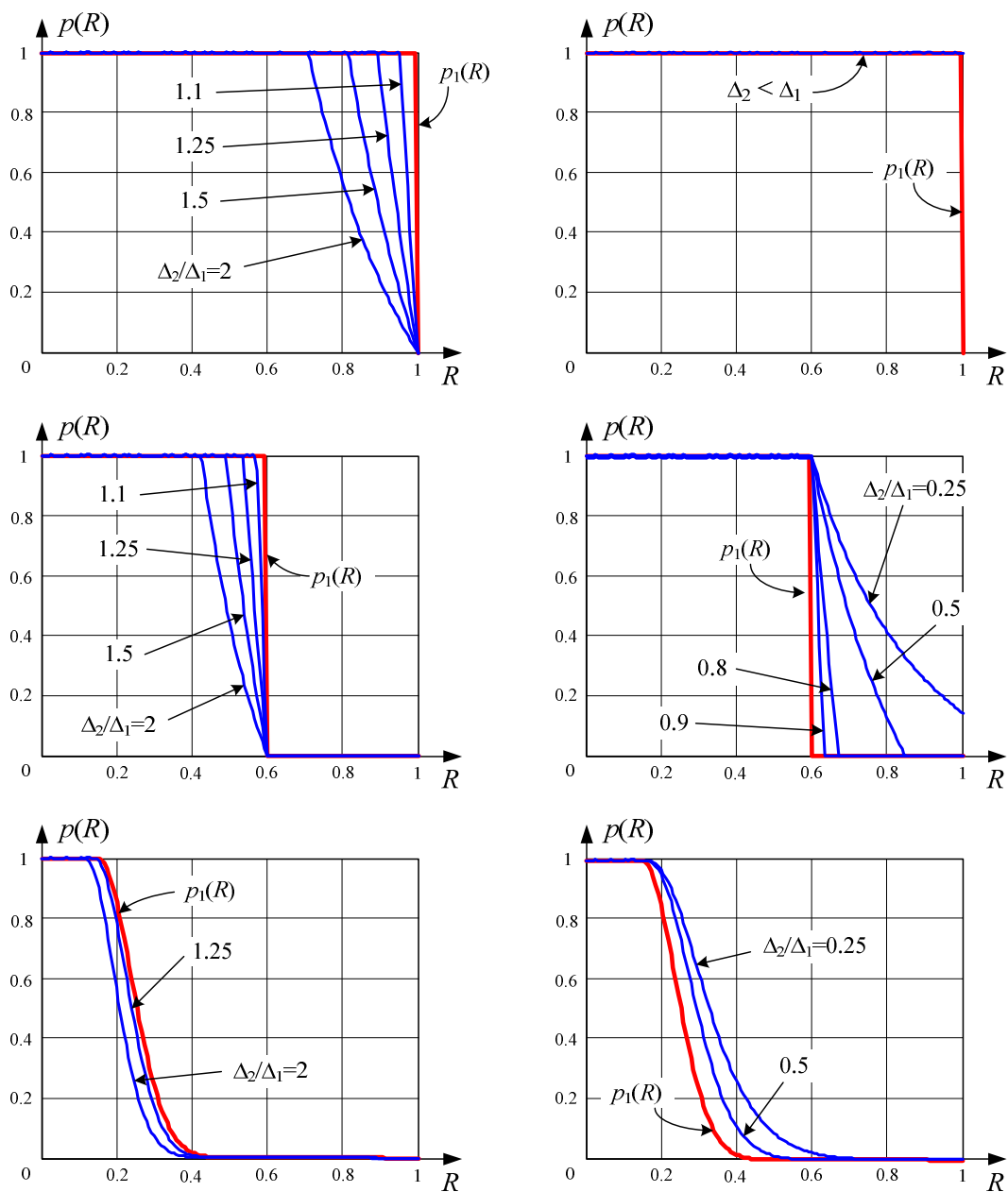


Рис.2.19. Распределение  $p_2(R)$  при рассогласовании числовой апертуры ( $\Delta_2/\Delta_1$ ). Слева –  $\Delta_2/\Delta_1 > 1$ , справа –  $(\Delta_2/\Delta_1) < 1$ . Различные входные распределения  $p_1(R)$ . Параболический профиль  $\alpha = 2$ .

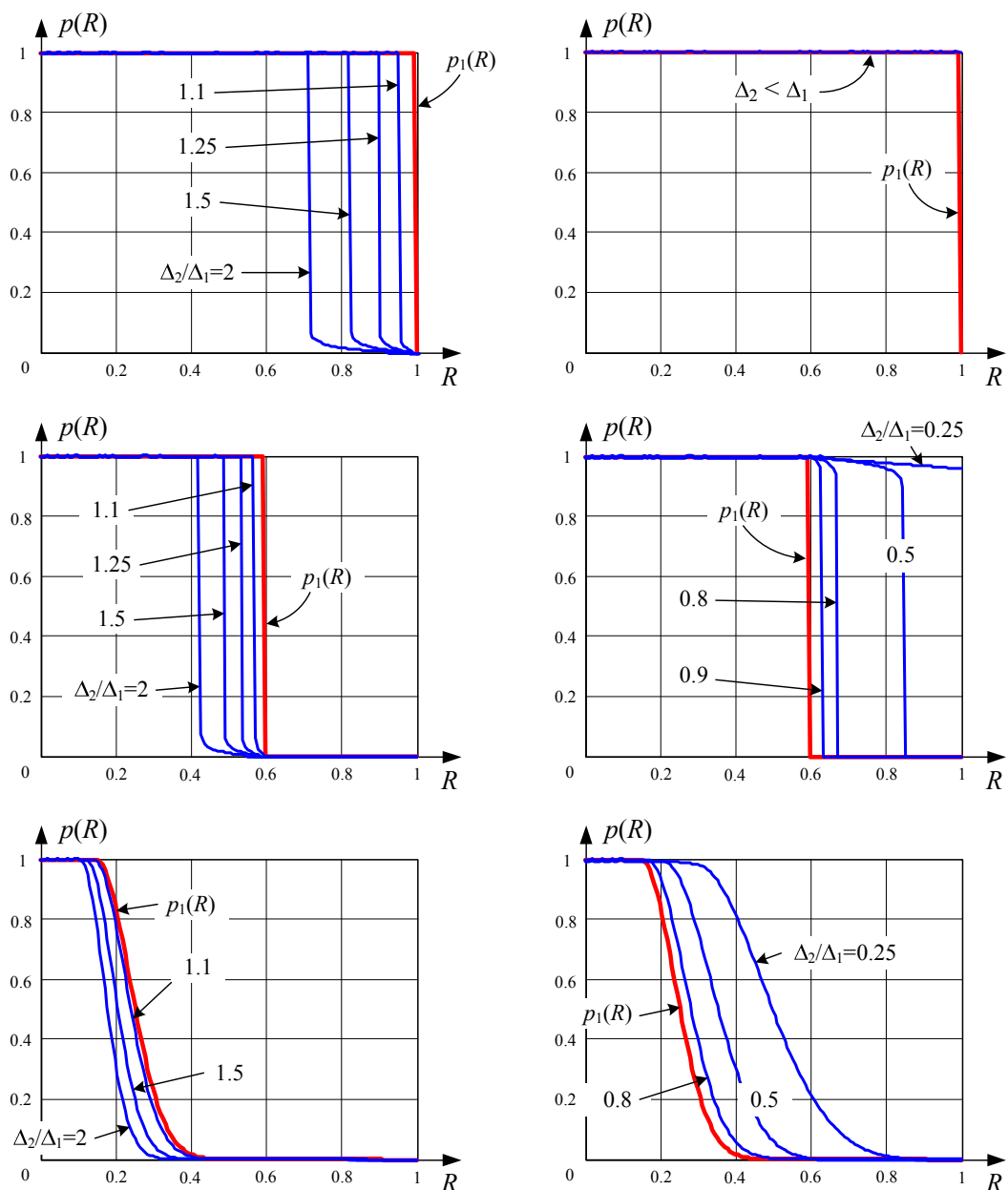


Рис. 2.20. Распределение  $p_2(R)$  при рассогласовании числовой апертуры ( $\Delta_2/\Delta_1$ ). Слева –  $\Delta_2/\Delta_1 > 1$ , справа –  $\Delta_2/\Delta_1 < 1$ . Различные входные распределения  $p_1(R)$ . Профиль близок к ступенчатому  $\alpha = 100$ .

Характер влияния локальной неоднородности, являющейся стыком волокон с разными числовыми апертурами, на РММ проходящего излучения сходен со случаем соединения волокон разного диаметра. Соединение, в котором излучения переходит из волокна с большей числовой апертурой к волокну с меньшей числовой апертурой, «расширяет» РММ, в обратном

порядке – «урезает». Стоит отметить случай  $\Delta_2/\Delta_1 = 0.25$  для входного РММ со средней степенью заполнения модового состава (средний правый график на Рис.2.20) – в результате прохождения стыка РММ расширяется настолько, что часть мод обрывается.

### 2.8.3. Различие профильных функций волокна

Рассмотрим случай локальной неоднородности, содержащей *только* рассогласование профильных функций показателя преломления соединяемых волокон. Без потери общности, разница профильных функций в работе будет рассматриваться как разница показателей степенных профильных функций. Такую неоднородность можно схематично изобразить аналогично Рис.2.18, подразумевая под числовыми апертурами показатели степени профильной функции.

В этом случае оператор  $H_A(p_1(R))$ , заданный выражениями (2.22) и (2.21a), можно записать с учетом условий  $u = 0$ ,  $a_1 = a_2$ ,  $\Delta_2 = \Delta_1$ , как

$$p_2(R) = H_\alpha(p_1(R)) = \frac{2}{\pi R^{\alpha_2}} \int_0^\pi d\Psi_2 \int_0^{R^{\alpha_2}} p_1(R') r_2 dr_2, \quad (2.26)$$

$$R'^2 = R^2 - r_2^{\alpha_2} + r_2^{\alpha_1}. \quad (2.26a)$$

Примеры вычислений, проведенных с помощью оператора (2.26), для трех выбранных входных РММ и волокон «F1» (50/125 мкм) с разными показателями степени профильной функции, представлены на рисунке 2.21. В целом, можно сделать вывод, что характер влияния неоднородности данного типа на РММ проходящего излучения аналогичен рассогласованию числовых апертур или диаметров сердцевин в соединении волокон. Дополнительно стоит отметить, что данный тип неоднородности наименее вероятен на практике – при изготовлении, волокна обычно оптимизируют к «идеальному» профилю с показателем степени  $\alpha = 2$ , и стык волокон с

разными ППП может встретиться только в специализированных системах (или, например, при случайном использовании патчкордов разного типа).

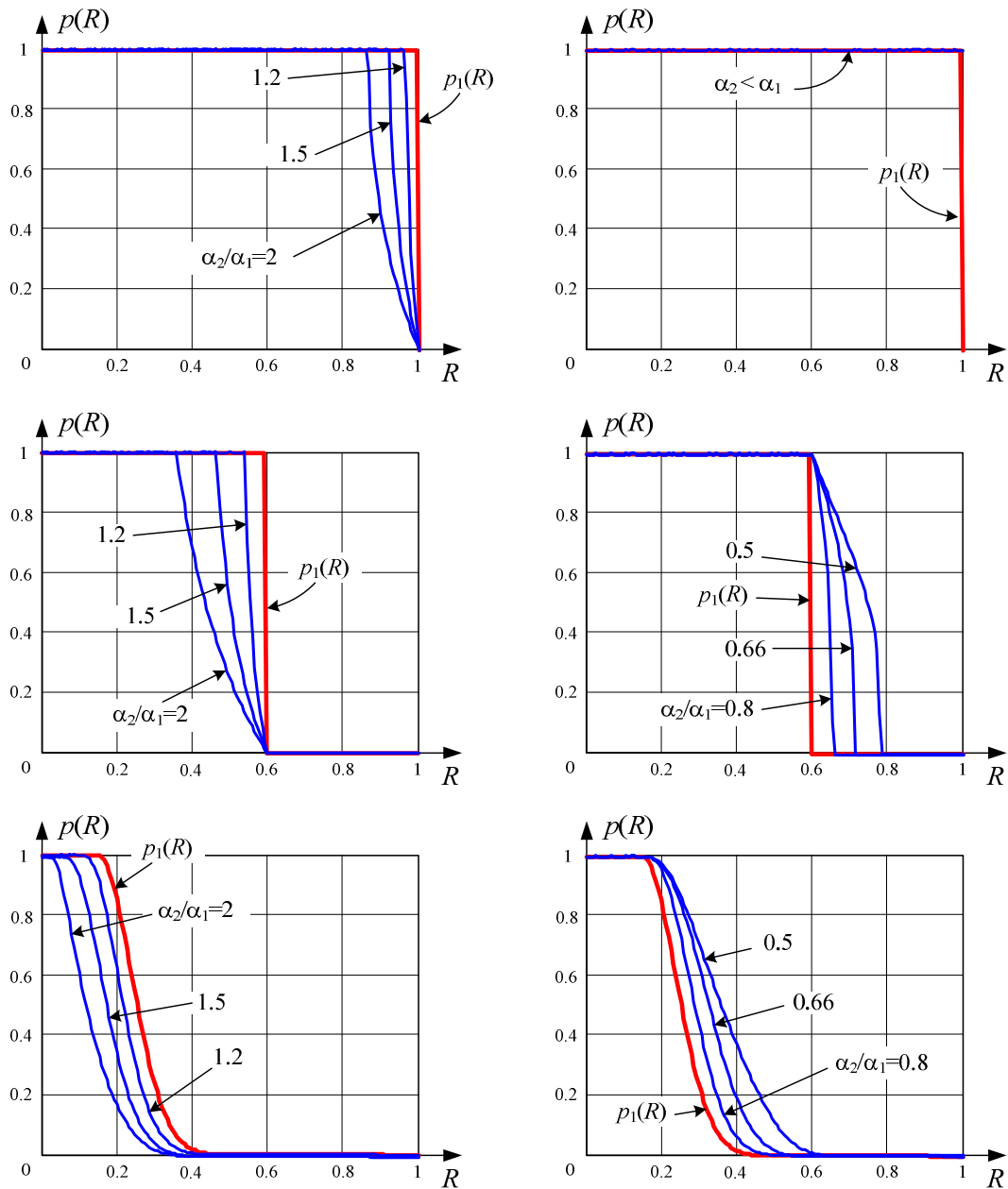


Рис.2.21. Распределение  $p_2(R)$  при рассогласовании показателей степени профильных функций  $(\alpha_2/\alpha_1)$ . Слева –  $\alpha_2/\alpha_1 > 1$ , справа –  $(\alpha_2/\alpha_1) < 1$ . В расчетах используются параметры волокна 50/125 мкм (кроме параметра  $\alpha$ ).

#### 2.8.4. Поперечное осевое рассогласование

Далее, рассмотрим часто возникающий на практике тип локальной неоднородности – соединение одинаковых волокон с поперечным осевым рассогласованием, характеризующимся величиной смещения  $u \neq 0$ , характерное для некачественного разъемного соединения волокон. Такое соединение схематично изображено на рисунке 2.22.

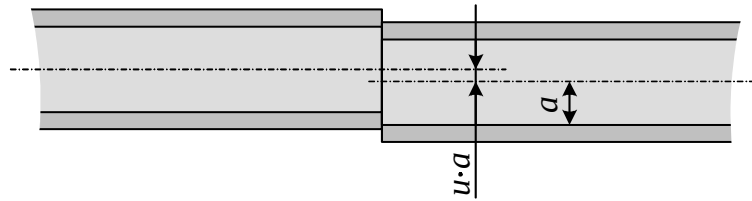


Рис.2.22. Стык волокон с поперечным рассогласованием осей.

Аналогично представленным выше случаям, распределение  $p_2(R)$  можно найти с помощью частного вида оператора преобразования РММ  $H_A(p_1(R))$ , получаемого по формуле (2.22) для степенного ППП, при условии, что  $\Delta_1 = \Delta_2$  и  $a_1 = a_2$ :

$$p_2(R) = H_u(p_1(R)) = \frac{2}{\pi R^{\frac{\alpha}{4}}} \int_0^\pi d\Psi_2 \int_0^{R^{\frac{\alpha}{2}}} p_1(R') r_2 dr_2, \quad (2.27)$$

$$R'^2 = R^2 - r_2^\alpha + \left( r_2^2 + u^2 - 2r_2 u \frac{a_2}{a_1} \cos \Psi_2 \right)^{\frac{\alpha}{2}}. \quad (2.27a)$$

Примеры вычислений, проведенных с помощью оператора (2.27), для трех выбранных входных РММ и соединения одинаковых волокон с  $\alpha=2$  и  $\alpha=20$ , представлены на рисунках 2.23 и 2.24, соответственно.

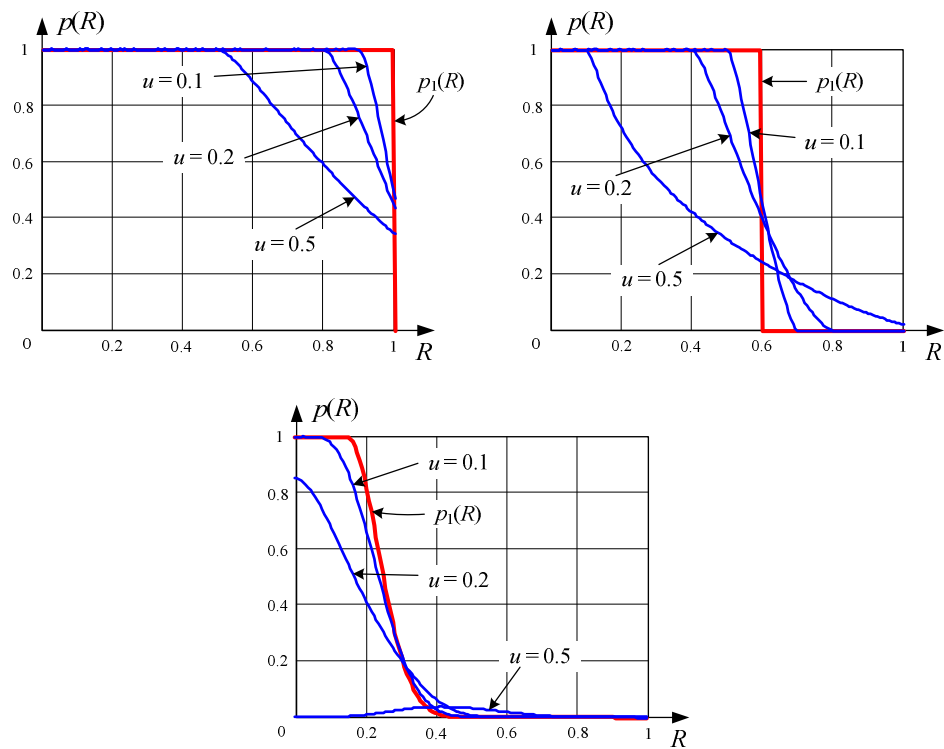


Рис. 2.23. Изменение РММ в стыке с различным поперечным смещением  $u$  осей (входное распределение –  $p_1(R)$ ),  $\alpha = 2$ .

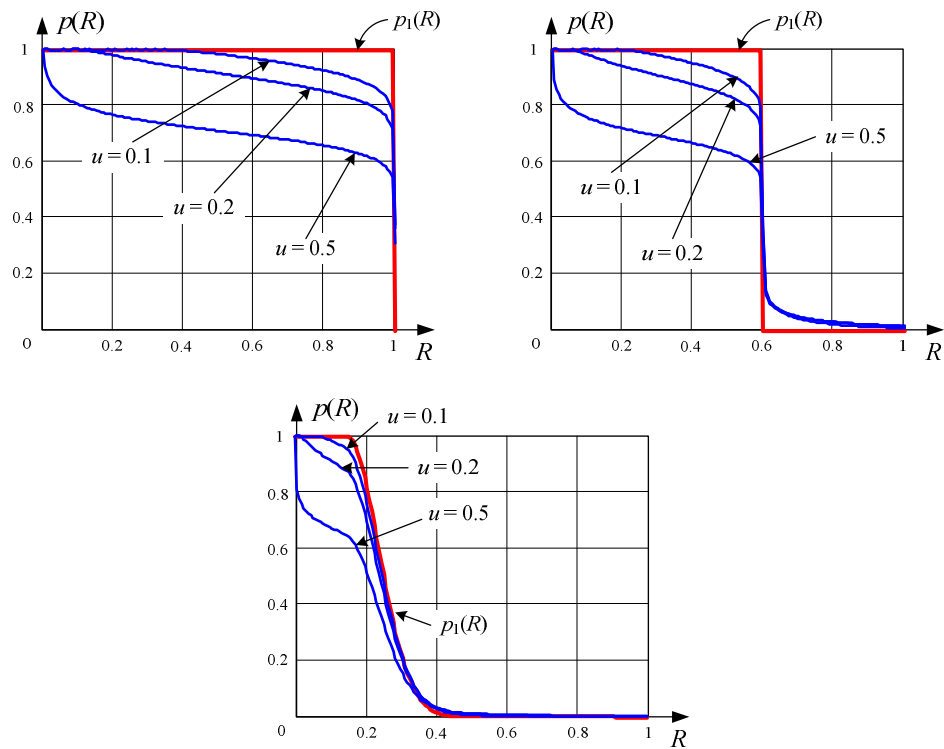


Рис. 2.24. Изменение РММ в стыке с различным поперечным смещением  $u$  осей (входное распределение –  $p_1(R)$ ),  $\alpha = 20$ .

Можно видеть (рисунок 2.21, входное РММ №2, со средним заполнением), что стык волокон с такими параметрами «расширяет» входное РММ, мощность, переносимая низшими модами в волокне до стыка уменьшается, зато в выходном волокне будет возбужден более широкий спектр низших мод. Таким образом, РММ распространяющегося излучения «размывается» после стыка. При этом характер влияния этой локальной неоднородности на модовый состав существенно зависит от параметров волокна и величины осевого рассогласования.

## **2.9. Выводы к Главе 2**

В данной главе представлен вывод и исследование операторного формализма для расчета преобразования распределения мощности по модам, позволяющего характеризовать изменение модовой структуры излучения в волоконных трактах, содержащих различные типы неоднородностей. Здесь приведен общий вид операторов преобразования РММ для учета распределенных (п.2.3) и локальных неоднородностей (п.2.4). А также оператора модовой фильтрации излучения (п.2.5). Кроме этого получены упрощенные формы операторов преобразования для частных случаев, когда волоконный тракт содержит неоднородности определенного типа (п.2.6).

Результаты проведенного расчетного моделирования полностью согласуются с физическим характером рассматриваемых процессов преобразования модового состава излучения. Расчеты с операторами преобразования РММ на распределенных неоднородностях, и анализ вклада разных типов распределенных неоднородностей в итоговое изменение модового состава, позволили выделить дифференциальные модовые потери, как определяющий фактор в этом процессе.

Полученный операторный аппарат с одной стороны позволяет анализировать эффекты преобразования РММ, а с другой стороны далее



будет использоваться в качестве базиса для разработки методик расчета параметров сложного многомодового тракта: потерь мощности (глава 3) и коэффициента широкополосности (глава 4). При этом экспериментальная апробация результатов данной главы будет осуществлена за счет измерения указанных параметров многомодовых трактов.

## **Глава 3. Методика расчета потерь мощности в ММ трактах**

### **3.1. Введение**

Одним из важнейших параметров волоконной системы является величина потерь мощности излучения в ней. Это наиболее часто используемая (измеряемая и вычисляемая) характеристика системы, представляющая собой уровень потерь мощности сигнала (обычно в дБ), или же, что аналогично – мощность (интенсивность) детектируемого приемником на выходе системы излучения. Соответственно, потери мощности в системе, вместе с характеристиками источника и приемника излучения, определяют способность волоконно-оптической системы передавать информацию. Можно привести множество практических примеров задач, в которых необходимо вычисление потерь мощности излучения. Такой анализ надо проводить, как на стадии проектирования любой волоконной системы, так и для характеристики работы такой системы в процессе эксплуатации, например, при изменении условий работы, или замене компонентов системы.

На данный момент в расчетах самым распространенным способом учета потерь мощности излучения в ММ волоконно-оптических системах является обеспечение запаса по мощности сигнала: при проектировании учитываются самые «плохие» условия передачи сигнала в системе, и даже для них, компоненты подбираются с некоторым дополнительным запасом мощности излучения. Таким образом, в волоконных системах обычно учитывается только лишь верхняя грубая, и дополнительно завышенная, оценка потерь мощности излучения. Такой подход, хоть и гарантирует работоспособность волоконной системы, вызывает излишние материальные затраты: «по умолчанию» используются более дорогостоящие (обладающие лучшими характеристиками) компоненты.

Кроме того, моделей, учитывающих селективное возбуждение модового состава излучения в волокне при расчете потерь его мощности, и

удовлетворяющих поставленным в настоящей работе условиям простоты использования и универсальности, на данный момент в литературе не представлено (см. анализ литературы, представленный в п.1.7). Поэтому, чаще всего в практических расчетах принимается модель равномерного возбуждения всех распространяющихся мод в волокне (возбуждение волокна светодиодным источником излучения) [5], что опять-таки приводит в верхней оценке потерь мощности распространяющего излучения.

Учитывая кратко описанную выше проблематику, в данной главе были поставлены следующие цели:

разработать формализм расчета потерь мощности излучения в ММ волоконных системах, обеспечивающую возможность учета селективного (произвольного) РММ излучения и его изменения; и

провести теоретический анализ формализма – провести моделирующие расчеты, подтвердить корректность результатов, и исследовать характерные зависимости.

Сформулированные цели решаются на основе разработанного и исследованного в главе 2 формализма вычисления преобразования РММ в многомодовых волоконных трактах, содержащих неоднородности.

Стоит отметить, что представленные в предыдущей главе результаты расчетов РММ трудно подтвердить экспериментально, вследствие технической сложности прямого измерения распределения модовой мощности и его изменения (измерительные приборы, позволяющие производить подобные измерения, являются дорогостоящими и труднодоступными). Тогда как оборудование для измерения мощности излучения, а значит и потерь мощности, широко распространено, используется в лаборатории волоконной оптики СПбГПУ, и обеспечивает достаточную точность результатов. Поэтому, для будущей экспериментальной апробации результатов моделирования, представленных в предыдущей главе, целесообразно проведение проверки результатов

моделирования не изменения РММ, а потерь мощности на волоконных неоднородностях (вследствие такого изменения РММ). Таким образом, развитие операторного метода расчета преобразования РММ для возможности вычисления потерь мощности излучения на волоконных неоднородностях необходимо в настоящей работе не только с точки зрения ценности собственно результатов такого расчета, но и для экспериментальной апробации предшествующих результатов.

Входные данные для экспериментальных расчетов в этой главе задаются согласно п.2.5 (аналогично вычисления преобразования РММ в п.2.6–2.9). В частности, в качестве входных модовых распределений мощности используются РММ №1 (равномерное), РММ №2 (среднее возбуждение) и РММ №3 (узкое).

### **3.2. Методика расчета потерь мощности в ММ волоконном тракте с неоднородностями**

Согласно постановке задачи, базой для расчета потерь мощности является формализм расчета преобразования РММ в ММ волокнах с неоднородностями, т.е. операторная модель преобразования РММ, сформулированный в общем виде в выражении (2.2). Необходимо найти потери общей мощности на некотором участке  $[x_1, x_2]$  ММ волоконного тракта, которая определяется как:

$$L = 10 \lg \frac{P_2}{P_1} \text{ [дБ]}, \quad (3.1)$$

где  $P_1$  и  $P_2$  – мощность излучения на входе (в сечении  $x_1$ ) и выходе (в сечении  $x_2$ ) рассматриваемого участка волокна, соответственно.

В качестве начального условия, как и в расчете преобразования РММ, задается распределение мощности мод на входе в волокно (волоконную

систему)  $p_1(R)$  (распределение, возбуждаемое источником оптического излучения в рассматриваемом волокне).

Общая мощность  $P$  излучения в сечении волокна, где возбуждено РММ  $p(R)$  в общем виде записывается следующим образом

$$P = \int_0^1 m(R) \cdot p(R) dR, \quad (3.2)$$

где модовая плотность  $m(R)$ , в случае степенной профильной функции волокна, вычисляется по формуле

$$m(R) = V^2 \cdot R^{1+4/\alpha}, \quad (3.3)$$

где  $V^2 = 2\Delta \cdot n_c^2 a^2 k^2$ ,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\Delta = \frac{n_c^2 - n_{об}^2}{2n_c^2}$  и  $\alpha$  – показатель профиля

соответствующего волокна (индексы, указывающие на волокно, опущены для простоты). Общее выражение для модовой плотности представлено в (2.??).

Для волокна с  $\alpha$ -профилем, полную мощность  $P$  можно записать в виде

$$P = V^2 \cdot \int_0^1 R^{1+4/\alpha_1} \cdot p(R) dR. \quad (3.4)$$

Мощность излучения в некотором сечении волокна полностью определяется параметрами этого волокна и РММ в данном сечении. Поэтому, чтобы найти потери мощности ММ волоконном тракте, сначала необходимо рассчитать РММ в выходном сечении (аналогично, можно найти потери в некотором участке  $[x_1, x_2]$  волокна, но для удобства здесь и далее в работе первое рассматриваемое сечение будет называться «входным», а второе – «выходным»). На основании введенного в п.2.2 принципа последовательного операторного анализа волоконная система рассматривается по частям, согласно расположению распределенных и локальных волоконных неоднородностей. Для каждого участка разбиения, записывается оператор преобразования РММ, зависящий от неоднородностей в рассматриваемом

участке. Операторы преобразования РММ последовательно применяются к входному распределению для расчета искомого РММ  $p_2(R)$  в выходном сечении волокна, т.е. согласно (2.1) можно записать для общего случая следующую последовательность операторов:

$$p_2(R) = H_{L,N}(H_{A,N-1}[H_{L,N-1}(H_{A,N-2}[\dots(H_{A,1}[H_{L,1}(p_1(R))\dots])])]), \quad (3.5)$$

где операторы  $H_L(p(R))$ , преобразования РММ на распределенных неоднородностях, и  $H_A(p(R))$ , на локальных неоднородностях, задаются выражениями (2.2) и (2.22), соответственно.

Мощность излучения в интересующем сечении волокна  $x_2$ , после прохождения всех участков волоконной системы, и всех неоднородностей, рассчитывается аналогично (3.2) и (3.4):

$$P_2 = V_2^2 \cdot \int_0^1 R^{1+4/\alpha_2} \cdot p_2(R) dR, \quad (3.6)$$

причем функция модовой плотности рассчитывается для рассматриваемого сечения  $x_2$ , т.е. по параметрам «выходного» сечения волоконного тракта. Вообще говоря, модовая плотность во входном (сечении  $x_1$ ) и выходном волокне (сечении  $x_2$ ) системы может быть разной.

Таким образом, потери мощности оптического излучения в произвольном участке ММ волоконного тракта, содержащего распределенные и локальные неоднородности, выражаются следующим образом

$$L = 10 \cdot \lg \frac{P_2}{P_1} = 10 \cdot \lg \frac{V_2^2 \cdot \int_0^1 R^{1+4/\alpha_2} \cdot p_2(R) dR}{V_1^2 \cdot \int_0^1 R^{1+4/\alpha_1} \cdot p_1(R) dR}, \quad (3.7)$$

где РММ  $p_2(R)$  вычисляется последовательным применением операторов согласно (3.5) на основе начальных данных расчета (входного РММ и

параметров всех волокон и волоконных неоднородностей в составе рассматриваемого участка тракта).

### **3.3. Примеры расчетов потерь мощности для важных частных случаев структуры многомодовых трактов с неоднородностями**

Представленная методика расчета потерь на основе операторного вычисления РММ дает возможность находить потери мощности оптического излучения в ММ волоконных трактах любой конфигурации, содержащих все типы неоднородностей, которые описываются с помощью операторной модели вычисления преобразования РММ, предложенной во второй главе – как распределенные, так и локальные неоднородности. Исходя из соображений физического смысла, в случае описания ММ тракта, содержащего только распределенные неоднородности потери мощности будут монотонно увеличиваться с увеличением расстояния распространения, причем вид зависимости потерь от длины будет определяться параметрами волокна и неоднородностей. Задача расчета потерь мощности на протяжении тракта, содержащего только распределенные неоднородности (волоконный тракт без стыков и резких изгибов волокна), часто встречается на практике, и пример такого расчета приводится ниже.

#### **3.3.1. Потери мощности в распределенных неоднородностях**

Согласно результатам анализа действия различных распределенных неоднородностей на РММ распространяющегося излучения (п.2.2), действие дифференциальных модовых потерь существенно превалирует над всеми остальными эффектами. Поэтому здесь, для рассмотрения распределенной неоднородности, приводятся результаты расчета потерь в многомодовом тракте передачи, характеризующимся наличием *только модозависимых потерь*.

На Рис.3.1 представлены результаты **серии расчетов (Р-3.1)** потерь мощности излучения в ММ волокне, обусловленных эффектом дифференциального модового затухания. В данном расчете использовались следующие параметры и входные данные.

Расчет (Р-3.1) проводился для волокна F1, моделирующего световод Corning InfiniCor 50/125 мкм, длиной 1 км и 10 км. При этом рассматривались три случая возбуждения волокна, т.е. задавались три входных распределения мощности по модам (их выбор обоснован в п.2.5): РММ №1 (равномерное возбуждение всех мод), РММ №2 (среднее возбуждение) и РММ №3 (узкое). Изображения соответствующих функций РММ представлены на Рис.2.12.

Результаты расчета для волокна длиной 1 км представлены на Рис.3.1а, и для волокна длиной 10 км – на Рис.3.1б.

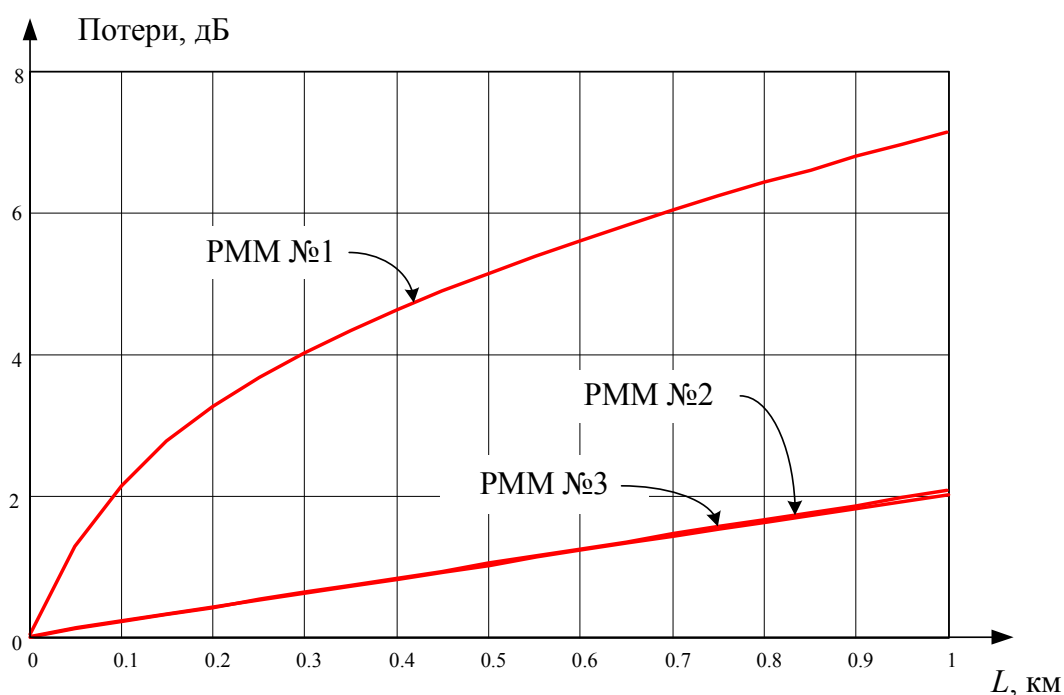


Рис.3.1а. Потери мощности вследствие дифференциального модового затухания в волокне F1 длиной 1 км для трех входных РММ.



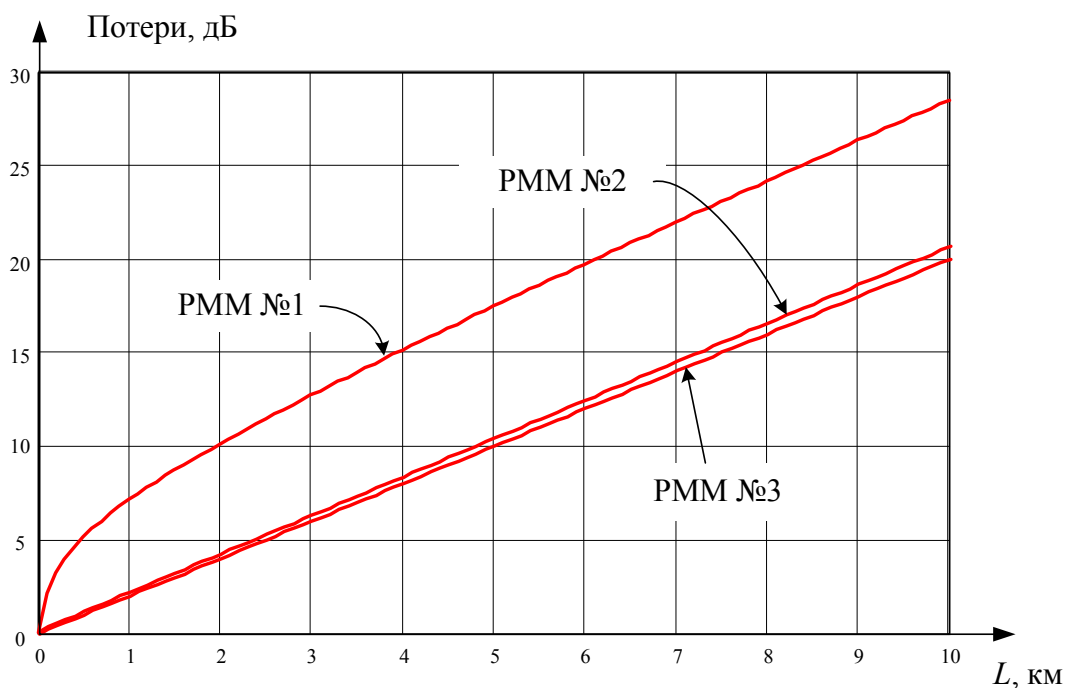


Рис.3.16. Потери мощности вследствие дифференциального модового затухания в волокне F1 длиной 10 км для трех входных РММ.

Вид полученных в расчете (Р-3.1) зависимостей полностью согласуется с соображениями физического смысла: потери монотонно растут при увеличении длины. При этом полученные зависимости (наклон зависимости) потерь для всех входных распределений согласуется с известными характеристиками волокна Corning InfiniCor 50/125 мкм, для которого погонные потери по данным производителя приблизительно равны 2 дБ/км. Стоит отметить, что результаты расчета наглядно показывают, что излучение с более широким заполнением модового состава претерпевает большие потери (моды старших порядков затухают сильнее, чем младшие моды). Это обусловлено видом функции модозависимого затухания, отмечается в литературе и подтверждается на практике. Следовательно, косвенно, подтверждение этого факта в расчете (Р-3.1) удостоверяет правильность разработанной методики расчета потерь мощности.

### 3.3.2. Потери мощности в соединении волокон с поперечным осевым рассогласованием

Более сложной и менее изученной является задача расчета потерь мощности в ММ трактах, содержащих локальные неоднородности. Как уже отмечалась, разработанная методика расчета потерь мощности позволяет учесть изменение РММ распространяющегося излучения на резких локальных неоднородностях. Таким образом, обеспечивается возможность анализировать потери, возникающие в неидеальном соединении волокон, содержащем рассогласования, в зависимости от входного РММ или параметров рассогласования. Такой вариант задачи рассматривается далее.

При рассмотрении частных случаев локальных неоднородностей (содержащих только какой-то один конкретный тип неоднородности или рассогласования) выражение (3.7) можно преобразовать к явному аналитическому виду, что облегчит анализ формализма и его применение. Далее будут получены наиболее важные частные случаи выражения (3.7) для расчета потерь мощности оптического излучения на локальных неоднородностях конкретного типа.

Первым рассмотрим важный частный случай локальной неоднородности: соединение (с полным физическим контактом) одинаковых волокон с произвольной степенной профильной функцией (с показателем степени  $\alpha$ ), содержащее поперечное осевое рассогласование. При этом предполагается, что других неоднородностей в рассматриваемой волоконной системе нет, т.е. фактически исследуются потери мощности излучения в соединении двух непротяженных отрезков одинаковых градиентных ММ волокон. В этом случае выражение (3.7) записывается, следующим образом

$$L_u = 10 \cdot \lg \frac{P_2}{P_1} = 10 \cdot \lg \frac{\int_0^1 dR \cdot R^{[1+4/\alpha]} \cdot p_2(R, u)}{\int_0^1 dR \cdot R^{[1+4/\alpha]} \cdot p_1(R)}, \quad (3.8)$$

где РММ после неоднородности  $p_2(R, u)$  вычисляется по формуле (2.27).

По формулам (3.8) и (2.27) проведен **Расчет (Р-3.2)** для трех модельных входных РММ, определенных в п.2.5. Результаты этих вычислений приведены на Рис.3.2а и Рис.3.2б.

Для сравнения результатов с известными данными и контроля правильности расчета (Р-3.2), на Рис.3.2 приведены величины потерь мощности (изображены точками), полученные по известной формуле [5] полученной эмпирически

$$L'_u = 10 \lg(1 - 8u/3\pi). \quad (3.9)$$

Формула (3.9) позволяет определить потери в стыке волокон с осевым рассогласованием, однако область ее применимости ограничена следующими условиями: рассматривается соединение волокон с квадратичной профильной функцией, входной сигнал с равномерным возбуждением всех мод, и небольшие величины осевого рассогласования.

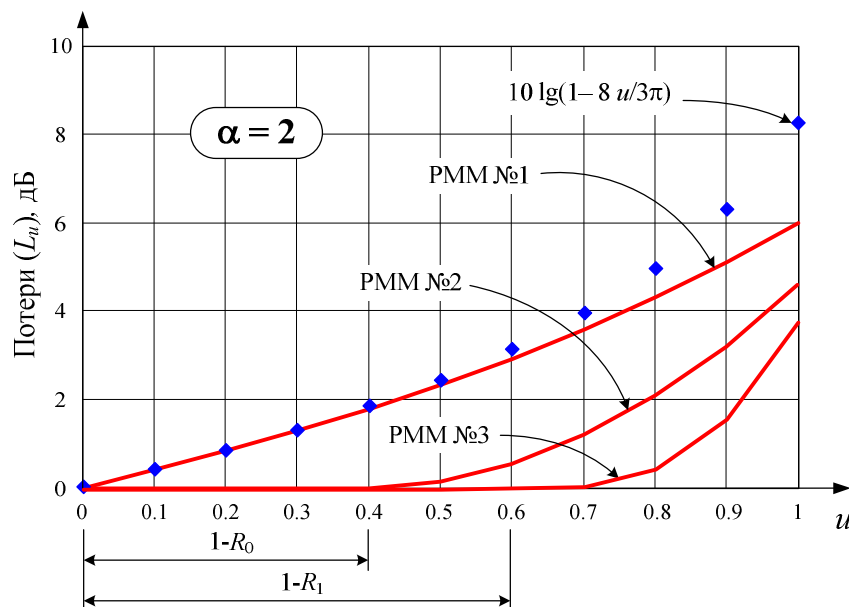


Рис.3.2а. Зависимость потерь  $L_u$  в соединении одинаковых квадратичных ( $\alpha = 2$ ) волокон от величины поперечного осевого рассогласования  $u$ , для трех видов входного РММ.

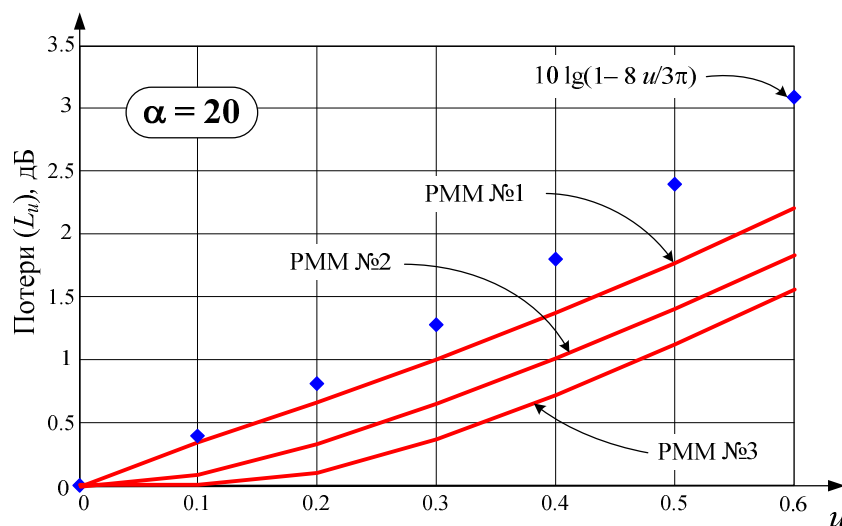


Рис.3.2б. Зависимость потерь  $L_u$  в соединении одинаковых волокон от величины поперечного осевого рассогласования  $u$ , для трех видов входного РММ. Профильная функция волокон близка к ступенчатой,  $\alpha = 20$ .

Как можно видеть на Рис.3.2а и 3.2б, зависимость потерь, рассчитанная с помощью соотношений (3.8) и (2.27), хорошо согласуются с результатами вычислений по известной формуле (3.9). А именно, обе зависимости для случая квадратичного градиентного волокна и равномерного РММ совпадают вплоть до значений осевого рассогласования в 0.6а (сдвиг осей относительно друг друга больше половины радиуса) (Рис.3.2а), и расходятся при больших рассогласованиях, когда нарушаются условия применимости формулы (3.9). Рассчитанные по предложенной методике, с помощью выражений (3.8) и (2.27), потери для случая селективного возбуждения модового состава волокна меньше, чем для случая равномерного возбуждения всех мод, что соответствует физическому смыслу. При ограниченном возбуждении модового состава (РММ №2 и №3) малое поперечное осевое рассогласование, до  $u=1-R_0$  и  $1-R_1$ , соответственно, не вносит потерь мощности (Рис.3.2а). В этом случае, причина нулевых потерь – это нулевой уровень мощности у мод в РММ №2 и №3 в промежутках  $[R_0, 1]$  и  $[R_0, 1]$ , соответственно (Рис.2.12).

### 3.3.3. Потери мощности в соединении градиентных волокон с разными диаметрами сердцевины

Аналогично рассмотренному выше примеру, рассмотрим потери в соединении (с полным физическим контактом) градиентных волокон без распределенных неоднородностей (например, достаточно коротких), но с разными диаметрами сердцевины. В этом случае выражение (3.7) записывается следующим образом

$$L_a = 10 \cdot \lg \left[ \frac{\left( \frac{a_2}{a_1} \right)^2 \int_0^1 R^{1+\frac{4}{\alpha}} p_2 \left( R, \frac{a_2}{a_1} \right) dR}{\int_0^1 R^{1+\frac{4}{\alpha}} p_1(R) dR} \right], \quad (3.10)$$

при этом РММ  $p_2(R, a_2/a_1)$  вычисляется, используя оператор (2.23).

Результаты вычислений по формулам (3.10) и (2.23) для РММ №1, №2 и №3 приведены на Рис.3.3а и 3.3б и далее будут кратко называться **расчетом (Р-3.3)**. Аналогично расчету (Р-3.2), для контроля результатов, на Рис.3.3а и 3.3б приведены величины потерь мощности, полученные по известной расчетной формуле (изображены точками) [5]

$$L'_a = 10 \cdot \lg \left[ \left( \frac{a_2}{a_1} \right)^2 \right]. \quad (3.11)$$

Выражение (3.11) позволяет вычислить потери в стыке волокон с разными диаметрами, но только при условии соединения волокон с квадратичным профилем и входного сигнала с равномерным РММ.

Первым подтверждением физической правильности результатов расчета по формулам (3.10) и (2.23) является тот факт, что в соединении волокон, где излучение переходит от световода с меньшим радиусом к волокну с большим радиусом, отсутствуют (равны нулю) потери мощности (как видно на Рис.3.3, потери равны нулю в точке  $a_2/a_1=1$ ).

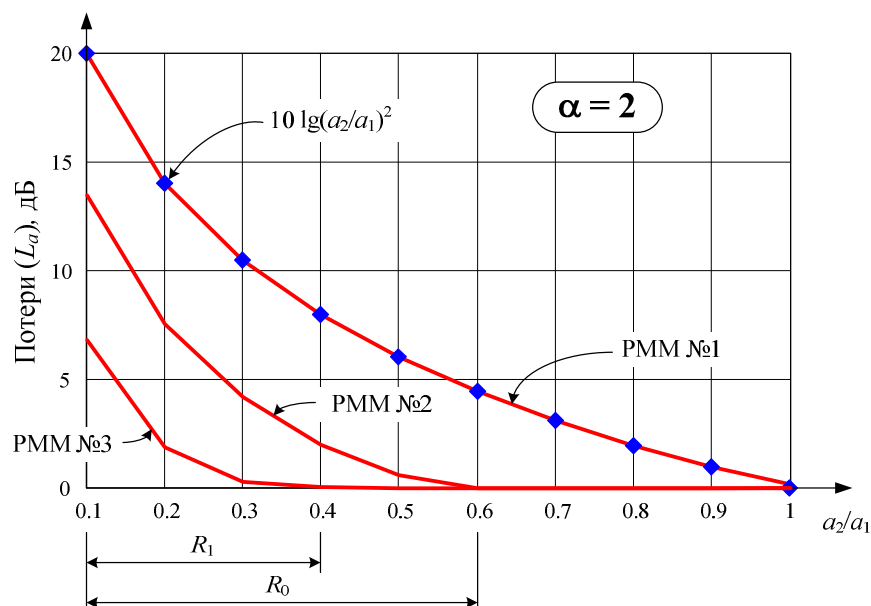


Рис.3.3а. Зависимость потерь  $L_a$  в соединении квадратичных ( $\alpha = 2$ ) волокон с разными диаметрами сердцевины от величины рассогласования  $a_2/a_1$ , для трех видов входного РММ.

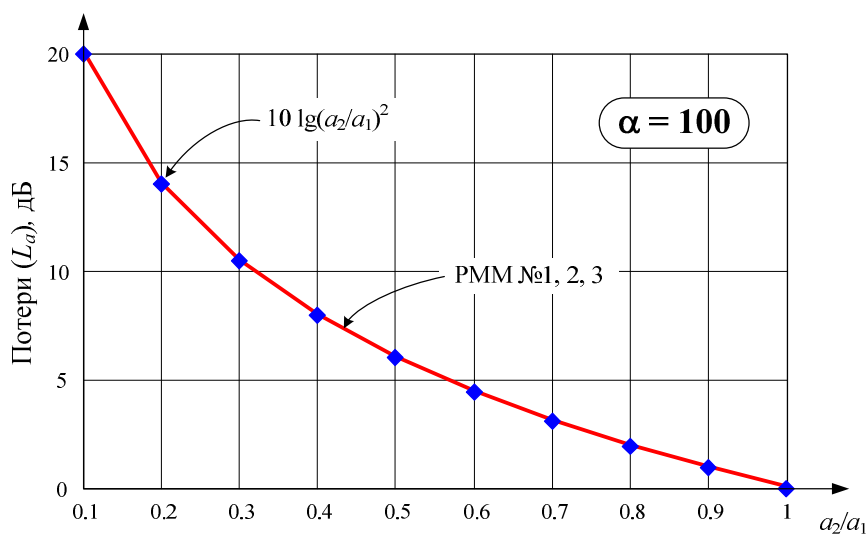


Рис.3.3б. Зависимость потерь  $L_a$  в соединении волокон с разными диаметрами сердцевины от величины рассогласования  $a_2/a_1$ , для трех видов входного РММ. Рассматриваются волокна с близкой к ступенчатой профильной функцией,  $\alpha = 100$ .

Для случая, когда  $a_2/a_1 < 1$ , результаты вычислений по известной формуле (3.11) полностью согласуются с расчетами с помощью

предложенной методики согласно выражениям (3.10) и (2.23). Потери, полученные согласно (3.10) и (2.23) для волокна со ступенчатым профилем (близкого к ступенчатому профилю), полностью совпадают с результатами расчета по (3.11) для всех входных РММ (Рис.3.3б). Потери по (3.10) и (2.23) для случая равномерного возбуждения модового состава входного излучения и квадратичного профиля волокна также совпадают с известными результатами (верхняя кривая на Рис.3.3а). Однако потери для селективного возбуждения модового состава волокна, согласно предложенной здесь методике (Рис.3.3а) меньше, чем для случая равномерного возбуждения всех мод, что соответствует физическому смыслу и практическому опыту. Также необходимо отметить, что при ограниченном возбуждении модового состава (изначально часть высших мод излучения совсем не возбуждена) малая разница диаметров соединяемых волокон ( $a_1/a_2 < R_{\max}$ ) не приносит потерь мощности: на Рис.3.3а, нижняя зависимость равна нулю в промежутке  $a_1/a_2$  от 0.8 до 1.

### 3.3.4. Потери мощности в соединении градиентных волокон с разными числовыми апертурами

Рассмотрим потери в соединении (с полным физическим контактом) волокон без распределенных неоднородностей (например, достаточно коротких), но с разными числовыми апертурами  $NA_1/NA_2$  (что аналогично разным отношениям показателей преломления на оси сердцевины и в оболочке волокна  $\Delta_1/\Delta_2$ ). В этом случае, выражение (3.7) записывается как

$$L_{\Delta} = 10 \lg \left[ \left( \frac{\Delta_2}{\Delta_1} \right)^2 \frac{\int_0^1 R^{1+\frac{4}{\alpha}} p_2 \left( R, \frac{\Delta_2}{\Delta_1} \right) dR}{\int_0^1 R^{1+\frac{4}{\alpha}} p_1(R) dR} \right], \quad (3.12)$$

при этом РММ  $p_2(R, \Delta_2/\Delta_1)$  вычисляется, используя оператор (2.24).

Модельные вычисления согласно (3.12) и (2.24) для входных распределений РММ №1, №2 и №3 далее будут кратко называться **расчетом (Р-3.4)**. Результаты расчета (Р-3.4) приведены на Рис.3.4а и 3.4б. По аналогии с предыдущими пунктами, результаты расчетов по (3.12) и (2.24) сопоставляются с известной расчетной формулой вычисления потерь в стыке волокон с разными числовыми апертурами (приведено точками) [5]

$$L_{\Delta} = 10 \cdot \lg \left( \frac{\Delta_2}{\Delta_1} \right) = 10 \cdot \lg \left[ \left( \frac{NA_2}{NA_1} \right)^2 \right]. \quad (3.13)$$

Отметим, что выражение (3.13) также имеет существенные жесткие ограничения области применимости: формула задана только для соединения волокон с параболическим ППП и входного сигнала с равномерным РММ.

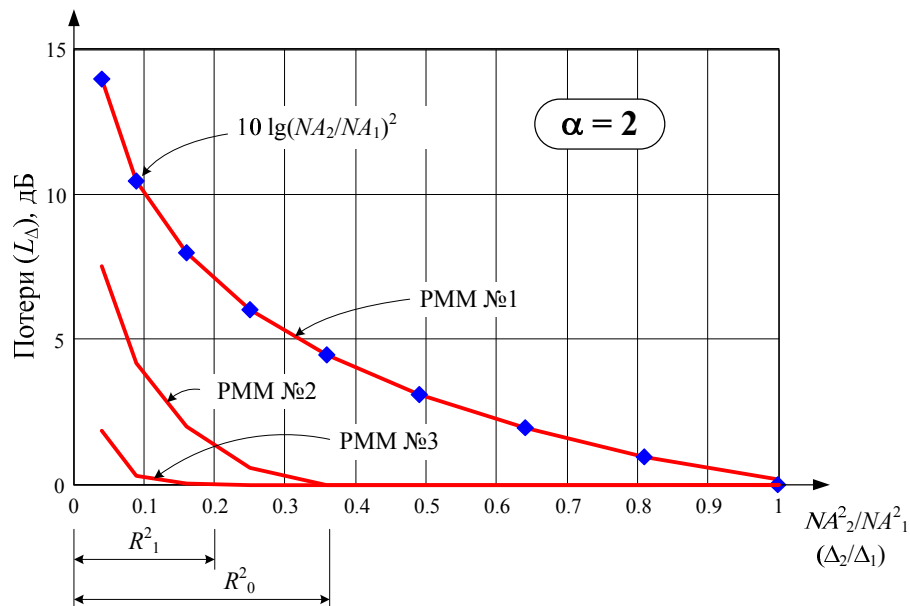


Рис.3.4а. Зависимость потерь в соединении квадратных ( $\alpha = 2$ ) волокон с разными числовыми апертурами от величины рассогласования ( $NA_2/NA_1$ ), для трех видов входного РММ.



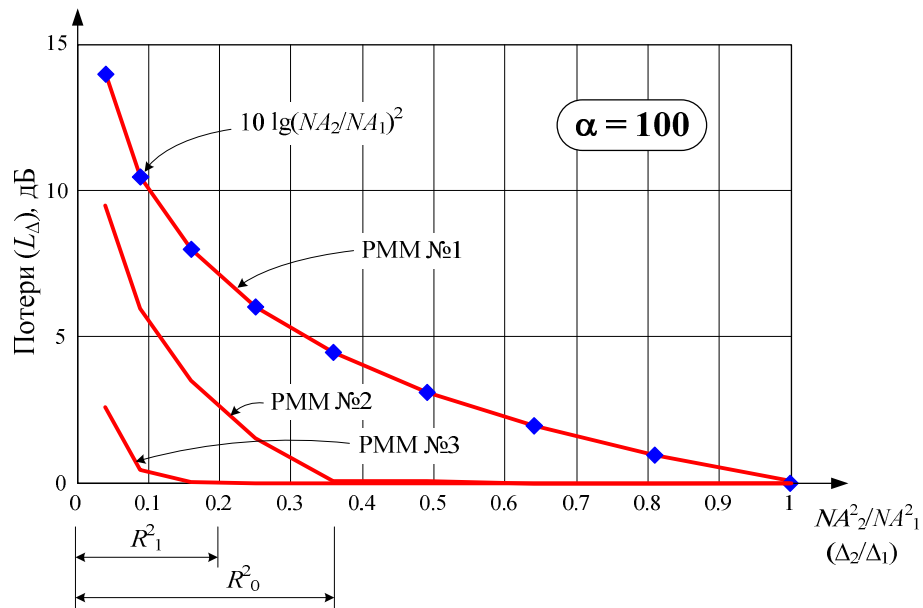


Рис.3.4б. Зависимость потерь в соединении ступенчатых ( $\alpha = 100$ ) волокон с разными числовыми апертурами от величины рассогласования ( $NA_2/NA_1$ ), для трех видов входного РММ.

В случае соединения световодов с разными числовыми апертурами, алогично волокнам с разными диаметрами сердцевин, можно выделить случай соединения «тонкого» и «толстого» волокна. При переходе излучения из волокна с меньшей числовой апертурой, в волокно с большей числовой апертурой, потери мощности равны нулю. Такая проверка удовлетворяется для расчетов, проведенных по предложенной методике согласно (3.12) и (2.24). Также, полученные в расчете (Р-3.4) потери для равномерного входного распределения (РММ №1) полностью совпадает с результатами расчета по известной формуле (3.13). Потери при селективном возбуждении модового состава входного волокна (Рис.3.4а, 3.4б) в расчете (Р-3.4) меньше, чем для случая равномерного возбуждения всех мод, что соответствует физическому смыслу и практическому опыту. Аналогично п.3.3.3, для ограниченного возбуждения РММ малая разница в числовых апертурах соединяемых волокон ( $NA_1/NA_2 < R_{\max}$ ) не вносит потерь мощности: на

Рис.3.4а и 3.4б, нижние зависимости (РММ №2 и 3) равны нулю в промежутках  $NA_1/NA_2$  от 0.8 до 1, и от 0.6 до 1, соответственно.

### **3.4. Выводы к Главе 3**

В данной главе представлена методика расчета потерь мощности излучения в сложных многомодовых трактах с неоднородностями, как распределенными (п.3.2), так и локальными (п.3.3). Предложенный метод основан на расчете преобразования РММ излучения на неоднородностях с помощью формализма, разработанного в п.2.2.

Для практически важных частных случаев локальных неоднородностей (типов рассогласованных волоконных соединений) записаны аналитические выражения (3.8), (3.10), (3.12) расчета потерь мощности, со ссылкой на соответствующие частные операторы преобразования РММ (2.27), (2.23) и (2.24). Проведенное расчетное моделирование (расчеты (Р-3.1)-(Р-3.4)) наглядно показывает, что РММ излучения существенно влияет на потери мощности в ММ тракте. Полученные в расчетах потери мощности в волоконных стыках полностью совпадают с вычислениями по известным эмпирическим формулам (в случаях применимости таких формул).

## **Глава 4. Методика расчета полосы пропускания ММ трактов**

### **4.1. Введение к Главе 4**

Как отмечалось в обзоре литературы (п.1.6), в настоящее время является актуальной разработка эффективной методики для расчета полосы пропускания многомодовых волоконных трактов, учитывающей условия возбуждения световода. Методики, сформулированные в Главах 2 и 3 данной работы на основе формализма модового континуума ( $R$ -континуума), обеспечили возможность расчета изменений модового состава излучения в сложных ММ трактах с помощью операторных преобразований входной функции РММ. Поэтому представляется целесообразным применить операторный аппарат преобразования РММ развитый в Главе 2 для разработки методики расчета полосы пропускания ММ трактов, что позволит учитывать в расчете полосы пропускания и условия возбуждения (входное РММ) и изменения модового состава излучения в сложных трактах (в том числе содержащих резкие неоднородности).

В данной главе были поставлены следующие цели: разработать и исследовать формализм расчета полосы пропускания ММ волоконных трактов на основе операторного метода расчета преобразования РММ и модового континуума (по Главе 2). При этом необходимо, чтобы формализм расчета широкополосности позволял учитывать изменения РММ излучения на резких неоднородностях многомодового волоконного тракта, в том числе в местах соединения волокон (случай сложного составного тракта).

Поставленную задачу целесообразно разделить на следующие части:

- 1) сформулировать метод расчета широкополосности регулярного ММ волокна с учетом модового состава возбужденного в нем излучения;
- 2) развить метод расчета полосы пропускания регулярного волокна для возможности расчета широкополосности волоконного тракта, содержащего

неоднородности (распределенные и локальные волоконные неоднородности, в частности, места соединения волокон);

3) провести модельные расчеты, проанализировать зависимость полосы пропускания от различных волоконных неоднородностей.

Аналогично всем предшествующим вычислениям, в расчетах этой главы входные данные задавались согласно п.2.5, в частности, использовались модельные входные РММ №1 (равномерное), РММ №2 (среднее возбуждение) и РММ №3 (узкое), приведенные на Рис.2.12.

#### **4.2. Расчет полосы пропускания регулярного отрезка ММ волокна**

Для решения первой части поставленной задачи, необходимо сформулировать соотношения, позволяющие рассчитать среднеквадратичное уширение  $\tau_f$  оптического импульса после его распространения по волокну длиной  $L$  с учетом заданного (произвольного) распределения мощности по модам. Как отмечалось в п.1.9 Обзора литературы, уширение импульсов света в волокне – это проявление ограниченной широкополосности, связанной с явлением дисперсии, конечной ширины спектральной линии источника и других факторов. Дисперсия света в волокне в общем случае характеризуется тремя основными факторами: свойствами материала (хроматическая материальная дисперсия), направляющими свойствами волноводной структуры (хроматическая волноводная дисперсия) и различием скоростей распространения направляемых мод в многомодовых волокнах (модовая дисперсия). Для практически используемых источников и параметров многомодовых волокон, в большинстве случаев, уширение импульса  $\tau_{fm}$  в результате модовой дисперсии существенно больше, чем уширение  $\tau_{fh}$  вследствие хроматической дисперсии.

В качестве исходной идеи также примем характерный подход к оценке среднеквадратичного уширения импульса вследствие модовой дисперсии, который приведен в [23]. Этот подход базируется на анализе разности

временных задержек мод, но в работе [23] рассмотрен самый простой случай, когда передаваемая мощность распределена по модам равномерно. Кроме того, в [23] используется квази-непрерывный нормированный номер модовой группы. Поэтому, в рамках поставленной в этой главе задачи, необходимо расширить такой анализ возможностью учета произвольного распределения мощности по модам, а так же использовать формализм  $R$ -континуума.

Пусть на вход световода поступает очень короткий световой импульс (длительность которого много меньше, чем  $\tau_{fm}$ ). В результате того, что модовые группы распространяются с разными задержками, на выходе световода будет наблюдаться последовательность импульсов (в общем случае  $Q$  импульсов), положение которых на шкале времени определяется задержками модовых групп  $t_q$ , а амплитуды импульсов – мощностями модовых групп  $P_q$ . Согласно [23] в представлении  $q$  как квази-непрерывного параметра можно рассматривать зависимость  $P_q(t_q)$  как некоторую непрерывную функцию, определяющую изменение мощности на выходе рассматриваемого световода  $P(t)$ . Функция  $P(t)$  представляет собой результат уширения короткого входного импульса при его передаче по световоду. Интегрируя функцию  $P(t)$ , можно найти среднеквадратическую ширину выходного импульса, т.е. величину  $\tau_{fm}$ , соответствующие интегралы приведены в Приложении 1. Отметим так же, что с точки зрения теории линейных систем преобразования сигналов, указанная зависимость  $P(t)$  является сглаженной импульсной функцией световода.

Для перехода к  $R$ -континууму, в нашем случае наборы дискретных коэффициентов  $P_q$  и  $t_q$  следует заменить соответствующими функциями  $p(R)$  и  $t(R)$ . При переходе от представления дискретных мод к континууму, следует учитывать, что каждая модовая группа с обобщенным номером  $q$  состоит из  $2q$  независимых мод, что в световоде может распространяться ограниченное количество мод  $M$  и модовых групп  $Q$ , и, как известно для волокна с  $\alpha$ -профилем  $M \approx Q^2 \approx V^2/2(1+2/\alpha)$  [6,23]. При этом континуальный

модовый параметр  $R$  связан с номером модовой группы  $q$  и параметрами волокна простым соотношением  $R = (q/Q)^{\alpha/(\alpha+2)}$ , согласно выражению (1.15)

В целом, задача нахождения задержек различных мод волокна подробно изучена [6,7,23]. Для волокон с  $\alpha$ -профилем время прихода  $t_q$  модовой группы с номером  $q$  можно представить явным аналитическим выражением [23]

$$t_q = \frac{N_0 L}{c} \left[ 1 + \frac{\alpha - 2 - 4\delta}{\alpha + 2} \Delta \left( \frac{q}{Q} \right)^{4\alpha/(\alpha+2)} + \frac{3\alpha - 2 - 8\delta}{\alpha + 2} \frac{\Delta^2}{2} \left( \frac{q}{Q} \right)^{4\alpha/(\alpha+2)} \right], \quad (4.1)$$

где  $N_0$  – групповой показатель преломления основной моды,  $c$  – скорость света в вакууме,  $\delta$  – параметр профильной дисперсии световода на рабочей длине волны [23,94].

В терминах параметра  $R$ , время  $t_q$  можно выразить, используя (1.15), как время  $t(R)$

$$t(R) = \frac{N_0 L}{c} \left[ 1 + \frac{\alpha - 2 - 4\delta}{\alpha + 2} \Delta \cdot R^2 + \frac{3\alpha - 2 - 8\delta}{\alpha + 2} \frac{\Delta^2}{2} R^4 \right]. \quad (4.2)$$

По аналогии с [23] удобно ввести нормализованное время распространения  $T(R)$  мод с параметром  $R$ , где начало отсчета  $T(R=0)$ :

$$T(R) = \frac{t(R) \cdot c}{N_0 L} - 1 = A \cdot R^2 + B \cdot R^4, \quad (4.3)$$

где  $A = \Delta \cdot (\alpha - 2 - 4\delta) / (\alpha + 2)$ ,  $B = \Delta^2 \cdot (3\alpha - 2 - 8\delta) / 2(\alpha + 2)$ .

Нормированная безразмерная функция  $T(R)$  характеризует изменение задержек модовых групп от параметра  $R$ , скорость поступления модовых групп на выход волокна –  $1/(dT(R)/dR)$ .

С учетом использованной в (4.4) нормировки и интегралов (П1-1) – (П1-3) среднеквадратическое уширение импульса  $\tau_{\text{fm}}$  можно записать на основе интегрирования функции  $P(T)$

$$\tau_{\text{fm}}^2 = \left( \frac{N_1 L}{c} \right)^2 \cdot \frac{1}{\varepsilon} \left( \int_{-\infty}^{\infty} T^2 \cdot P(T) dT - \frac{1}{\varepsilon} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} T \cdot P(T) dT \right]^2 \right), \quad \varepsilon = \int_{-\infty}^{\infty} P(T) dT. \quad (4.4)$$

Однако для определения  $\tau_{\text{fm}}$  можно не искать явный вид функции  $P(T)$ . Поскольку нормированное время прихода модовой группы с параметром  $R$  однозначно задается функцией  $T(R)$ , то функция уширенного выходного импульса  $P(T)$  может быть выражена как зависимость  $P(R)$ , определяющая среднюю выходную мощность в момент поступления на выход световода модовой группы с номером  $R$

$$P(T(R)) \equiv P(R) = \frac{p(R) \cdot m(R)}{dT(R)/dR} = \frac{p(R) \cdot m(R)}{2AR + 4BR^3}. \quad (4.5)$$

С учетом введенной функции  $P(R)$ , учитывающей РММ, выражения (4.5) могут быть преобразованы к виду

$$\tau_{\text{fm}}^2 = \left( \frac{N_1 L}{c} \right)^2 \cdot \frac{1}{\varepsilon} \left( \int_0^1 T^2(R) P(R) dR - \frac{1}{\varepsilon} \left[ \int_0^1 T(R) P(R) dR \right]^2 \right), \quad \varepsilon = \int_0^1 P(R) dR. \quad (4.6)$$

В итоге расчетные выражения для  $\tau_{\text{fm}}$  принимают следующий вид

$$\begin{aligned} \tau_{\text{fm}}^2 = & \left( \frac{N_1 L}{c} \right)^2 \cdot \frac{V^2}{\varepsilon} \times \\ & \times \left( \int_0^1 \frac{(AR^2 + BR^4)^2}{2AR + 4BR^3} R^{\frac{4+\alpha}{\alpha}} \cdot p(R) dR - \frac{V^2}{\varepsilon} \left[ \int_0^1 \frac{AR^2 + BR^4}{2AR + 4BR^3} R^{\frac{4+\alpha}{\alpha}} \cdot p(R) dR \right]^2 \right), \quad (4.7) \\ & \varepsilon = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{V^2 \cdot R^{\frac{4+\alpha}{\alpha}}}{2AR + 4BR^3} \cdot p(R) dR. \end{aligned}$$

Среднеквадратичное уширение импульса  $\tau_{\text{fh}}$ , вызванное хроматической дисперсией, обычно вычисляют по формуле

$$\tau_{\text{fh}} = |M| \cdot \Delta\lambda \cdot L, \quad (4.8)$$

где  $M$  – коэффициент дисперсии  $[\text{пс} \cdot (\text{нм} \cdot \text{км})^{-1}]$ , зависящий от длины волны.

При этом, как правило, используют аппроксимацию  $M(\lambda) = 0.25 \cdot M_0 (\lambda - \lambda_0^4 / \lambda^3)$ ,  $M_0$  и  $\lambda_0$  – параметр дисперсии и длина волны «нулевой дисперсии» в волокне (для обычных стандартных волокон  $M_0 \sim 0.1$  пс/(нм<sup>2</sup>·км) и  $\lambda_0 \sim 1300$  нм),  $\Delta\lambda$  – ширина оптического спектра излучения, поступающего на вход световода [23].

Результирующее уширение может быть оценено как

$$\tau_f = \sqrt{\tau_{fm}^2 + \tau_{fh}^2}, \quad (4.9)$$

хотя, как уже отмечалось, в большинстве случаев  $\tau_{fm} \gg \tau_{fh}$  и  $\tau_f \approx \tau_{fm}$ .

На практике принято рассматривать не уширение импульса, а ширину полосы пропускания световода  $\Delta F$  по заданному уровню снижения частотной передаточной функции световода  $H(F)$  (АЧХ световода рассматривается как характеристика линейного искажения при преобразовании колебания  $P_{in}(t)$  на входе световода в колебание  $P_{out}(t)$  на выходе волокна). Как известно, в предположении линейности системы передачи, импульсная функция  $P(t)$  жестко связана с частотной передаточной функцией  $H(F)$  (Приложение 2), а параметры  $\tau_f$  и  $\Delta F$  обратно пропорциональны друг другу

$$\Delta F = K / \tau_f. \quad (4.10)$$

Некоторая сложность состоит в том, что при строгом анализе, константа  $K$  зависит от формы конкретной импульсной функции  $P(t)$  или частотной характеристики  $H(F)$ , а те, в свою очередь, зависят от РММ. На основе анализа величины константы  $K$  для ряда конкретных примеров, приведенного в Приложении 2, для оценок полосы пропускания волоконного световода по уровню падения мощности  $1/\sqrt{2}$  (снижение сигнала фотодетектора на 3 дБ), в данной работе решено использовать величину  $K = 0.13$ .



Кроме того, можно видеть, что величина  $\tau_f$  пропорциональна, а  $\Delta F$  – обратно пропорциональна длине световода. В связи с этим удобно характеризовать рассматриваемый световод величиной погонного уширения  $\tau_0$  или т.н. коэффициентом широкополосности  $\Delta F_0$ , соответствующими длине световода  $L=1$  км:  $\tau_0 = \tau_f|_{L=1 \text{ км}}$  и  $\Delta F_0 = \Delta F|_{L=1 \text{ км}}$ . Тогда для произвольной длины световода можно использовать простые оценки

$$\tau_f = \tau_0 \cdot L, \quad \Delta F = \Delta F_0 / L \approx 0.13 / (\tau_0 \cdot L). \quad (4.11)$$

#### 4.3. Расчет полосы пропускания ВС в составе сложного тракта

Сформулированный выше метод расчета широкополосности регулярного ММ волокна наглядно показывает, что полоса пропускания волокна существенно зависит от РММ распространяющегося в нем излучения. В представленном выше анализе также предполагалось существенное ограничение – а именно, неизменность РММ во всех сечениях этого волокна. Для относительно короткого (длиной менее километра) регулярного волоконного тракта, который состоит из одного световода (без стыков и существенных неоднородностей) изменением РММ вдоль волокна действительно можно пренебречь. Однако, как уже отмечалось выше, и что, в сущности, легло в основу данной работы, в практических задачах указанные условия часто не выполняются, поэтому необходимо учитывать изменения РММ на волоконных неоднородностях (как распределенных, так и локальных) и влияние этого изменения на полосу пропускания световода.

Если при распространении света в волокне РММ излучения может меняться, необходимо, исходя из заданного начального распределения на входе световода  $p^{\text{in}}(R)$ , найти РММ на выходе световода  $p^{\text{out}}(R)$ , поскольку именно распределение  $p^{\text{out}}(R)$  следует учитывать при расчете функционала  $H_\tau[p(R)]$  по выражению (4.7). В задаче характеристики широкополосности целесообразно провести такое же «разделение» волоконного тракта на основе

месторасположений локальных неоднородностей, как и при рассмотрении преобразования РММ (п.2.1). Согласно такому разбиению, далее будем отдельно рассматривать участки тракта, содержащие только распределенные неоднородности, и отдельно места локальных неоднородностей.

Преобразование РММ при распространении излучения в световоде длиной  $L$  из-за возможных распределенных неоднородностей, согласно п.2.2, определяется оператором  $H_L$ , т.е.  $p^{\text{out}}(R) = H_L[p^{\text{in}}(R)]$ . С учетом анализа, проведенного в п.2.2, изменением РММ за счет связи мод в волокне можно пренебречь в дальнейшем анализе и расчетах данной главы. Таким образом, оператор  $H_L$  принимает простой вид оператора дифференциального затухания (2.9), который в данном случае удобно записать как

$$H_L[p^{\text{in}}(R)] = 10^{-L \cdot \gamma(R)} \cdot p^{\text{in}}(R) \quad (4.12)$$

Как уже отмечалось в главе 2, несмотря на простоту оператора (4.12), сложность его применения заключается в достоверном определении зависимости  $\gamma(R)$  рассматриваемого реального световода.

Также важно отметить, что при значимом изменении РММ вследствие дифференциальных модовых потерь, вообще говоря, нарушается упомянутая выше закономерность линейного снижения полосы пропускания от длины световода (явная линейная зависимость  $\tau$  от  $L$  в выражении (4.7) сохраняется только при условии неизменности РММ). Соответственно, с учетом дифференциальных модовых потерь применение погонных параметров ( $\tau_0$ ,  $\Delta F_0$ ), строго говоря, некорректно. Пример изменения полосы пропускания с ростом модозависимых потерь, полученного в расчете, приведен в п.4.7.1.

Однако наиболее сильно РММ распространяющегося излучения может измениться из-за локальных неоднородностей (чаще всего, стыков волокон в составе тракта). После прохождения такого стыка, РММ на входе  $i+1$ -го световода  $p_{i+1}^{\text{in}}(R)$  может значительно измениться по сравнению с РММ на выходе предыдущего  $p_i^{\text{out}}(R)$ , что, согласно изложенному в п.4.2, может

повлиять на итоговую широкополосность составного тракта. Более того, и широкополосность участка перед соединением так же может зависеть от рассогласования параметров в месте стыка.

Указанная ситуация будет актуальной для составных трактов, в которых используются волокна разных марок, и могут присутствовать неидеальные волоконные соединения. С другой стороны стыковка волокон с заданным рассогласованием, вообще говоря, может использоваться намерено, для формирования специальных РММ и регулирования полосы пропускания волокна после стыка, либо тракта в целом [4,53].

Согласно п.2.3, для световодов с  $\alpha$ -профилем, преобразование РММ в месте локальной неоднородности описывается оператором  $H_A$ , в данном случае, преобразующим  $p_i^{\text{out}}(R)$  в  $p_{i+1}^{\text{in}}(R)$ :

$$p_{i+1}(R) = H_A[p_i(R)] = \frac{2}{\pi \cdot a_{i+1}^2 R^{4/\alpha_{i+1}}} \int_0^\pi d\Psi \int_0^{a_{i+1}^2 R^{2/\alpha_{i+1}}} p_i(R'(R, r, \Psi)) r dr, \quad (4.13)$$

где функция  $R'(R, r, \Psi)$  задается выражением (2.21), в котором учитываются, как параметры СВ, так и неоднородности.

Указанный оператор  $H_A$  позволяет (путем его последовательного применения в сочетании с оператором  $H_L$ ) определить входное РММ  $i$ -го отрезка волокна, что необходимо для корректного расчета широкополосности этого участка.

Однако наличие локальной неоднородности влияет и на фактическое уширение импульса, создаваемое в отрезке световода непосредственно перед локальной неоднородностью. Из-за неоднородностей излучение мод  $i$ -го световода проходит в  $i+1$ -ый световод с некоторым ослаблением, отличающимся для разных мод (модовых групп), что эквивалентно модовой фильтрации.

Для корректного применения функционала  $H_t(p(R))$ , в нем необходимо учитывать те мощности мод, которые поступают в дальнейшую часть тракта,

т.е. учесть отличающееся ослабление мод при их прохождении через неоднородность. Вышеуказанная коррекция осуществляется пересчетом выходного РММ  $p_i^{out}(R)$  в распределение  $\tilde{p}_i^{out}(R)$  с помощью оператора модовой фильтрации  $H_{MT}$ , полученном в п.2.6. В данном случае  $H_{MT}$  записывается следующим образом.

$$\tilde{p}_i^{out}(R) = p_i^{out}(R) \cdot \frac{1}{\pi a_1^2 R^{4/\alpha_1}} \int_0^{a_1 R^{2/\alpha_1}} r \int_0^{2\pi} \chi(r, \psi, u, R) d\psi dr, \quad (4.14)$$

где подинтегральная функция  $\chi(r, \psi, u, R)$  задается выражением (2.29).

Учитывая вышеприведенные доводы и формулы (4.12)-(4.14), итоговый расчет уширения  $\tau_i$  в  $i$ -ом отрезке сложного волоконного тракта, выражается через выходное РММ, следующей операторной последовательностью

$$\tau_i = H_\tau[\tilde{p}_i^{out}(R)] = H_\tau[H_{MT}[H_L[p_i^{in}(R)]]], \quad (4.15)$$

где, в свою очередь,  $p_i^{in}(R) = H_A(p_{i-1}^{out}(R))$ , оператор  $H_A$  задается выражением (2.22),  $H_L$  – выражением (2.2), и  $H_{MT}$  – определяется согласно (4.14) и (2.29).

Далее, коэффициент широкополосности  $i$ -ого отрезка волоконного тракта рассчитывается на основании (4.11), как  $\Delta F_i = 0.13 / \tau_i$ .

#### 4.4. Полоса пропускания составного многомодового тракта

Выше получены выражения, с помощью которых можно вычислить коэффициент широкополосности регулярного волоконного световода (п.4.2), и отдельных частей (волокон) в составе сложного ММ тракта, которые могут содержать неоднородности, изменяющие РММ распространяющегося по тракту излучения (п.4.3). Однако для полной характеристики широкополосности составного волоконного тракта, необходимо также решить вопрос о нахождении итогового уширения импульса во всем тракте  $\tau$  (примем, что значения  $\tau_i$  для отдельных участков тракта уже рассчитаны, например, согласно выражениям (4.15), (4.14) и (2.22)) или известны,

например, по данным производителя). Проблема состоит в том, что в общем случае правило вычисления суммарного уширения импульса в составном тракте неоднозначно и зависит от параметров и типов неоднородностей и от процесса связи мод в этих неоднородностях. Рассмотрим три характерные ситуации.

1) Если локальных неоднородностей в тракте нет, или рассогласование параметров в них мало (не происходит значимой связи мод), то очевидно, что процесс «растягивания» короткого импульса модами в отдельных частях (волокнах) сложного тракта происходит согласованно, что приводит к линейному сложению уширения на каждом из участков:  $\tau = \tau_1 + \tau_2 + \dots + \tau_i + \dots$ .

2) Если в местах локальных неоднородностей тракта наблюдается значительная связь мод, т.е. происходит перемешивание мощностей мод (мощность каждой моды  $i$ -го волокна почти равномерно перераспределяется между модами  $i+1$ -го световода), то процесс «растягивания» импульса в отдельных частях тракта происходит независимо. Можно сказать, что после локальной неоднородности со связью мод, процесс уширения импульса в следующей части тракта начинается «заново» (с точки зрения уширения такая ситуация эквивалентна установке на место локальной неоднородности широкополосного ретранслятора, сохраняющего вид  $p_{i+1}^{in}(R)$ ). В этом случае итоговое уширение вычисляется согласно правилу сложения квадратов частных уширений:  $\tau^2 = \tau_1^2 + \tau_2^2 + \dots + \tau_i^2 + \dots$ .

Понятно, что в этом случае итоговая широкополосность тракта будет выше, чем при использовании линейного закона. На основе этого можно сделать следующий вывод. Если рассматриваемый тракт обладает структурой (имеет такую конфигурацию и параметры неоднородностей), которая обеспечивает снижение величин  $\tau_i$  (вследствие преобразования РММ) на его составных частях, а также выполнение условия квадратичного сложения (вследствие смешения мод), то итоговая широкополосность тракта

может быть существенно улучшена, по сравнению с полосой пропускания идентичного по длине регулярного световода.

3) Тем не менее, квадратичное сложение не определяет минимально возможное итоговое уширение входного импульса  $\tau$ . Как упоминается в литературе [98] можно реализовать случай согласованного процесса разнесения/растаскивания импульса модами таким образом, чтобы компенсировать предшествующее уширения («антикоррелированное» разнесение импульса). Например, если связь мод в локальной неоднородности мала, и при этом для разности задержек  $q$ -ой и первой моды  $\Delta t_q$  в  $i$ -ой и  $i+1$ -ой части тракта выполняется соотношение  $\Delta t_{q(i)} \approx -\Delta t_{q(i+1)}$ , то расширение импульса модами в  $i$ -ой части тракта может быть скомпенсировано обратным процессом его «сжатия» в  $i+1$ -ой части тракта после неоднородности. Описанная ситуация возможна, например, при соединении двух волокон со смещенными в разные стороны на малую величину от оптимального значения ППП.

В общем случае, для решения проблемы корректного определения итогового уширения  $\tau$  составного волоконного тракта, можно задавать сложные правила сложения, например [99]

$$\tau^\gamma = \sum_i (\tau_i)^\gamma, \quad \tau^2 = \sum_i \tau_i^2 + 2 \sum_{i \neq k} c_{ik} \tau_i \tau_k. \quad (4.17)$$

Первая формула в (4.17) используется в работе [99], где сделана попытка эмпирического подбора показателя  $\gamma$  в диапазоне от 1 до 2. Вторая формула в (4.17) [99] является более общим видом выражения для вычисления уширения  $\tau$  в составном тракте. Коэффициенты  $c_{ik}$  имеют смысл коэффициентов корреляции, отражающих согласованность процесса разнесения короткого импульса модами в разных волокнах (если  $c_{ik} \approx 1$ , то правило сложения становится линейным,  $c_{ik} \approx 0$  соответствует квадратичному сложению, при  $c_{ik} \approx -1$  можно получить итоговое уширение

$\tau < \tau_i$ ). Однако в этом случае проблема вычисления итогового  $\tau$  преобразуется в задачу нахождения  $c_{ik}$ , которая на данный момент остается нерешенной.

Альтернативное и, более корректное решение может быть получено без вычисления параметров  $\tau_i$  отдельных волокон. Вместо этого необходимо последовательно рассчитывать не только преобразования мощностей мод вдоль тракта, но и пересчитывать эффективные задержки мод, учитывающие обмен энергией при стыковке. Однако разработка и анализ подобной методики является отдельной задачей (требует разработки дополнительных операторов для характеристики задержек мод), которая не рассматривается в данной работе.

Следует иметь в виду, что получение эффекта компенсации требует обеспечения достаточно специфических условий по параметрам рассогласований в локальных и распределенных неоднородностях тракта, поэтому вряд ли может быть реализовано «случайно». Поэтому, при расчете результирующей широкополосности сложного тракта, наиболее правдоподобным является рассмотрение линейного и квадратичного сложения уширений  $\tau_i$ , в качестве верхней и нижней оценки итогового уширения:

$$\sum_i \tau_i < \tau < \sqrt{\sum_i \tau_i^2}. \quad (4.18)$$

#### 4.5. Широкополосность тракта с одним протяженным участком

Можно выделить важную и актуальную на практике структуру составного волоконного тракта, в которой не возникает проблемы определения итогового уширения  $\tau$  через частные  $\tau_i$ . Это составной тракт, содержащий один протяженный (от нескольких сотен метров до нескольких километров) световод (участок тракта  $i_0$ ), и кроме этого относительно

короткие волокна. Характеристика такого тракта важна, поскольку именно такую структуру имеют стандартные волоконно-оптические линии передачи данных, где есть один протяженный световод, соединяющий удаленные в пространстве объекты. Обычно в состав такой волоконно-оптической линии также входят короткие волокна (часто с отличающимися параметрами), а именно, пигтейлы и патчкорды (длина – единицы метров) для подключения основной линии к источнику излучения и детектору. В описанном случае  $L_{i_0} \gg L_i$ , следовательно,  $\tau_{i_0} \gg \tau_i$ . Очевидно, что в тракте с такой структурой итоговая широкополосность тракта с большой степенью точности определяется уширением импульса в протяженном участке

$$\tau \approx \max(\tau_i) = \tau_{i_0}. \quad (4.19)$$

Однако если допустить возможность рассогласований в соединениях волокон в такой линии (резкие локальные неоднородности), то для корректной оценки  $\tau_{i_0}$  необходимо применить функционал  $H_\tau$  к функции  $\tilde{p}_{i_0}^{\text{out}}(R)$ , т.е. необходимо использовать методику расчета, рассмотренную в п.4.2 и п.4.3, последовательно применяя выражения (4.14) и (4.16) для всех стыков от первого до  $i_0$ -го.

Кроме того, как отмечалось в п.4.4, если тракт содержит один протяженный световод и короткие отрезки на входе и выходе (патчкорды, соединяющие основную линию с источником/приемником излучения), то за счет преднамеренного введения рассогласований в соединения волокон можно добиться оптимизации полосы пропускания (за счет некоторых избыточных потерь мощности). Для теоретического рассмотрения такого эффекта также нужно рассчитывать  $\tilde{p}_{i_0}^{\text{out}}(R)$  для корректного определения широкополосности, т.е. применять разработанную методику расчета по п.4.3, и контролировать уровень увеличения потерь мощности, применяя формализм, описанный в Главе 3.



#### 4.6. Алгоритм расчета полосы пропускания сложного тракта

В общем случае, для сложного тракта, состоящего из нескольких ММ световодов, рассмотренные выше принципы можно объединить в методику вычисления широкополосности, которая подразумевает следующие пять этапов:

1) Волоконный тракт «разбивается» на участки.

Разбиение осуществляется согласно расположению распределенных и локальных неоднородностей в нем, как это описано в п.2.1.

2) Последовательно вычисляются РММ во входных и выходных сечениях всех получившихся участков тракта.

На основе известного входного распределения  $p_1^{\text{in}}(R)$ , с учетом параметров первого волоконного участка, вычисляется  $p_1^{\text{out}}(R)=H_L(p_1^{\text{in}}(R))$  по выражению (2.2). Затем, с учетом параметров второго участка тракта и локальной неоднородности (стыка) между ними, вычисляется  $p_2^{\text{in}}(R)=H_A[p_1^{\text{out}}(R)]$  по выражению (2.22). Далее процедура повторяется для всех остальных участков, вплоть до вычисления  $p_N^{\text{out}}(R)$  в выходном сечении тракта. В итоге получаем набор  $p_1^{\text{out}}(R), p_2^{\text{out}}(R) \dots p_N^{\text{out}}(R)$ .

3) Вычисляются распределения  $\tilde{p}_i^{\text{out}}(R)$  всех участков в составе тракта.

Согласно выражению (4.14), на основе найденных ранее выходных РММ участков разбиения тракта, вычисляются (в произвольном порядке) соответствующие распределения  $\tilde{p}_1^{\text{out}}(R), \tilde{p}_2^{\text{out}}(R) \dots \tilde{p}_N^{\text{out}}(R)$ , где  $\tilde{p}_i^{\text{out}}(R)=H_{\text{MT}}[p_i^{\text{out}}(R)]$ . Причем вычисление  $\tilde{p}_N^{\text{out}}(R)$  для последнего участка разбиения необходимо только при наличии диафрагмирования выходного излучения, поступающего на фотоприемник, в противном случае  $\tilde{p}_N^{\text{out}}(R)=p_N^{\text{out}}(R)$ .

4) Вычисляется среднеквадратическое уширение импульса в каждом из участков разбиения тракта.

Согласно выражению (4.7), с учетом найденных распределений  $\tilde{p}_i^{\text{out}}(R)$  вычисляются  $\tau_i = H_\tau[\tilde{p}_i^{\text{out}}(R)]$ .

5) Оценивается итоговая широкополосность тракта.

Значение итогового уширения наиболее вероятно находится в пределах, заданных формулой (4.18). При этом в случае малости эффектов связи мод на локальных неоднородностях в составе рассматриваемого тракта, итоговое уширение близко к худшей оценке (линейное сложение). При наличии существенных рассогласований в локальных неоднородностях, вызывающих связь мод, значение итогового уширения будет меньше, ближе к оценке с квадратичным сложением.

Для волоконного тракта, состоящего из одного протяженного СВ  $i_0$  и одного или нескольких коротких волокон (структура тракта, описанная в п.4.5), количество вычислений, которые необходимо выполнить для получения итоговой широкополосности существенно снижается. А именно, на 2ом этапе рассчитываются распределения  $p_1^{\text{out}}(R) \dots p_{i_0}^{\text{out}}(R)$ , на 3ем и 4ом этапах – зависимость  $\tilde{p}_{i_0}^{\text{out}}(R)$  и значение  $\tau = \tau_{i_0}$ , при этом выполнение этапа 5 не требуется.

#### **4.7. Вычисления полосы пропускания для многомодовых трактов**

В данной части работы представлены результаты расчетного моделирования для определения широкополосности сложных ММ трактов.

Первой задаче было наглядно показать в расчетах с помощью предложенного формализма, зависимость полосы пропускания ММ волокна от ранее не учитываемых в теоретических вычислениях параметров – дифференциальных модовых потерь и условий возбуждения световода (модового состава излучения).

Далее было проведено исследование изменения полосы пропускания сложных волоконных трактов из-за неоднородностей.

#### **4.7.1. Изменение полосы пропускания с ростом дифференциальных модовых потерь**

Согласно п.2.3.2 и выводам, полученным в п.2.3.6 в протяженных ММ световодах наблюдается изменение модового состава распространяющегося излучения, в основном, обусловленное эффектом дифференциального модового затухания. Изменение РММ в волокне оказывает влияние на полосу пропускания такого тракта. Чтобы характеризовать степень влияния модозависимого затухания на полосу пропускания, в данном параграфе вычисляется зависимость коэффициента широкополосности (погонной полосы пропускания) протяженного тракта от расстояния, т.е. от увеличения модозависимого затухания.

В вычислениях этого параграфа использовались следующие параметры и входные данные. Расчеты проводились для волокна F1, моделирующего световод Corning InfiniCor 50/125 мкм, длиной 10 км. Для удобства анализа рассматривалось равномерное возбуждение волокна. Функция дифференциальных модовых потерь задавалась аналогично условиям расчетов (Р-2.1)-(Р-2.3) и (Р-3.1), представленных в Главе 2 и 3, ее вид приведен на Рис.2.7. Результаты этого расчета представлены на Рис.4.1. Дополнительно, для пояснения на Рис.4.1 приведены входное РММ ( $Z = 0$ ) и РММ, преобразованное на длине в 1 км.

Обычно полагается, что зависимость коэффициента широкополосности от длины должна быть постоянной (константой). Однако результаты расчета на Рис 4.1 по разработанной методике показывают, что при учете влияния модозависимого затухания, коэффициент широкополосности изменяется на протяжении волокна. Также стоит отметить, что вид полученной зависимости согласуется с физическим смыслом. По мере распространения высшие моды излучения затухают (что демонстрируют приведенные на Рис 4.1 функции РММ), и РММ изменяется в стороны узкого селективного возбуждения, из-за чего увеличивается полоса пропускания световода.

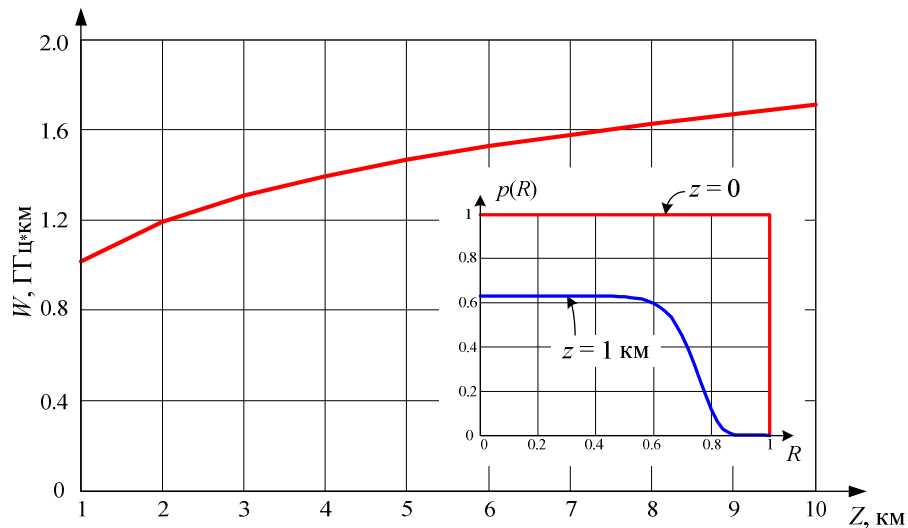


Рис.4.1. Изменение коэффициента широкополосности с ростом длины в протяженном тракте с дифференциальным модовым затуханием.

#### 4.7.2. Зависимость полосы пропускания от РММ излучения

Для исследования зависимости полосы пропускания ММ волокна от РММ распространяющегося излучения в расчетах были выбраны следующие условия.

Рассматривался случай стандартного многомодового ВС, на основе параметров волокна Corning 50/125 мкм, приведенных в справочной таблице 2.4. Предполагалось, что рассматриваемый волоконный тракт не имеет резких локальных неоднородностей (состоит из одного отрезка волокна) и распределенных неоднородностей (тракт имеет длину, недостаточную для заметного проявления эффекта дифференциального модового затухания). Рассматривается ВС длиной 1 км, поэтому получаемая полоса пропускания аналогична погонному коэффициенту широкополосности. Таким образом, моделировался «идеальный» многомодовый волоконный тракт без неоднородностей (входной модовый состав излучения не изменялся, и полоса пропускания зависела только от параметров волокна и входного РММ).

Рабочая длина волны источника излучения – 850 нм.

Для исследования влияния модового состава на полосу пропускания волокна, в расчетах данного пункта использовалось параметрическое входное распределение, зависящее от параметра «заполнения» модового состава  $v$ : от 0 до величины « $v$ » задавалось равномерное возбуждение мод ( $= 1$ ), после – экспоненциальное спадание со степенью 3 ( $= \exp[-(4(R-v))^3]$ ). Примеры реализаций параметрической функции РММ, отличающиеся по степени заполнения модового состава излучения (от равномерного возбуждения при  $v \sim 1$ , до среднего заполнения при  $v \sim 0.6$ , и узкого при  $v < 0.2$ ), приведены на Рис.4.2.

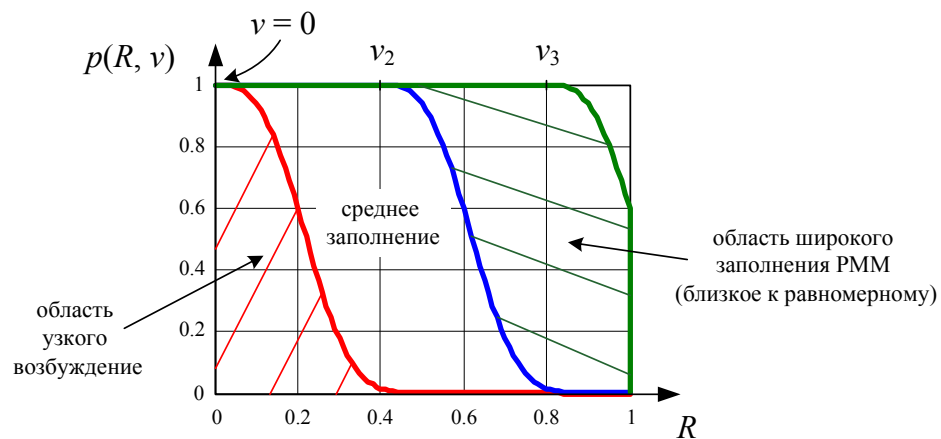


Рис.4.2. Примеры параметрической функции РММ с узким, средним, и широким заполнением модового состава, где  $v$  – параметр заполнения.

В расчете для описанного выше случая получена зависимость полосы пропускания (коэффициента широкополосности) волокна от параметра  $v$ , определяющего степень заполнения модового состава излучения в нем, приведенная на Рис.4.3. Приведенная характеристика показывает существенное изменение полосы пропускания ММ волокна в зависимости от возбужденного в нем модового состава излучения: полоса пропускания изменяется более чем в 8 раз: от 980 МГц\*км для равномерного РММ, до 8.7 ГГц при узкополосном возбуждении.

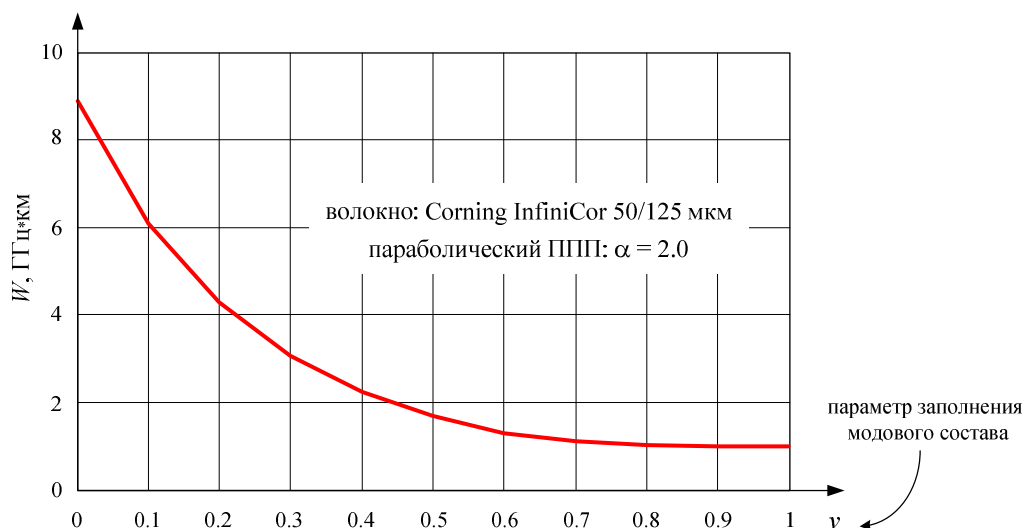


Рис.4.3. Зависимость полосы пропускания ММ волокна 50/125 мкм от степени заполнения модового состава входного излучения (параметра  $\nu$ ).

#### 4.7.3. Изменения полосы пропускания тракта из-за волоконных неоднородностей

Для исследования зависимости полосы пропускания ММ тракта от наличия и характеристик волоконных неоднородностей в его составе была сформулирована следующая вычислительная задача.

Рассматривался тракт, состоящий из основного протяженного отрезка волокна и короткого патчкорда, соединяющего основное волокно с источником. Предполагалось, что данный тракт построен на основе волокон Corning 50/125 и 62.5/125 мкм (параметры приведены в справочной таблице 2.4), а в месте стыка образована локальная неоднородность. Параметры и тип неоднородности варьировались на этапах расчета, и указываются ниже, непосредственно перед соответствующими результатами. Предполагается, что длиной соединительного патчкорда можно пренебречь (на практике  $< 1$  м), а длина протяженного волокна всегда задавалась равной 1 км, поэтому получаемая полоса пропускания аналогична погонному коэффициенту широкополосности.

В качестве входных РММ задается набор из трех распределений, введенных в п.2.5 и показанных на Рис.2.12: РММ №1 с равномерным возбуждением всех мод, РММ №2 со средней степенью заполнения модового состава, и РММ №3 с узким модовым составом. Длина волны источника оптического излучения – 850 нм.

Таким образом, исследовалась зависимость полосы пропускания составного тракта и от вида входного РММ, и от параметров и типа неоднородности в стыке волокна и соединительного патчкорда.

На Рис.4.4 представлены результаты расчета зависимости полосы пропускания от величины осевого смещения « $u$ » в соединении протяженного волокна и подводящего патчкорда, которые выполнены на основе одного и того же волокна Corning 50/125 (т.е. соединение характеризовалось наличием локальной неоднородности только одного типа).

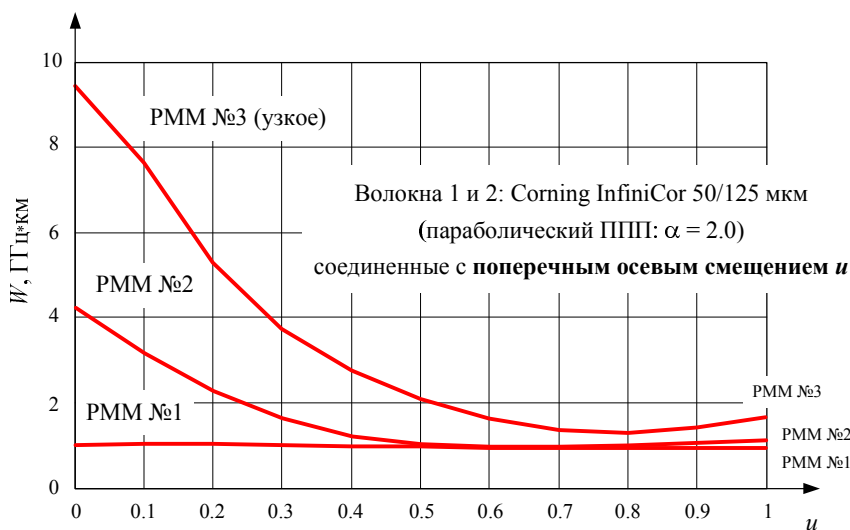


Рис.4.4. Зависимость полосы пропускания волоконного тракта из патчкорда и основного волокна 50/125, соединенных с осевым поперечным смещением  $u$ , при разных возбуждениях тракта: от равномерного заполнения, до узкого входного РММ (РММ №1-№3).

На Рис.4.4 можно видеть зависимость итоговой полосы пропускания составного волоконного тракта, как от условий возбуждения, так и от неоднородностей в его составе. Наибольшее измерение полосы пропускания рассматриваемого тракта от параметра осевого смещения в стыке получено для узкого селективного возбуждения (РММ №3). Для случая равномерного входного РММ (РММ №1) широкополосность тракта согласно вычислениям изменяется с максимальной величиной в 50 МГц\*км при средней величине 990 МГц\*км.

Рассмотрим далее зависимость полосы пропускания от других локальных неоднородностей, а именно, рассмотрим тракт, содержащий соединения волокон с разными диаметрами сердцевин/числовыми апертурами/ППП. Для анализа отличий действия на полосу пропускания отдельных типов локальных неоднородностей, здесь будут приведены расчеты, учитывающие одновременное наличие только одной из указанных неоднородностей.

На Рис.4.5 представлена расчетная зависимость полосы пропускания такого составного тракта от величины рассогласования в соединении волокон с разными диаметрами сердцевины. В данном случае для первого (патчкорд) и второго волокна (протяженное волокно) задаются параметры волокна Corning InfiniCor 50/125, за исключением того, что второй СВ имеет отличный диаметр сердцевины, который изменяется в пределах от 10 мкм (практически – одномодовое волокно) до 90 мкм (в 1.8 раза «шире» сердцевины волокна 1).

Аналогичным образом моделировался случай стыка волокон с разными апертурами (Рис.4.6) и PPP (Рис.4.7): для волокна 1 (патчкорд) задавались параметры волокна Corning InfiniCor 50/125, а для волокна 2 – параметры, аналогичные волокну 1, за исключением одного варьируемого параметра, по которому создавалось рассогласование.



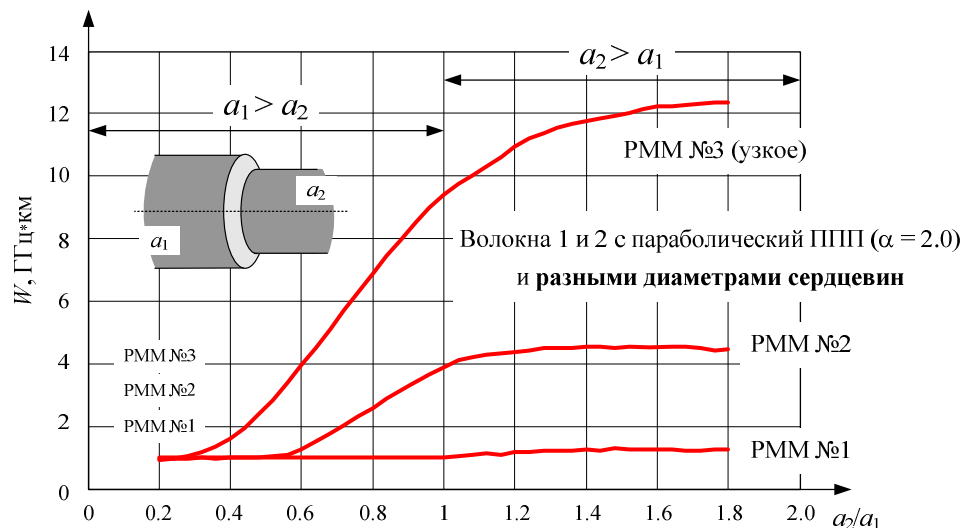


Рис.4.5. Зависимость полосы пропускания волоконного тракта состоящего из короткого подводящего патчкорда и основного волокна, не согласующихся по диаметру сердцевин, при разных возбуждениях тракта: от равномерного заполнения, до узкого входного PMM (PMM №1-№3).

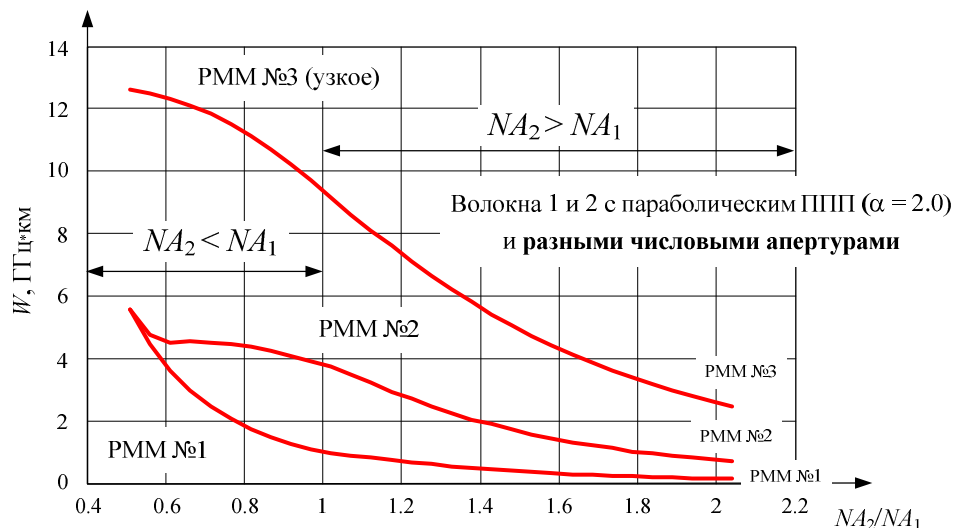


Рис.4.6. Зависимость полосы пропускания волоконного тракта состоящего из короткого подводящего патчкорда и основного волокна, не согласующихся по числовым апертурам, при разных возбуждениях тракта: от равномерного заполнения, до узкого входного PMM (PMM №1-№3).

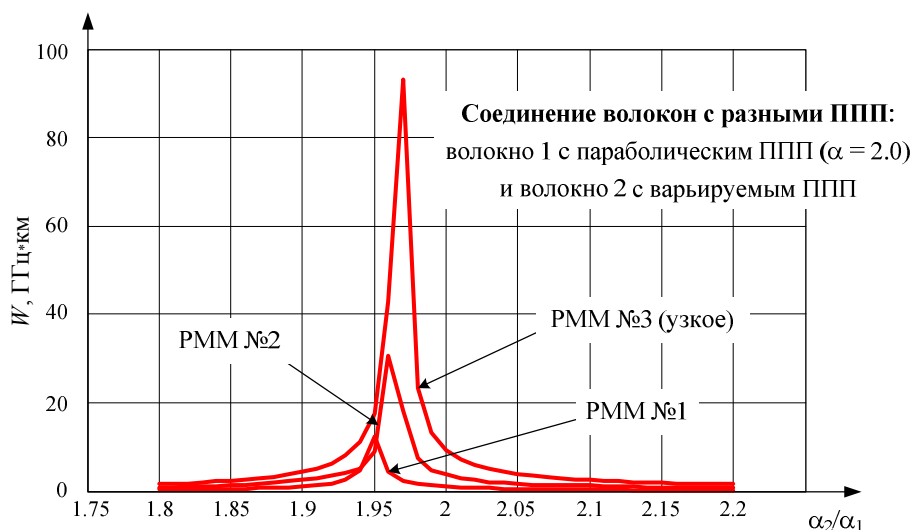


Рис.4.7. Зависимость полосы пропускания волоконного тракта состоящего из короткого подводящего патчкорда и основного волокна, не согласующихся по ППП, при разных возбуждениях тракта: от равномерного заполнения, до узкого входного РММ (РММ №1-№3).

Характеристики, приведенная на Рис.4.7, требуют некоторых дополнительных пояснений, поскольку вычисленная величина полосы пропускания тракта достигает 90 ГГц\*км для узкого входного РММ (РММ №3). Такая большая величина, с одной стороны, объясняется тем, что в вычислениях не учитывается хроматическая дисперсия (замечание верно для всех расчетов этого параграфа). С другой стороны, точка максимума этой зависимости соответствует волокну, оптимизированному для заданных условий возбуждения, т.е. при таком ППП модовая дисперсия в волокне частично или полностью компенсируется. Обычно эффект компенсации достигается смещением ППП от стандартной величины  $\alpha = 2.0$  в меньшую («перекомпенсированные» ВС,  $\alpha < 2.0$ ) или большую сторону («недокомпенсированные» ВС,  $\alpha > 2.0$ ) [23].

Общий анализ результатов расчетов показывает, что полоса пропускания зависит от наличия и величины неоднородностей в составном волноводном тракте, причем, она может, как уменьшаться (Рис.4.4 и 4.6), так

и возрастать (Рис.4.5 и 4.7), по сравнению с полосой аналогичного тракта без неоднородностей.

#### **4.8. Выводы к Главе 4**

Изложенная в п.4.6 методика расчета полосы пропускания сложного ММ волоконного тракта позволяет вычислить широкополосность на основе данных о параметрах волокон и неоднородностей в его составе. Представленная методика позволяет анализировать эффект влияния неоднородностей в сложных трактах на итоговую полосу пропускания. Это может использоваться при проектировании волоконных систем, в том числе для изучения возможности увеличения широкополосности тракта путем внесения преднамеренных рассогласований.

Ограничением на универсальность предложенной методики является рассмотрение волокон со степенной профильной функцией ( $\alpha$ -профилем). Это обусловлено использованием явных формул для задержек мод в волокнах с  $\alpha$ -профилем при получении расчетных выражений. Стоит отметить, что предложенная методика может с большой степенью точности использоваться и для характеристики широкополосности в волокнах с близкими к степенным профильными функциями, поскольку в этом случае можно использовать эквивалентный  $\alpha$ -параметр [82].

Как и в случае с расчетом РММ, при использовании предложенной методики для вычисления полосы пропускания практического ММ тракта, наиболее сложным является вопрос точного определения параметров волокон (ППП, функции  $\gamma(R)$ ) и входного РММ. Эту проблему необходимо учитывать и при анализе результатов расчетного моделирования. Однако следует отметить, что проблема точного определения подобных параметров расчета характерна не только для разработанной методики, но имеет место и в других методах оценки полосы, указанных в обзоре литературы (Глава 1).

## **Глава 5. Измерение параметров волоконных трактов и сравнение с расчетным моделированием**

### **5.1. Введение**

Ранее в работе, в главах 2-4, были представлены методики расчета и оценки преобразования РММ излучения в сложных ММ волоконных трактах, содержащих различные неоднородности, а также методы расчета параметров таких трактов на основании вычисленного преобразования РММ: потерь мощности и коэффициента широкополосности тракта. Дополнительно было проведено множество расчетов моделирующих преобразования РММ излучения, потерь мощности и изменения широкополосности в сложных трактах. Частично результаты проведенных расчетов были проверены на основе известных зависимостей и эмпирических расчетных формул для некоторых частных случаев (для случая распространения оптического излучения с равномерным входным модовым распределением в квадратичном ММ волокне). Также некоторые результаты были проверены по критерию физической правильности – на отсутствие потерь там, где нет физических причин их возникновения и т.п.

Несмотря на некоторую теоретическую проверку результатов расчетов, адекватность полученного теоретического аппарата необходимо подтвердить экспериментально. Эта задача решается с помощью лабораторных измерений параметров ММ волоконных трактов, моделирования этих измерений в расчетах, и сравнения теоретических и экспериментальных результатов.

При анализе необходимо принимать во внимание, что согласно доводам, представленным в п.2.5, сложно ожидать полного совпадения результатов измерений и расчетов. Причина этого – проблема точного задания параметров для теоретического моделирования, а именно – специфических параметров ММ волокна (точной профильной функции, параметров легирования сердцевины и оболочки и т.д.) и параметров

возбуждения волокна источником (измерение входного РММ излучения). В теоретических расчетах использовались точные параметры рассматриваемой волоконной системы, которые были известны по данным производителя компонентов, и наиболее достоверные оценки остальных параметров задачи.

## **5.2. Элементная база. Лабораторная установка. Измерения CPR-параметров источников оптического излучения**

Все экспериментальные измерения проводились в лаборатории волоконной оптики кафедры радиофизики Радиофизического факультета Санкт-Петербургского Политехнического Университета, на базе оборудования и приборов лаборатории. Перечислим основные компоненты, используемые в измерениях.

### **5.2.1. Источники оптического излучения и их CPR параметры**

Выбор источников излучения в работе разделяется на две части – обеспечение источников для задачи измерения потерь мощности и для измерения полосы пропускания волоконных трактов.

Для проведения *измерений потерь мощности* излучения использовались следующие источники оптического излучения: стандартные источники оптического излучения с одномодовым волоконным выводом («pig-tail») «Алмаз-11» (производства НПО «ЛОНИИР»), работающие на длинах волн 850, 1300 и 1550 нм; светоизлучающие диоды фирмы «PHOTOM» на длинах волн 850 и 1300 нм; и неодимовый импульсный волоконный лазер с одномодовым выводом производства фирмы «NP Photonics» с рабочей длиной волны 1060 нм, и волоконно-оптическим усилителем на выходе (выходная импульсная мощность  $\sim 50$  Вт).

Также использовался волоконно-оптический модовый смеситель «ModCon» (Mode Controller) производства фирмы Arden Photonics, сконструированный на многомодовом волокне с диаметром сердцевины 50

мкм, подробное описание которого приведено на сайте производителя [100]. Модовый смеситель применяется для унификации измерений в многомодовых волокнах путем преобразования РММ излучения. Произвольное РММ входного излучения преобразуется в смесителе к унифицированному виду, близкому к равномерному заполнению модового состава. Таким образом, использование модового смесителя практически увеличивает число доступных источников вдвое. Смеситель «ModCon» применялся в измерениях для возбуждения широких РММ, характеризующихся большой степенью заполнения модового состава.

РММ, возбуждаемое в волокне источником «Алмаз-11» с ОМ выводом, можно изменить, поставив между выходом источника и волокном переменный оптический аттенюатор. Аттенюатор создает регулируемый воздушный зазор между выходным торцом одномодового вывода источника и входным торцом волокна, за счет чего модовое распределение излучения расширяется. При этом изменяя величину зазора (увеличивая потери в аттенюаторе) можно изменять распределение итогового излучения в волокне. Использование аттенюатора позволило получить дополнительные варианты входных РММ.

Совокупность указанных источников излучения, их сочетания с модовым смесителем «ModCon» и переменным аттенюатором образуют набор источников излучения, обеспечивающих разные типы возбуждения ВС. Для характеристики РММ, возбуждаемого в волокне источниками излучения, была использована методика измерения параметра CPR, подробно описанная в п.1.7. Значения CPR и соответствующие им типы РММ для источников из рассматриваемого набора приведены в таблице 5.1.

По данным таблицы 5.1 можно сделать вывод, что многие из протестированных источников оптического излучения возбуждают в СВ близкое по степени заполнения модового состава излучение. Поэтому, проведение измерений с использованием всего набора представляется

нецелесообразным, очевидно, результаты экспериментов с источниками излучения, характеризующимися схожими РММ, будут близки друг к другу.

Таблица 5.1. Параметры CPR источников оптического излучения.

| Источник                            | ModCon | CPR(дБ) | Вид РММ                                   |
|-------------------------------------|--------|---------|-------------------------------------------|
| «Алмаз-11», 850 нм                  | Нет    | 3.97    | (~ 3.9 дБ) очень узкое                    |
| «Алмаз-11», 850 нм                  | Да     | 17.42   | (> 16 дБ) полностью заполненное           |
| «Алмаз-11», 1300 нм                 | Нет    | 2.954   | (< 3.9 дБ) очень узкое                    |
| «Алмаз-11», 1300 нм                 | Да     | 21.702  | (> 16 дБ) полностью заполненное           |
| «Алмаз-11», 1550 нм                 | Нет    | 2.3     | (< 3.9 дБ) очень узкое                    |
| «Алмаз-11», 1550 нм                 | Да     | 16.32   | (> 16 дБ) полностью заполненное           |
| Волоконный лазер, 1060 нм           | Нет    | 1.646   | (< 3.9 дБ) очень узкое                    |
| Волоконный лазер, 1060 нм           | Да     | 15.026  | (>12 дБ) близко к заполненному            |
| с/д РНОТОМ, 850 нм                  | Нет    | 17.531  | (> 16 дБ) полностью заполненное           |
| с/д РНОТОМ, 1300 нм                 | Нет    | 18.118  | (> 16 дБ) полностью заполненное           |
| «Алмаз-11» (850 нм) +<br>аттенюатор | Нет    | 8.573   | (8 дБ < CPR < 11.9 дБ) среднее заполнение |

Из рассмотренного набора для задачи измерения потерь мощности были выбраны отмеченные в таблице 5.1 фоном источники излучения, как возбуждающие в ВС существенно различающиеся РММ, а также руководствуясь доводами п.2.5.

Для возбуждения узкого РММ, и как наиболее удобный в обращении, был выбран **источник «Алмаз-11»** с ОМ волоконным выводом и длиной волны 850 нм. Как наиболее мощный и применимый за счет импульсного режима для измерения полосы пропускания волокна, был выбран **лазерный источник** с длиной волны 1060 нм, также возбуждающий узкий входной модовый состав.

Для возбуждения модового состава среднего заполнения был выбран **«Алмаз-11» с оптическим аттенюатором.**

Для «широкого» (близкого к равномерному заполнению) возбуждения – комбинация **«Алмаз-11» с модовым смесителем «ModCon»**, а также **светодиод РНОТОМ** с длиной волны 1300 нм.

Остановимся более подробно на свойствах выбранных источников. «Алмаз-11» использовался в различных комбинациях для получения всех требуемых типов входного РММ излучения, от узкого до равномерного заполнения. Однако «Алмаз-11» и неодимовый лазер обладают выраженными когерентными свойствами, из-за чего в ММ волокне наблюдаются интерференционные эффекты, а именно, спекл-картина на выходном торце световода, что уменьшает точность измерения выходной мощности излучения. Для минимизации влияния спеклов на измерение выходной мощности, согласно [101,102], во время измерений с этими источниками производилась вибрация волоконного тракта, которая приводила к усреднению показаний. Светодиодные источники слабокогерентны, поэтому интерференционные эффекты не вносят существенную погрешность в результаты измерений с ними.

Как отмечалось в Обзоре (Глава 1), для **измерения полосы пропускания** ММ световода необходимо использовать импульсные источники излучения. Также, по аналогии с выбором источников для измерения потерь мощности, в рассматриваемом волокне необходимо обеспечить возбуждение разных РММ. Для этих целей были выбраны следующие источники.

Для возбуждения узкого РММ применялся **импульсный неодимовый волоконный лазер «NP Photonics»** (параметры указаны выше в тексте и таблице 5.1).

Для среднего заполнения модового состава использовался **лазерный источник** цифрового рефлектометра **ANRITSU «MW9076K»** с импульсным режимом работы на рабочей длине волны 1300 нм, обеспечивающий 5 Вт мощности в импульсе. Согласно данным производителя этот источник



характеризуется средней степенью заполнения РММ, что было подтверждено измерением параметра CPR (10.2 дБ в волокне 50/125 мкм).

Для возбуждения в волокне РММ близкого к равномерному возбуждению, использовалась **комбинация волоконного лазера с модовым смесителем** (параметры приведены выше в тексте и таблице 5.1).

### 5.2.2. Волоконные световоды

В измерениях использовались волоконные световоды производства фирмы Corning. В основном, это были стандартные, широко применяемые многомодовые волокна Corning 50/125 мкм и Corning 62.5/125 мкм, стандартные параметры которых приведены в справочной таблице 2.4. При построении измерительных трактов использовались разные конфигурации волоконных элементов: катушки, содержащие волокно длиной до десятков километров; волоконные патч-корды (отрезки волокна длиной около метра, снабженные волоконными вилками); а также короткие (до метра) отрезки волокна без специальных соединителей на концах, или снабженные разъемом только с одной стороны. Некоторые используемые волоконные элементы показаны на Рис.5.1. Катушки с волокном Corning InfiniCor 50/125 мкм и InfiniCor 62.5/125 мкм длинами 17.6 км и 6.5 км были предоставлены для исследования ОАО «СЕВКАБЕЛЬ».

Дополнительно, при необходимости обеспечения «узкого» возбуждения ММ волокна (близкого к одномодовому), применялись входные патч-корды на основе одномодового волокна Corning 9/125 мкм. Данные производителя по используемым световодам приведены в таблице 5.2.

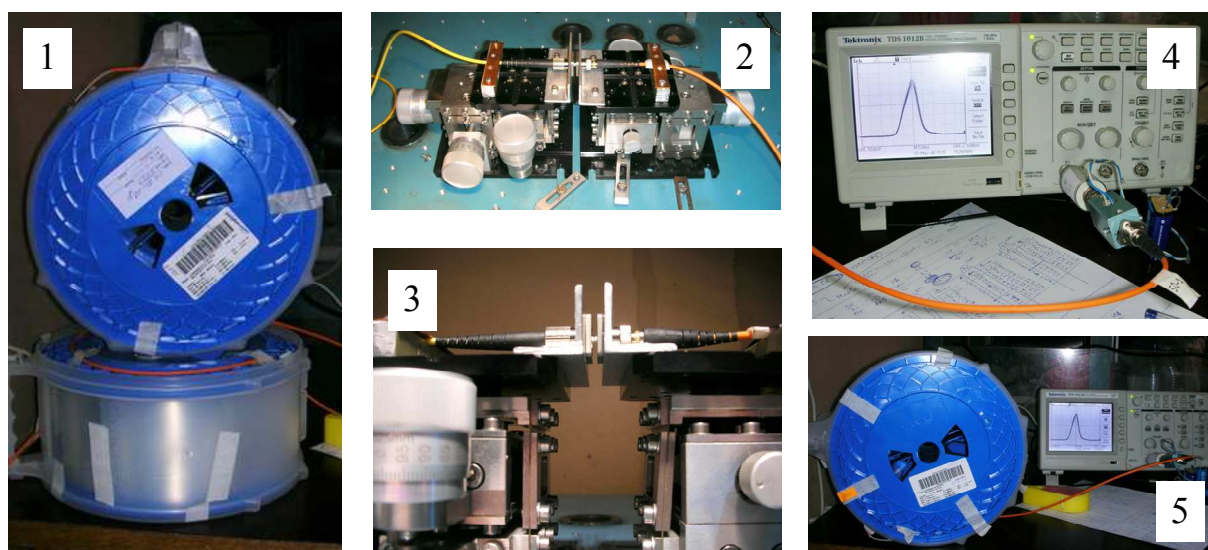


Рис.5.1. Примеры используемых волоконных элементов: 1 – волоконные катушки Corning InfiniCor 50/125 и 62.5/125; 2 – соединение волокон с помощью микропозиционеров; 3 – крепление и соединение волокон на микропозиционерах; 4 – выход катушки, соединенный с фотодиодным приемником излучения, подключенным к цифровому осциллографу, регистрируемый импульс; 5 – волоконная катушка, подсоединенная к фотоприемнику с осциллографом.

Таблица 5.2. Параметры ВС согласно данным производителя.

| Волокно           | $\alpha$   | $d$<br>сердцевины | Числовая<br>апертура, NA | $n$<br>эффект. | Затухание,<br>дБ/км           | Коэффициент<br>широкополосности,<br>МГц·км |
|-------------------|------------|-------------------|--------------------------|----------------|-------------------------------|--------------------------------------------|
| Corning InfiniCor | $\sim 2.0$ | 50.3 мкм          | 0.196                    | 1.481<br>1.476 | 2.2 (850 нм)<br>0.4 (1300 нм) | 1758 (850 нм)<br>491 (1300 нм)             |
| Corning InfiniCor | $\sim 2.0$ | 61.9 мкм          | 0.272                    | 1.496<br>1.491 | 2.8 (850 нм)<br>0.5 (1300 нм) | 276 (850 нм)<br>751 (1300 нм)              |
| Corning SMF-28    | $\infty$   | 9 мкм             | 0.14                     | 1.468          | 0.4-0.22                      | --                                         |

Неидеальные соединения волокон, содержащие рассогласования по диаметру сердцевин и/или числовой апертуре реализовывались простым соединением волокон с разными параметрами в волоконной розетке. Это наиболее простой способ получения локальной неоднородности в измерительном тракте. Задача создания контролируемого поперечного

осевого смещения в стыке волокон более сложна. В измерительной схеме такие соединения создавались с помощью микропозиционеров, что более подробно описывается ниже.

### 5.2.3. Оптические приемники

Излучение, которое возбуждается источником и распространяется в световоде, на выходе необходимо зарегистрировать, что осуществляется с помощью приемников оптического излучения. В данной работе применялись следующие оптические приемники: приемник «Алмаз-21» производства НПО «ЛОНИИР», работающий на длинах волн 850, 1300 и 1550 нм, и обладающей широкой чувствительной площадкой фотодетектора, позволяющей принять все излучение из ММ волокна без потерь; а также фотоприемники для регистрации коротких оптических импульсов, собранные в лаборатории волоконной оптики СПбГПУ. Типичная электронная схема подключения фотодиода в таком приемнике изображена на Рис.5.2

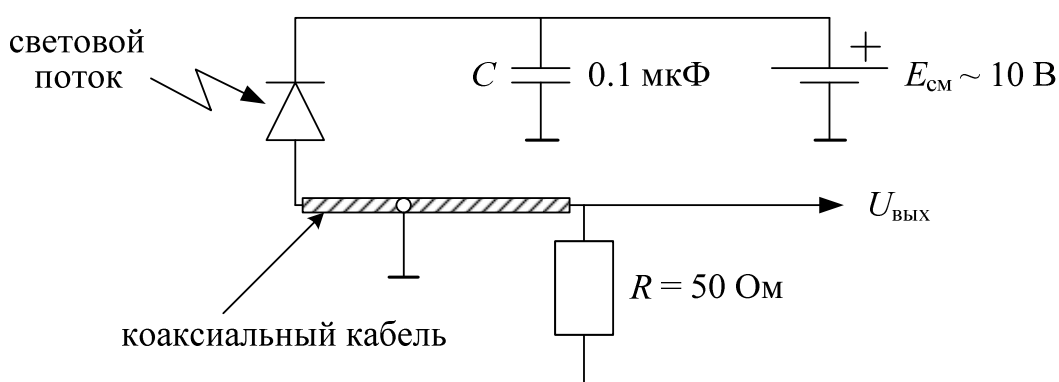


Рис.5.2. Схема фотодиодного приемника.

Как правило, в таких схемах, как на Рис.5.2, используются фотодиоды с малыми размерами чувствительной площадки, диаметром примерно 20-50 мкм, имеющие промышленные устройства ввода оптических сигналов в виде волоконного пигтейла или оптического разъема.

В данной работе были созданы три приемника для применения в разных диапазонах длин волн излучения с использованием разных фотодиодов: на основе кремния (Si-фотодиод), германия (Ge-фотодиод), и на основе полупроводниковой структуры (InGaAs-фотодиод).

Данные InGaAs PIN-фотодиода «G9801» фирмы Hamamatsu:

- $E_{\text{см}} (\text{max}) \leq 20 \text{ В};$
- спектральный диапазон  $\lambda = 0.9\text{-}1.7 \text{ мкм};$
- фоточувствительность  $S = 0.9 \text{ А/Вт} (\lambda = 1.3 \text{ мкм}),$   
 $S = 0.95 \text{ А/Вт} (1.55 \text{ мкм});$
- темновой ток  $I_{\text{т.т.}} = 0.02 \text{ нА};$
- граничная частота  $f_c = 2 \text{ ГГц};$
- емкость  $C_t = 1 \text{ нФ};$
- эквивалентная шумовая мощность\*  $\text{NEP} = 3 \cdot 10^{-15} \text{ Вт}/\sqrt{\text{Гц}}.$

\* приведена оценка NEP по темновому току, без учета тепловых шумов нагрузочного резистора.

Для диапазона длин волн первого окна прозрачности волоконных световодов  $\lambda = 0.85 \text{ мкм}$  применялся Si-фотодиодный приемник с максимумом чувствительности  $S = 0.5 \text{ А/Вт}$  для  $\lambda = 0.85 \text{ мкм}$ .

Для диапазона длин волн  $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$  (соответствует длине волны неодимового волоконного лазера) применялся германиевый лавинный фотодиод ЛФДГ-70 с волоконно-оптическим входным патчкордом. Для обеспечения лавинного режима использовалось рабочее напряжение  $E_{\text{см}}$  равное  $-36 \text{ В}$ .

Фотодиод ЛФДГ-70 имеет следующие параметры:

- чувствительность ( $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$ )  $\sim 25 \text{ А/Вт};$
- темновой ток не более  $0.03 \text{ мкА};$
- рабочий спектральный диапазон  $\lambda = 0.5\text{-}1.6 \text{ мкм};$
- спектральная плотность шумового тока  $\langle i_{\text{ш}} \rangle \sim 5 \cdot 10^{-12} \text{ Вт}/\sqrt{\text{Гц}}.$

По величине указанной чувствительности фотодиода можно оценить коэффициент лавинного умножения  $M \sim 25$  (т.к. известна величина чувствительности при  $M = 1$ , равная  $S \sim 1 \text{ А/Вт}$ ).

Кроме собственно приемников излучения, в состав регистрирующего оборудования входили цифровые осциллографы: TDS1012 (производства фирмы Tektronix, Inc.) и GDS-810S (производства фирмы GW Instek Co., Ltd.), обладающие следующими параметрами (приведены основные параметры, которые важны для анализа измерений данной главы). TDS1012: полоса пропускания 100 МГц, 2 канала, чувствительность 2 мВ/дел (до 5 В/дел), погрешность 3%, горизонтальная развертка 5 нс/дел (до 50 с/дел). GDS-810S: полоса пропускания 100 МГц, 2 канала, чувствительность 2 мВ/дел (до 5 В/дел), погрешность 3%, горизонтальная развертка 1 нс/дел (до 5 с/дел).

#### **5.2.4. Лабораторная установка**

В работе проводятся исследования ММ волоконных трактов, содержащих различные неоднородности, причем в ходе измерений должны контролироваться параметры рассогласований в неоднородности. Понятно, что распределенные неоднородности, описанные в п.2.2, зависят от свойств волокна и не могут быть «искусственно» введены в исследуемую систему. Тогда как резкие локальные неоднородности, обсуждаемые в п.2.3, могут быть внесены в уже существующий тракт, в виде дополнительного соединения волокон с рассогласованием параметров или смещением осей волокон в месте стыка.

Опишем подробнее создание контролируемых локальных неоднородностей в ходе измерений. При этом сначала рассматриваются лабораторные установки, используемые в измерениях потерь мощности, и далее – полосы пропускания ММ трактов.

В измерениях *потерь мощности* наиболее простым с точки зрения осуществления в лабораторной схеме является соединение отличающихся волокон в составе тракта (такой стык – это локальная неоднородность с рассогласованием по диаметру сердцевины и числовой апертуре). В этом случае для соединения волокон использовались стандартные соединительные розетки FC (с полным физическим контактом торцов соединяемых волокон). Схема соответствующей лабораторной установки для измерения потерь мощности в соединении отличающихся волокон приведена на Рис.5.3, где используются следующие сокращения: ИОИ – источник оптического излучения, и ПОИ – приемник оптического излучения, FC – соединение волокон в FC-розетке (с полным физическим контактом торцов).

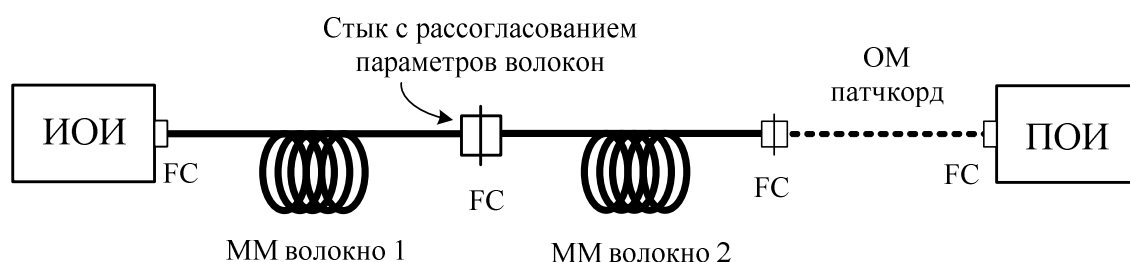


Рис.5.3. Схема лабораторной установки для измерения потерь мощности в соединении волокон с отличающимися параметрами.

Изображенный пунктиром **ОМ патчкорд** подключается к выходу рассматриваемого тракта только для измерений параметра **CPR** (для контроля изменения степени заполнения **PMM** прошедшего излучения, согласно методике, описанной в п.1.8).

Проблемой в таких измерениях является ограничение по доступным типам волоконных световодов. В наличии есть (см. таблицу 5.2) **ММ волокна** Corning InfiniCor 50/125 и Corning InfiniCor 62.5/125, поэтому исследовались два стыка: 50/125-62.5/125 и 62.5/125-50/125. Соответственно, моделировался

переход излучения из «толстого» волокна с большим радиусом сердцевины и большей числовой апертурой в «тонкое» волокно и наоборот.

Поскольку при соединении ВС в стандартных розетках нет возможности вводить и изменять рассогласование поперечного смещения осей, для исследования этого типа неоднородности стыковка торцов волокон осуществлялась с помощью микропозиционеров. Вместо рассогласованного соединения в розетке, в состав измерительного такта включалось соединение волокон без защитной оболочки и насадок, осуществляемое напрямую, с помощью микропозиционеров «7TF2» производства фирмы Standa Ltd. Микропозиционеры обеспечивают возможность движения подвижной платформы по трем координатам и вращения на  $180^\circ$ , чувствительность позиционера 0.2 мкм, разрешающая способность 1.25 мкм (1/2 деления шкалы прибора). Фиксация концов соединяемых волокон на микропозиционерах позволяла изменять их взаимное расположение, создавая поперечное осевое рассогласование в стыке. Величина осевого рассогласования контролировалась по шкале микропозиционера, и дополнительно с помощью микроскопа. Изображение микропозиционера Standa «7TF2» с закрепленным волокном приведено на Рис.5.4.

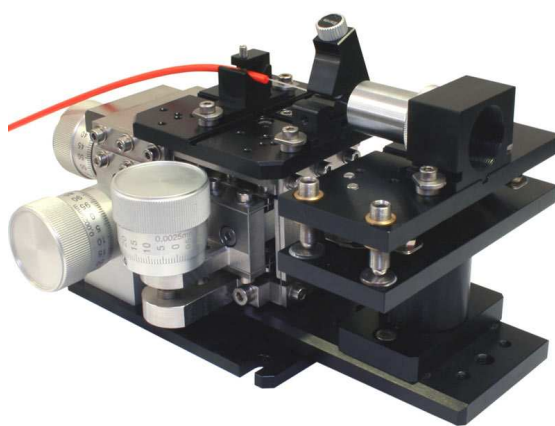


Рис.5.4. Микропозиционер Standa 7TF2 с закрепленным волоконным световодом и подводящей линзой.

Схема лабораторной установки для измерения потерь мощности излучения в соединении волокон с поперечным смещением осей, приводится на Рис.5.5 (условные обозначения аналогичны Рис.5.3). ОМ патчкорд используется в измерительной схеме для определения параметра CPR на выходе тракта согласно методике, описанной в п.1.8.

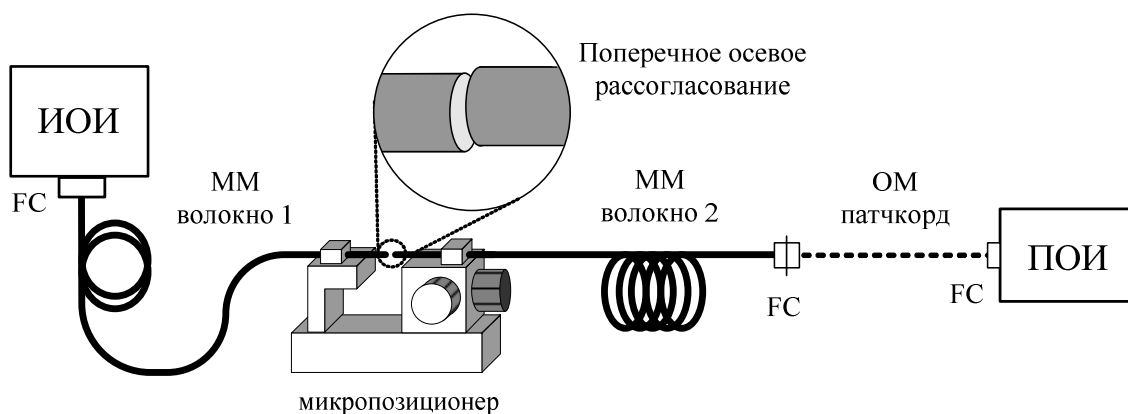


Рис.5.5. Схема лабораторной установки для измерения потерь мощности в соединении волокон с поперечным смещением осей.

Проблемой в случае описанного соединения является начальная настройка рабочей точки «нулевого» рассогласования в стыке. Применение микроскопа облегчает точное сведение волоконных торцов, однако он имеет свою погрешность, а также обеспечивает только контроль сверху, над соединением. Поэтому для получения точки нулевого рассогласования, после настройки по микроскопу, дополнительно находилась точка минимума потерь мощности. Для более точной настройки, применялась следующая процедура поиска точного минимума потерь: находилась приближенная рабочая точка (под микроскопом); по сторонам от нее находились две точки одного уровня потерь по каждой из координатных осей X и Y в сечении стыка; середина между этими точками одного уровня признавалась точным минимумом потерь. Стоит отметить, что такая настройка позволила повысить точность определения рабочей точки, тем не менее, некоторая



погрешность измерений должна приниматься во внимание при анализе результатов (между торцами волокон в таком стыке должен быть воздушный зазор, они могут располагаться под небольшим углом друг к другу, и т.д.).

В измерительных схемах Рис 5.3. и 5.5 для определения потерь мощности использовались источники излучения, описанные в п.5.2.1 и отмеченные в таблице 5.1. Детектирование излучения на выходе тракта осуществлялось приемником «Алмаз-21».

Как было отмечено в Главе 1, есть несколько подходов, используемых для *измерения полосы пропускания* ММ волоконных трактов. В настоящей работе был выбран метод измерения увеличения длительности светового импульса при его распространении в тракте, и более конкретно, определение величины среднеквадратического уширения длительности импульса в волокне, которая связана с искомой полосой пропускания согласно выражению (4.10). Однако современные волоконные световоды обладают относительно малой погонной дисперсией, и входной импульс изменяется незначительно, поэтому для измерения полосы пропускания нужны высокоточные и дорогостоящие приборы, такие как высокоскоростные приемники излучения и цифровые осциллографы с высокой разрешающей способностью и большой полосой пропускания. Для упрощения этих измерений удобно работать с волокнами большой длины, в которых расширение импульса больше. В работе для измерения полосы пропускания использовались протяженные волоконные световоды Corning InfiniCor 62.5/125 и 50/125 мкм, длиной 6.2 и 17.5 км, соответственно, (параметры приведены в таблице 5.2) что позволяло успешно измерять уширение импульса в волоконном тракте на основе имеющейся элементной базы. Стоит отметить, что в этом случае возникала проблема сравнительно больших потерь в волоконной катушке, которая решалась применением высокоомощных импульсных источников излучения.

Для исследования зависимости полосы пропускания от локальной неоднородности, создавался тракт, содержащий протяженную волоконную катушку и короткий подводящий патчкорд, в соединение которых вносилось поперечное смещение осей. Таким образом, исследовался тракт, структура которого была описана в п.4.5. Лабораторная установка для измерения полосы пропускания описанного тракта изображена на Рис.5.6.

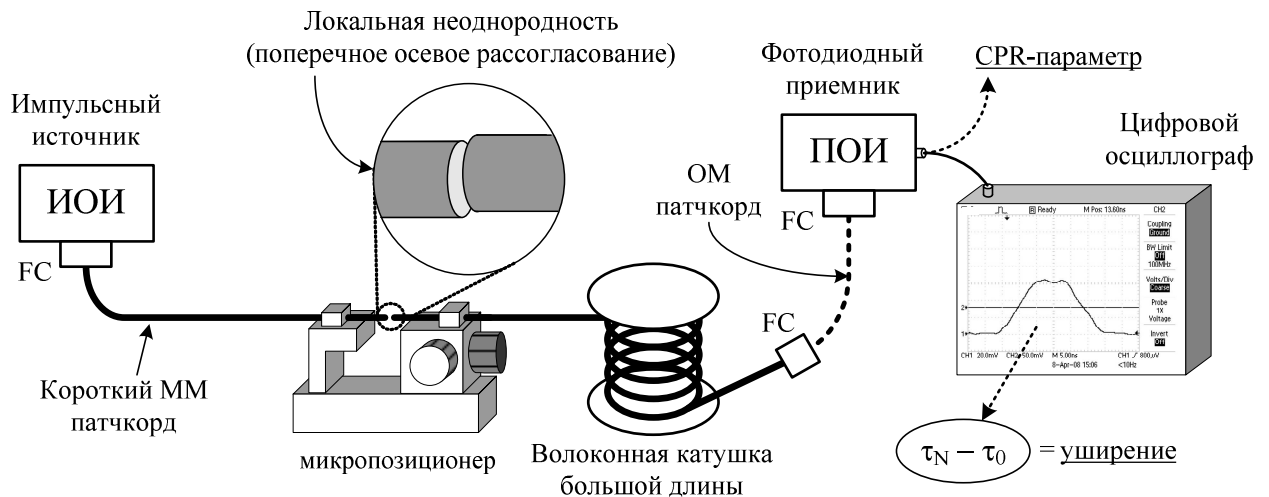


Рис.5.6. Схема лабораторной установки для измерений полосы пропускания тракта, содержащего волоконную катушку, подключенную к источнику через короткий подводящий патчкорд. Дополнительно измеряется параметр CPR для контроля изменения РММ излучения.

В этой измерительной схеме использовались описанные в п.5.2.1 импульсные источники излучения: неодимовый волоконный лазер (1060 нм, 20 Вт в импульсе), возбуждающий узкое РММ, и импульсный источник рефлектометра ANRITSU «MW9076K» (1300 нм, 5 Вт в импульсе) возбуждающий среднее РММ. Для детектирования оптического излучения применялись приемники на основе фотодетекторов, описанные в п.5.2.3. Сигнал с выхода приемника поступал на цифровой осциллограф (данные по используемым осциллографам также приведены в п.5.2.3) для отображения и

записи на носитель. Последующая обработка результатов измерений проводилась на компьютере.

### **5.3. Измерение потерь мощности в локальных неоднородностях**

Были проведены измерения потерь мощности в ММ трактах, содержащих локальные неоднородности. Выделим две серии измерений, в которых измерялась зависимость потерь от рассогласования параметров волокон в стыке, и от величины поперечного смещения осей.

Используемые лабораторные установки описаны в п.5.2.4 и приведены на Рис.5.3 и 5.5. Для косвенной оценки преобразования РММ излучения на неоднородности проводились измерения параметров CPR модового состава излучения после прохождения стыка. В начале измерений осуществлялся поиск рабочей точки «нулевого» рассогласования, как это описано в п.5.2.4. Для повышения точности проводились серии повторяемых измерений: каждая экспериментальная точка измерялась 5 раз, после чего находилось среднее значение и дисперсия. Поэтому все зависимости, приведенные в данном пункте, получены усреднением, и на графиках дополнительно изображаются доверительные интервалы для экспериментальных точек.

#### **5.3.1. Потери в стыке с поперечным осевым рассогласованием**

Рассмотрим потери мощности в соединении волокон Corning 50/125 мкм с поперечным осевым рассогласованием, создаваемым с помощью микропозиционеров, как это описывается в п.5.2.4. Для возбуждения первого волокна использовались три источника из числа выбранных в п.5.2.1: источник «Алмаз-11» ( $\lambda = 850$  нм, узкое РММ), источник «Алмаз-11» с оптическим аттенуатором (850 нм, среднее заполнение) и светодиод «PHOTOM» (1300 нм, равномерное РММ).

Параметр неоднородности – величина ( $u$ ) поперечного смещения осей соединяемых волокон относительно друг друга, нормированный на радиус

второго волокна. Теоретически, величина  $u$  варьируется в пределах  $[0, 2]$  (при  $u > 2$  торцы волокон полностью разойдутся и все излучение будет потеряно). Однако в работе рассматривается изменение  $u$  в пределах  $[0, 1]$ , пока потери мощности не становятся настолько большими, чтобы осложнить регистрацию выходной мощности излучения.

Результаты экспериментов представлены на рисунке 5.7. Измерение параметра CPR (график представлен ан Рис.5.8) показало, что РММ «расширяется» после прохождения локальной неоднородности с осевым рассогласованием, причем тем значительнее, чем больше величина рассогласования.

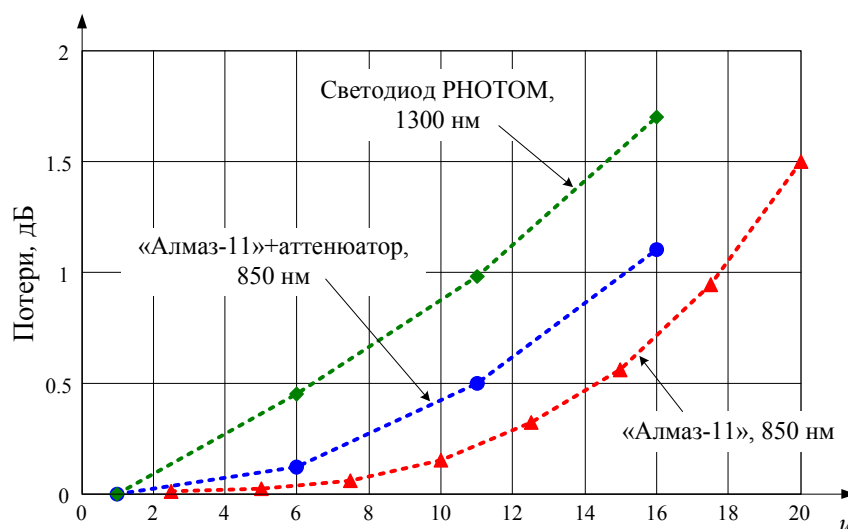


Рис.5.7. Зависимости потерь мощности излучения в составном тракте от величины  $u$  поперечного осевого рассогласования в стыке волокон.

В случаях возбуждения тракта светодиодным источником РНОТОМ и комбинацией источника «Алмаз-11»+аттенюатор мощность излучения изначально мала, и измерения потерь проведены только до значений  $u = 0.6$  и  $0.7$ , соответственно (при больших рассогласованиях выходная мощность становилась сравнима с шумами приемника). Измерения показывают, что

потери в соединении тем больше, чем «шире» РММ распространяющегося излучения, что полностью согласуется с теоретическими результатами.

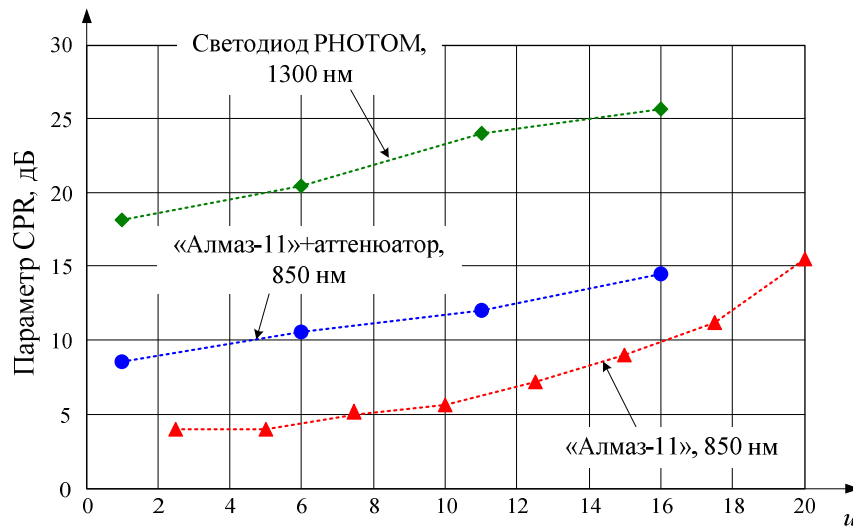


Рис.5.8. Зависимость параметра CPR на выходе составного тракта от величины поперечного осевого рассогласования в стыке волокон.

### 5.3.2. Потери в стыке волокон с разными параметрами

Проведение экспериментов с трактом, содержащим волоконное соединение, имеющее *только* рассогласование диаметров сердцевин или *только* рассогласование числовых апертур, осложнено тем, что на практике волокна разных диаметров также имеют разные числовые апертуры, и наоборот. Более того, согласно таблице 5.2, доступная в данной работе элементная база ограничена двумя типами многомодовых волокон – световоды с сердцевиной 50/125 и 62.5/125 мкм. Поэтому были проведены измерения потерь мощности в разнонаправленных соединениях волокон Corning InfiniCor 50/125 и 62.5/125. Такие соединения характеризуются двумя локальными неоднородностями одновременно – рассогласованиями диаметров сердцевин и числовых апертур. Отметим, что разработанная в Главе 2 операторная модель расчета обеспечивает возможность расчета комбинированного влияния неоднородностей на РММ распространяющегося

излучения, и методика расчета потерь мощности, согласно Главе 3, также может учитывать такие «множественные» неоднородности.

Стоит отметить, что проблема наличия в стыке рассогласований сразу по нескольким параметрам в меньшей степени относится к профильным функциям показателя преломления соединяемых волокон, т.к. обычно профиль волокна при изготовлении подгоняется к идеальному параметру  $\alpha = 2.0$ . По этой причине без существенного уменьшения точности далее в работе будет полагаться, что профильные функции соединяемых волокон идентичны, со степенным параметром  $\alpha$  приблизительно равным 2.0 на рабочей длине волны.

Соединение волокон, согласно п.5.2.4, осуществлялось в стандартной соединительной FC-розетке. Схема измерительной установки соответствует Рис.5.3. Для получения разных РММ в измерениях применялся тот же набор источников излучения, что и в п.5.3.1: неодимовый одномодовый лазер, 1060 нм (узкое возбуждение), комбинация источника «Алмаз-11» и оптического аттенюатора, 850 нм (среднее возбуждение), и светодиод PHOTOM, 1300 нм (равномерное возбуждение – широкое РММ), характеристики которых приведены в п.5.2.1. Для контроля изменения РММ излучения в волоконном стыке в каждой из экспериментальных точек дополнительно измерялись параметры CPR (согласно методике, изложенной в п.1.8). Результаты измерений (И-5.2) потерь оптической мощности и соответствующие параметры CPR приведены в таблице 5.3.

Табл.5.3. Результаты измерений потерь мощности в соединениях волокон Corning InfiniCor 50/125 и 62.5/125 для разных условий возбуждения.

| Источник излучения   | РММ     | Потери, дБ |         | CPR, дБ |         |
|----------------------|---------|------------|---------|---------|---------|
| Соединяемые волокна: |         | 62.5-50    | 50-62.5 | 62.5-50 | 50-62.5 |
| ОМ лазер, 1060 нм    | Узкое   | 0.01       | 0.15    | 2.90    | 2.66    |
| Алмаз+аттенюатор     | Среднее | 2.05       | 0.07    | 9.69    | 9.91    |
| Светодиод PHOTOM     | Широкое | 3.92       | 0.03    | 17.86   | 17.82   |

При анализе приведенных в таблице 5.3 данных, следует выделить следующие моменты. В некоторых конфигурациях рассматриваемого соединения потери мощности не наблюдаются. Эти случаи соответствуют отмеченным при расчетном моделировании в Главе 3 соединениям волокон, где излучении переходит из «узкого» в «широкое» волокно. В отмеченных аспектах эксперименты полностью согласуются с результатами расчетов.

Необходимо отметить результат измерения потерь в соединении волокон 62.5/125-50/125 при возбуждении тракта одномодовым лазерным источником 1060 нм, где согласно общему смыслу (без учета РММ), должны наблюдаться потери, однако экспериментально полученная величина потерь близка к нулю. Этот результат объясняется узким РММ, возбуждаемым в первом волокне (измеренная величина CPR в 2.9 дБ соответствует самому узкому РММ в классификации [75]), для которого уровень наблюдаемых потерь мощности в таком соединении практически равен нулю. Это было показано в расчетах п.3.3.2, когда при узком возбуждении входного модового состава потери мощности наблюдались только при больших величинах поперечного осевого рассогласования в стыке волокон.

#### **5.4. Измерение полосы пропускания трактов с неоднородностями**

Данный параграф посвящен измерениям полосы пропускания составных ММ волоконных трактов. Лабораторная установка для этой серии измерений соответствует схеме, представленной на Рис.5.6. Для возбуждения тракта использовались импульсные высокомоощные источники, описанные в п.5.2.1 и п.5.2.4. Для детектирования оптического излучения применялись приемники на основе фотодетекторов, описанные в п.5.2.3, а также цифровой осциллограф для отображения и записи данных на носитель. Последующая обработка результатов измерений проводилась на компьютере.

Измерения были построены на основе катушек волокна Corning InifiniCor 50/125 и 62.5 мкм, длиной 17.6 км и 6.2 км, соответственно,

соединяемых с источником излучения через одноименный (т.е. патчкорд 50/125 для катушки 50/125, и патчкорд 62.5/125 для катушки 62.5/125) подводный патчкорд. Таким образом, схема измерений соответствовала случаю, рассматриваемому в п.4.5.

В стыке волоконной катушки и подводного патчкорда создавалось контролируемое поперечное осевое смещение, и находились изменения широкополосности тракта в зависимости от величины смещения. Результаты измерений для катушки и патчкорда 50/125 приведены на Рис.5.9, для катушки и патчкорда 62.5/125 – на Рис.5.10.

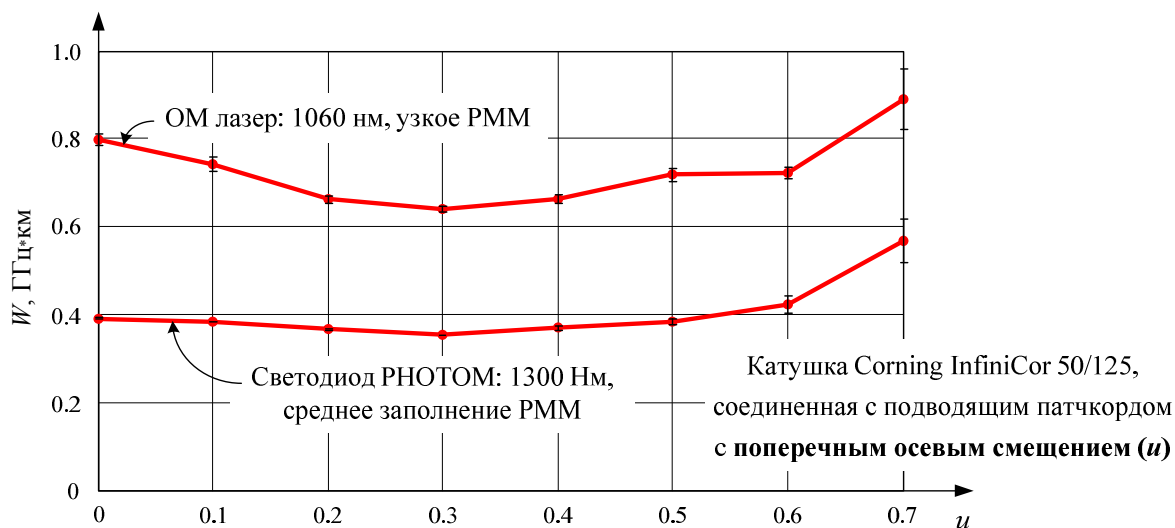


Рис.5.9. Зависимости полосы пропускания составного тракта (50/125 мкм) от величины  $u$  поперечного смещения осей в стыке основного волокна и подводного патчкорда.

Результаты измерений показывают, что неоднородность в соединении волокон составного тракта влияет на его полосу пропускания. При этом от РММ распространяющегося излучения (степени заполнения модового состава) зависит, насколько сильно изменяется широкополосность содержащего волоконный стык тракта по сравнению с однородным трактом аналогичной длины.



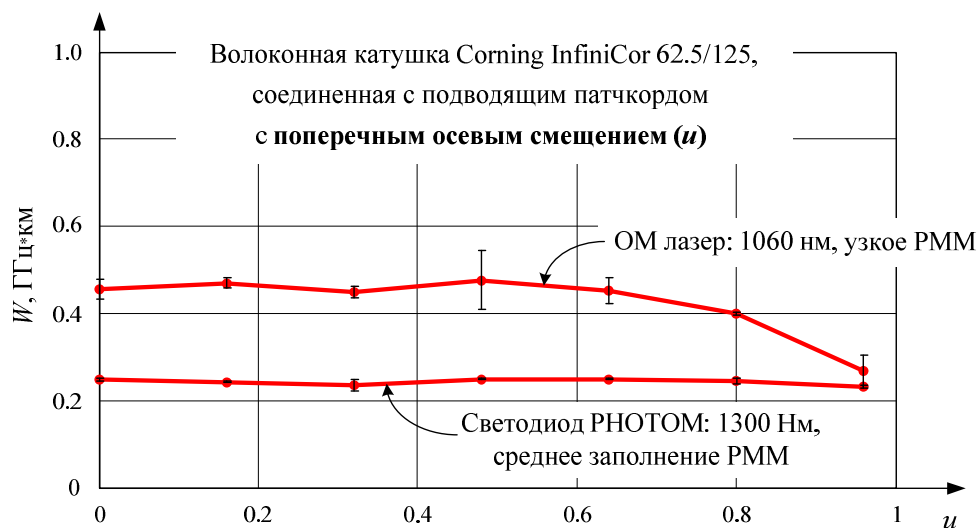


Рис.5.10. Зависимости полосы пропускания составного тракта (62.5/125 мкм) от величины  $u$  поперечного смещения осей в стыке основного волокна и подводящего патчкорда.

Представленные результаты измерений хорошо согласуются с зависимостью полосы пропускания сложных многомодовых трактов от волоконных неоднородностей, полученной расчетным путем в Главе 4. Таким образом, получено качественное подтверждение правильности результатов расчета с разработанной методикой. Для точного сопоставления результатов измерений параметров ММ трактов с теорией, необходимо провести расчеты, в которых точно моделируются условия представленных в п.5.3 и 5.4 экспериментов.

### 5.5. Расчетное моделирование. Анализ и сравнение теоретических и экспериментальных результатов

Настоящий параграф посвящен проверке корректности разработанных методик расчета параметров сложных многомодовых трактов, на основе сравнения с результатами экспериментов. Для этого в расчетах точно моделируются условия измерений потерь мощности и полосы пропускания,

представленных в п.5.3 и 5.4, и проводится сравнительный анализ результатов расчета с экспериментами.

### 5.5.1. Потери оптической мощности в неоднородностях

Представленные здесь результаты вычислений получены с помощью методики расчета потерь мощности в волоконных стыках, разработанной в Главе 3. При этом условия измерений потерь мощности п.5.3 моделировались с использованием данных, представленных производителями элементной базы, и известные из литературы (представлены в п.5.2).

Результаты расчета потерь мощности в соединении волокон с осевым поперечным рассогласованием представлены на Рис.5.11. Расчет проводился с использованием выражения для потерь (3.8) и оператора преобразования РММ (2.27). Вместе с расчетными зависимостями на Рис.5.11 приведены точки, полученные экспериментально в п.5.3.1, что позволяет наглядно увидеть согласование рассчитанных и измеренных величин.

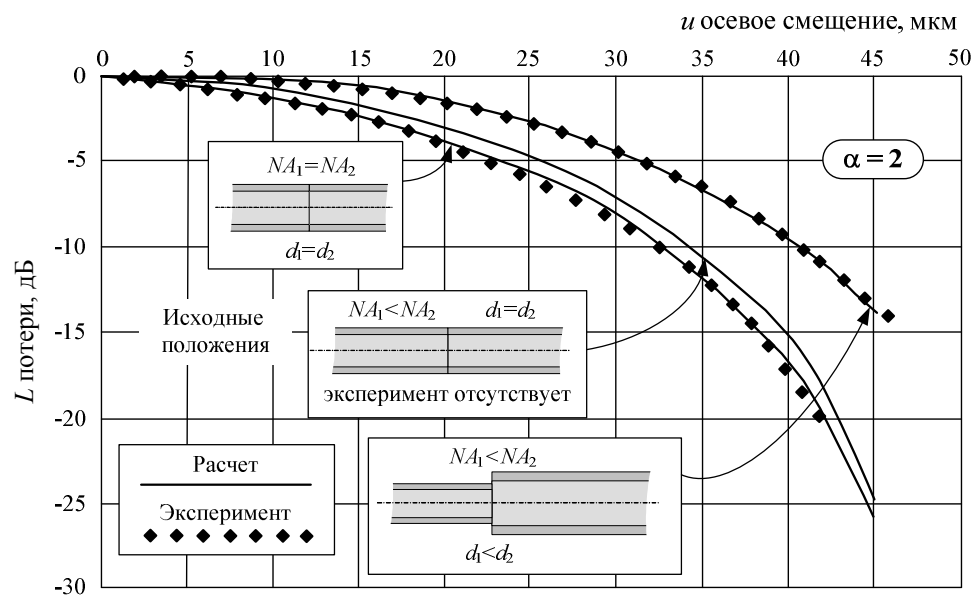


Рис.5.11. Измеренные (точки) и рассчитанные потери (линии) в зависимости от величины поперечного смещения осей в стыке волокон 50/125 мкм.

Результаты расчета потерь мощности в соединениях волокон 62.5/125 – 50/125 представлены на Рис.5.12 вместе с экспериментальными данными п.5.3.2 (случай соединения волокон 50/125 – 62.5/125, где потери практически равны нулю не рассматривается). Данный расчет проводился с помощью выражения (3.10) для потерь мощности и оператора преобразования РММ (2.23).

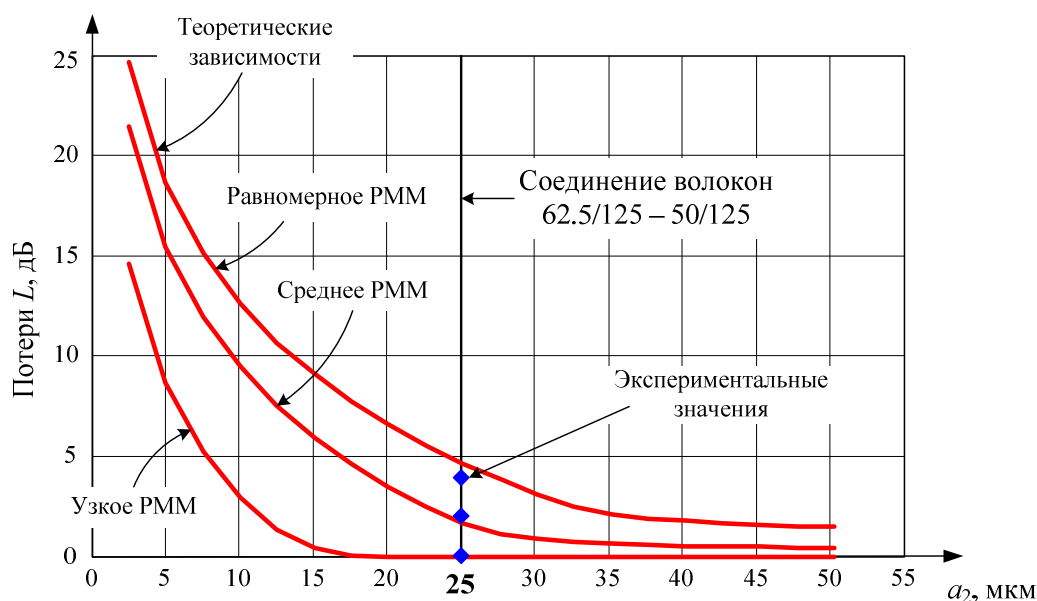


Рис.5.12. Измеренные и рассчитанные потери мощности в соединении волокон 62.5/125 – 50/125 мкм.

Рис.5.11 и 5.12 демонстрируют высокую степень согласованности результатов расчета с данными экспериментов. Численная оценка методом наименьших квадратов показала, что различия точек, полученных расчетным образом и в измерениях, не превышают 5% от средней величины рассчитанных потерь.

### 5.5.2. Полоса пропускания многомодовых трактов

В данном параграфе методика расчета полосы пропускания сложных многомодовых трактов, разработанная в Главе 4, применена для

моделирования экспериментов п.5.4. В расчетах использовались данные, представленные производителями элементной базы и известные из литературы (описанные в п.5.2).

Результаты расчета полосы пропускания сложного волоконного тракта (изображенного на Рис.5.6) представлены на Рис.5.13 (для волокон 50/125) и 5.14 (для волокон 62.5/125), вместе с точками экспериментальных данных п.5.4, соответствующих Рис.5.9 и 5.10. Расчет полосы пропускания в тракте, состоящем из протяженного волокна и подводящего патчкорда, соединенных с поперечным осевым рассогласованием, проводился согласно п.4.5, с использованием выражений (4.19), (4.15) и оператора (2.27).

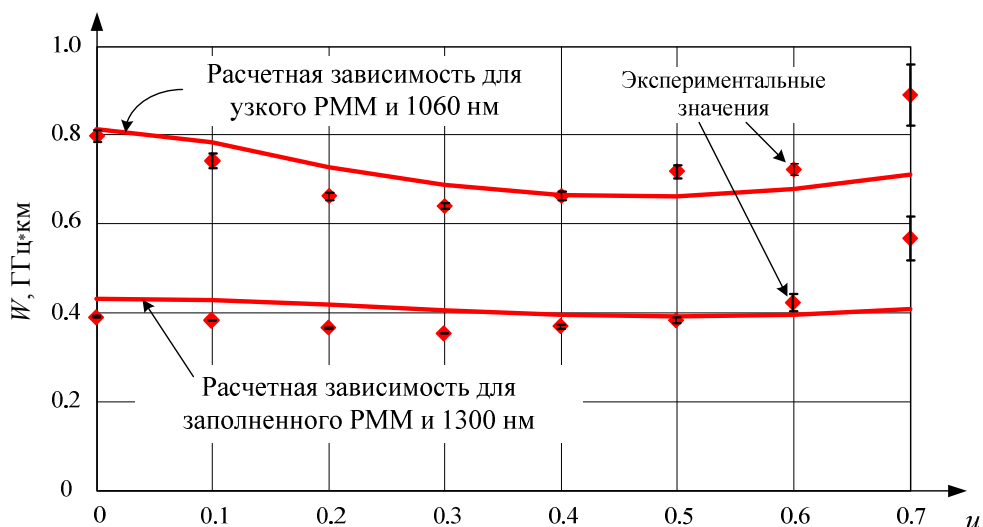


Рис.5.13. Рассчитанная зависимость полосы пропускания тракта 50/125 мкм, состоящего из протяженного ВС и патчкорда, соединенных с поперечным смещением осей, и соответствующие измеренные значения.

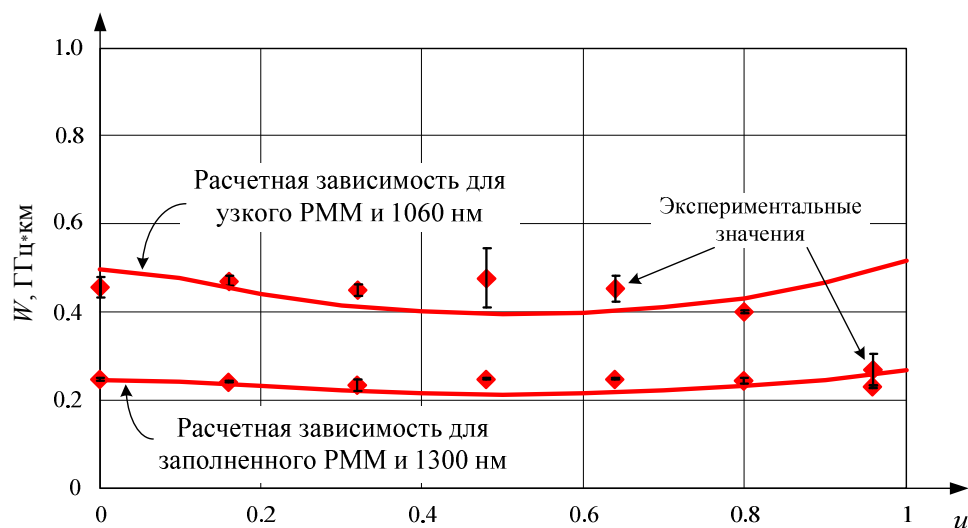


Рис.5.14. Рассчитанная зависимость полосы пропускания тракта 62.5/125, состоящего из протяженного ВС и патчкорда, соединенных с поперечным смещением осей, и соответствующие измеренные значения.

Вычисления, проиллюстрированные на Рис.5.13 и 5.14, показали хорошее согласование результатов расчета полосы пропускания по разработанной в Главе 4 методике с данными экспериментов. Численная оценка методом наименьших квадратов показала, что различия точек, полученных расчетным образом и в измерениях, не превышают 10% от средней величины рассчитанных потерь.

## 5.6. Выводы к Главе 5

В экспериментальной части работы были реализованы лабораторные установки для измерений потерь оптической мощности и полосы пропускания в сложных многомодовых трактах. Во всех сериях измерений исследовалось влияние условий возбуждения и неоднородностей на параметры тракта. Проведены расчеты, моделирующие условия проведенных экспериментов и выполнено сопоставление результатов.

Можно констатировать, что проведенное сравнение результатов измерений и вычислений подтвердило корректность и хорошую точность

разработанных методик расчета параметров сложных многомодовых трактов. В среднем, отклонение результатов расчета полосы пропускания от соответствующих измеренных величин ( $<10\%$  от среднего значения) больше, чем для потерь мощности ( $<5\%$  от среднего значения). Погрешность можно объяснить тем, что поставленные начальные условия для расчета имеют дополнительные неточности, вызванные неизвестностью точных значений ряда параметров используемых световодов и точного вида входного РММ (более подробно это обсуждается в п.2.7). Кроме того, разработанная в главе 4 методика расчета полосы пропускания является более сложной вычислительно, и более критичной к значениям используемых параметров, по сравнению с расчетом потерь мощности. Тем не менее, полученная степень согласования результатов расчета с измеренными значениями (расхождение  $< 10\%$ ) удовлетворительна для большинства задач и подтверждает эффективность разработанной методики расчета параметров сложных многомодовых волоконных трактов.

## **Заключение**

Проведенные исследования и расчеты, составляющие содержание данной работы, позволяют сделать следующие основные выводы и заключения.

1. Разработан интегральный оператор, описывающий преобразование функции РММ в стыке волокон с рассогласованием по диаметру сердцевины, числовой апертуре, коэффициента преломления сердцевины, профильной функции, и поперечным смещением оптических осей. Оператор действителен для произвольной исходной функции РММ и величины рассогласования параметров световодов. С помощью данного оператора выполнены многочисленные расчеты преобразования модового состава излучения для разных условий возбуждения волокна (входных функций РММ) и параметров рассогласования волокон.

2. Разработан оператор модовой фильтрации для учета фильтрации излучения мод на выходе световода, позволяющий корректировать расчеты параметров волноводного тракта на основе РММ при наличии такой фильтрации. Полученный оператор был использован для корректировки расчетов потерь оптической мощности и полосы пропускания сложного многомодового тракта.

3. Предложена методика расчета потерь оптической мощности в составном многомодовом волоконном тракте с неоднородностями, учитывающая РММ входного излучения и его изменения вдоль тракта, основанная на полученной системе операторов преобразования РММ. Рассмотрены сложные структуры нерегулярных трактов, содержащие рассогласования большой величины и множество последовательных неоднородностей.

4. Разработана методика расчета полосы пропускания многомодового волоконного тракта в зависимости от РММ входного излучения и его изменения, основанная на полученной системе операторов преобразования

РММ и вычислении задержек мод в рамках модового континуума. Теоретически рассмотрено влияние резких неоднородностей разного типа и дифференциальных модовых потерь на полосу пропускания волокна. Проведены многочисленные расчеты полосы пропускания многомодового волоконного тракта в зависимости от величины рассогласования соединяемых волокон и условий возбуждения входного световода.

5. Разработан лабораторный стенд для измерения влияния РММ на основные параметры волоконного тракта. Выполнено комплексное исследование потерь оптической мощности и полосы пропускания нерегулярных трактов в зависимости от заполнения модового состава распространяющегося излучения и величин неоднородностей в тракте: рассогласования параметров волокон или радиального смещения их оптических осей. Сопоставление результатов применения разработанных методик для расчета параметров многомодовых волоконных трактов с данными измерений показало хорошее согласование, а именно, расхождение менее 5% для потерь мощности и менее 10% для полосы пропускания.

Полученные в диссертационной работе теоретические и экспериментальные результаты создают научную базу для разработки новых подходов для описания процессов распространения оптического излучения в сложных многомодовых волоконно-оптических трактах.

В заключение хочу поблагодарить научного руководителя работы профессора, доктора физико-математических наук, Л.Б. Ликумовича, оказавшего неоценимую помощь в создании диссертации и принимавшего активное участие во всех проведенных исследованиях. Также хочу поблагодарить сотрудников лаборатории волоконной оптики и в целом кафедры радиофизики радиофизического факультета СПбГПУ за всестороннюю поддержку в работе.



## ПРИЛОЖЕНИЕ 1

### Среднеквадратическая ширина светового импульса

Пусть имеется световой импульс, описываемый некоторой зависимостью мощности от времени  $P(t)$ . Можно ввести интегральные параметры, отражающие важные обобщенные характеристики импульса произвольной формы [23].

Полная энергия импульса определяется интегралом

$$\varepsilon = \int_{-\infty}^{\infty} P(t) dt . \quad (\text{П1-1})$$

Усредненное положение импульса на шкале времени (среднее время прихода импульса) может быть выражено следующим интегралом

$$t_0 = \frac{1}{\varepsilon} \int_{-\infty}^{\infty} t \cdot P(t) dt . \quad (\text{П1-2})$$

Среднеквадратическая ширина импульса задается в виде

$$\tau^2 = \frac{1}{\varepsilon} \int_{-\infty}^{\infty} t^2 \cdot P(t) dt - t_0^2 = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \left( \int_{-\infty}^{\infty} t^2 \cdot P(t) dt - \frac{1}{\varepsilon} \left( \int_{-\infty}^{\infty} t \cdot P(t) dt \right)^2 \right) . \quad (\text{П1-3})$$

## ПРИЛОЖЕНИЕ 2

### Соотношение среднеквадратической ширины импульсной функции и полосы пропускания

При строгом рассмотрении, среднеквадратическая ширина импульсной характеристики и полоса пропускания  $\Delta F$  являются параметрами более полных характеристик системы: самой импульсной характеристики  $P(t)$  и частотной характеристики  $H(F)$ . Для линейной системы указанные характеристики жестко связаны. Если импульсная характеристика  $P(t)$  (отклик на узкий входной импульс с единичной энергией –  $\delta$ -функцию) известна, то частотная характеристика  $H(F)$  может быть получена Фурье-преобразованием и наоборот [7]

$$H(F) = \int_{-\infty}^{\infty} P(t) \cdot e^{-j2\pi Ft} dt, \quad P(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(F) \cdot e^{-j2\pi Ft} dF. \quad (\text{П2-1})$$

Так же широко используется переходная характеристика  $h(t)$ , представляющая отклик системы на единичное ступенчатое воздействие и связанная с импульсной характеристикой

$$h(t) = \int_0^t P(\tau) d\tau, \quad P(t) = \frac{dh(t)}{dt}. \quad (\text{П2-2})$$

Ограниченную широкополосность системы характеризуют: ширина импульсной характеристики, спад зависимости  $|H(F)|$  при росте частоты и крутизна фронта зависимости  $h(t)$ . В качестве обобщенного параметра ширины импульсной функции используют среднеквадратическую ширину, вычисляемую согласно выражениям (П1-1) – (П1-3). Частота, при которой  $|H(F)|$  снижается на определенную величину, задает полосу пропускания по заданному уровню. Крутизна нарастания  $h(t)$  обычно характеризуется временем нарастания, которое равно разности между моментами, когда  $h(t)$  пересекает уровни 0.1 и 0.9 от установившегося значения. Для заданных функций  $P(t)$ ,  $h(t)$ ,  $H(F)$  (достаточно определить одну, остальные однозначно

выражаются через нее согласно (П2-1) и (П2-2)) существует связь между указанными параметрами

$$\tau \cdot \Delta F = K, \quad (\text{A2-3})$$

где  $\Delta F$  – полоса пропускания,  $\tau$  – обозначает либо ширину импульсной характеристики  $\tau_{\text{imp}}$ , либо время нарастания переходной функции  $\tau_{\text{rise}}$ . Константа  $K$  зависит от конкретного типа параметров  $\Delta F$  и  $\tau$ , а так же конкретного вида функций  $P(t)$ ,  $h(t)$ ,  $H(F)$ . В таблице П2-1 для ряда характерных импульсных функций приведены результаты расчета коэффициентов  $K$ , связывающих полосы пропускания по уровням 1/2 и  $1/\sqrt{2}$  со среднеквадратической шириной импульсной характеристики и временем нарастания.

Таблица П2-1

| Тип импульсной функции *                                                                                            | $\tau_{\text{imp}} \cdot \Delta F$ |                                   | $\tau_{\text{rise}} \cdot \Delta F$ |                                   |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------------------------------|-----------------------------------|-------------------------------------|-----------------------------------|
|                                                                                                                     | $ H(\Delta F)  =  H(0) /2$         | $ H(\Delta F)  =  H(0) /\sqrt{2}$ | $ H(\Delta F)  =  H(0) /2$          | $ H(\Delta F)  =  H(0) /\sqrt{2}$ |
| <i>Экспоненциальная</i><br>$P(t) = A_0 \cdot \exp(-t/t_0), t > 0$                                                   | 0.28                               | 0.16                              | 0.616                               | 0.352                             |
| <i>Прямоугольная</i><br>$P(t) = A_0$ , при $0 < t < t_0$                                                            | 0.173                              | 0.13                              | 0.48                                | 0.36                              |
| <i>Треугольная</i><br>$P(t) = A_0 \cdot t, 0 < t < t_0$                                                             | 0.182                              | 0.131                             | 0.409                               | 0.294                             |
| <i>Пилообразная</i><br>$P(t) = A_0 \cdot t$ , при $0 < t < t_0$ ,<br>$P(t) = A_0 \cdot (2 - t/t_0), t_0 < t < 2t_0$ | 0.184                              | 0.13                              | 0.507                               | 0.357                             |
| <i>Гауссова</i><br>$P(t) = A_0 \exp(-(t/t_0)^2)$                                                                    | 0.187                              | 0.134                             | 0.477                               | 0.342                             |

\* Параметры  $A_0$  и  $t_0$ , в выражениях для функций определяют масштабирование и не влияют на указанные численные значения соотношений  $\tau \cdot \Delta F$ . Вне этих временных пределов подразумевается  $P(t) = 0$ .

Из таблицы П2-1 видно, что наиболее стабильно соотношение полосы пропускания по уровню  $1/\sqrt{2}$  и времени нарастания, что обуславливает частое использование в литературе такого соотношения с константой

$K = 0.35$ . Однако в этом случае необходимо знать  $h(t)$  и определить времена пересечения уровней 0.1 и 0.9.

В нашем анализе мы оценили среднеквадратическую ширину импульсной функции. Кроме того, полосу пропускания волоконной системы определяют разным образом [103]. Иногда по уровню падения оптической мощности в 2 раза (сигнал на выходе фотодетектора снижается в 2 раза, т.е. на 6 дБ). В других случаях (т.н. «электрическая» полоса пропускания) по уровню оптической мощности  $1/\sqrt{2}$  (сигнал на выходе фотодетектора снижается на 0.707, т.е. на 3 дБ). В данной работе используется второй вариант. Соответствующие значения  $K$  в таблице отличаются незначительно (по уровню оптической мощности  $1/\sqrt{2}$ ). Причем для импульсных функций, качественный вид которых наиболее соответствует эффекту уширения вследствие модовой дисперсии (прямоугольная, треугольная, пилообразная, гауссова функции) коэффициент  $K$  находится в пределах 0.13 – 0.134. Поэтому для оценок с точностью в пределах единиц процентов используется значение  $K = 0.13$ .

Необходимо отметить, что для волоконной системы передачи возможна ситуация, когда полосу пропускания системы ограничивает не волоконный тракт, а электронные компоненты (например, эквивалентная RC цепь в системе фотодиод-нагрузка). Этому случаю соответствует экспоненциальная импульсная функция, а  $K = \tau_{\text{imp}} \cdot \Delta F|_{0.707} = 0.16$ .

## Литература

1. Семенов А. Б. Волоконно-оптические подсистемы современных СКС / А.Б. Семенов. – М.: Академия Ай Ти, ДМК Пресс, 2007. – 632 с.
2. Убайдуллаев Р. Р. Волоконно-оптические сети / Р. Р. Убайдуллаев. – М.: Эко-Трендз, 2001. – 267 с.
3. Ellis R. The importance of minEMBc laser bandwidth measured multimode fiber for high performance premises networks / R.Ellis // Corning White Paper, 2007.
4. Development of System Specification for Laser-Optimized 50-mkm Multimode Fiber for Multigigabit Short-Wavelength LANs / P. Pepeljugoski, M. J. Hackert, J. S. Abbott, S. E. Swanson, S. E. Golowich, A. J. Ritger, P. Kolesar, Y. C. Chen, P. Pleunis // Journal of Lightwave Technology, vol.21, No.5, 2003. – pp. 1256-1275.
5. Tech.notes: fiber optics formulas [электронный ресурс] / Optic for research, division of Thorlabs Inc., свободный доступ из сети Интернет. – URL: [http://www.ofr.com/tech\\_fiber\\_formula\\_1.htm](http://www.ofr.com/tech_fiber_formula_1.htm).
6. Унгер Х. Г. Планарные и волоконные оптические волноводы [пер. с англ.] / Х. Г. Унгер. – Мир, 1980. – 656 с.
7. Снайдер А. Теория оптических волноводов [пер. с англ.] / А. Снайдер, Дж. Лав. – М.: Радио и связь, 1987. – 705 с.
8. Бутусов М. М. Волоконно-оптические системы передачи: учебник для вузов / М. М. Бутусов, С. М. Верник, С. Л. Галкин. – М.: Радио и связь, 1992. – 328 с.
9. Marcuse D. Theory of dielectric optical waveguides / D. Marcuse. – London: Academic press, 1974. – 408 p.
10. Kamino J. Is Your Network Ready for 100G? / J. Kamino // Bicsinews, v.30, No.5, 2009. – pp. 20-24.
11. Optical fiber telecommunications 111-B / edited by I. P. Kaminow, T. L. Koch. – Academic Press, 1997. – 534 p.

12. Optical fiber telecommunications 111-A / edited by I. P. Kaminow, T. L. Koch. – Academic Press, 1997. – 630 p.
13. Kazi K. Optical Networking Standards: A Comprehensive Guide / K. Kazi. – Springer, 2006. – 827 p.
14. DeCusatis C. Handbook of Fiber Optic Data Communication. Third Edition. A Practical Guide to Optical Networking / C. DeCusatis. – Academic Press, 2008. – 757 p.
15. DeCusatis C. Fiber optic data communication. Second Edition / C. DeCusatis. – Academic Press, 2002. – 854 p.
16. Measurement for enhanced bandwidth performance over 62.5- $\mu$ m multimode fiber in short-wavelength local area networks / J.B. Schlager, M.J. Hackert, P. Pepeljugoski, J. Gwinn // Journal of lightwave tech., vol.21, No.5, 2003. – pp. 1276-1285.
17. Optical Fiber Telecommunications. V A. Components and Subsystems / edited by I. P. Kaminow, T. Li, A. E. Willner. – Academic Press, 2008. – 931 p.
18. Golowich S.E. A new modal power distribution measurement for high-speed short-reach optical systems / S.E. Golowich, W.A. Reed, A.J. Ritger // Journal of lightwave tech., 2004, vol. 22, No. 2. – pp. 457-468.
19. Pepeljugoski P. Effect of launch conditions on power penalties in gigabit links using 62.5  $\mu$ m core fibers operating at short wavelength / P. Pepeljugoski, J. Abbott, J. Tatum // NIST symposium on fiber optic measurements. – Boulder, CO, 1998.
20. Apostolopoulos J. Broadband in the Last Mile: Current and Future Applications / J. Apostolopoulos, N. Jayant. – Taylor and Francis, 2005. – 630p.
21. Волоконная оптика и приборостроение / М. М. Бутусов, С. Л. Галкин, С. П. Оробинский, Б. П. Пал. – Л.: Машиностроение, 1987. – 328 с.

22. Компенсация фазовых уходов радиосигналов в волоконных системах передачи с использованием методов оптической интерферометрии / В. И. Гасюк, О. И. Котов, Л. Б. Лиокумович, В. Н. Николаев // Письма ЖТФ, т.20, вып.16, 1994. – с.1-8.
23. Гауэр Дж. Оптические системы связи / Дж. Гауэр. М.: Радио и связь, 1989. – 504с.
24. Fiber Optic Sensors. Second Edition / edited by S. Yin, P. B. Ruffin, F. T. S. Yu. – CRC Press ,Taylor & Francis Group, 2008. – 477 p.
25. Broadband optical access networks and fiber-to-the-home: systems technologies and deployment strategies / edited by Ch. Lin. – John Wiley & Sons Ltd., 2006. – 337 p.
26. Ultrahigh-Speed Optical Transmission Technology / edited by H.-G. Weber, M. Nakazawa. – Springer, 2007. – 481p.
27. Broadcasting and optical communication technology / edited by R. C. Dorf. – Taylor & Francis Group, LLC, 2006. – 419 p.
28. Меккель А. Глобальные кольца и аппаратура для «супермагистралей» / А. Меккель // Информационные телекоммуникационные сети, №1, 2005. – с. 32-37.
29. Agrawal G. P. Fiber-Optic Communications Systems, Third Edition / G. P. Agrawal. – John Wiley & Sons, Inc, 2002. – 563 p.
30. Kramer G. Ethernet Passive Optical Networks / G. Kramer. – McGraw-Hill, 2005. – 330 p.
31. Optical Fiber Telecommunications, V B. Systems and Networks / edited by I. P. Kaminow, T. Li, A. E. Willner. – Academic Press, 2008. – 915 p.
32. Held G. Deploying Optical Networking Components / G. Held. – McGraw-Hill, 2001. – 273 p.
33. Кульчин Ю. Н. Распределенные волоконно-оптические измерительные системы / Ю. Н. Кульчин – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. – 272 с.

34. Окоси Т. Волоконно-оптические датчики / Т. Окоси и др.: пер. с япон. – Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. Отд-ние, 1990. – 256 с.
35. An introduction to optoelectronic sensors / edited by G. C. Righini, A. Tajani, A. Cutolo. – World Scientific. Series in Optics and Photonics, vol.7, 2009. – 570 p.
36. Modern sensors handbook / edited by P. Ripka, A. Tipek. – ISTE Ltd., 2007. – 518 p.
37. Optical Sensors and Microsystems. New Concepts, Materials, Technologies / edited by S. Martellucci, A. N. Chester, A. G. Mignani. – Kluwer academic publishers, 2002. – 318 p.
38. Optical Sensors and Switchers / edited by V. Ramamurthy, K. S. Schanze. – Marcel Dekker, Inc., 2001 – 519 p.
39. Selected Topics in Advanced Solid State and Fibre Optic Sensors / edited by S.M. Vaezi-Nejad. – The Institution of Electrical Engineers, UK, London, 2000. – 253 p.
40. Structural Monitoring with Fibre Optic Technology / R. Measures. – Academic Press, 2001 – 716 p.
41. Optical Fiber Sensor Technology. Advanced Applications – Bragg Gratings and Distributed Sensors / edited by K.T.V. Grattan, B. T. Meggitt. – Kluwer Academic Publishers, Boston, 2000. – 385 p.
42. Melashvili U. Controlled structures with electromechanical and fiber-optical sensors / U. Melashvili, G. Lagundaridze, M. Tsikarishvili. – Nova Science Publishers, Inc., 2009. – 203 p.
43. Optical Gyros and their applications / edited by D. Loukianov, R. Rodloff, H. Sorg, B. Stieler. – Canada, 1999. – 340 p.
44. Гуляев Ю. В. Модуляционные эффекты в волоконных световодах и их применение/ Ю. В. Гуляев, М. Я. Меш, В. В. Проклов. – М.: Радио и связь, 1991. – 152 с.



45. Кизеветтер Д. В. Поляризационные и интерференционные эффекты в многомодовых волоконных световодах: диссертация на соиск.уч.степ. д.ф.-м.н.:01.04.03 / Д. В. Кизеветтер, С.-Петербург, СПбГПУ, 2008. – 227 с.
46. Световодные датчики / Б. А. Красюк, О. Г. Семенов, А. Г. Шереметьев, В. А. Шестериков. – М.: Машиностроение, 1990. - 256 с.
47. Григорьев В. А. Измерительные преобразователи поляриметрического типа / В. А. Григорьев. – СПб: Издательство С.-Петербургского университета, 1999. – 200 с.
48. Бахрах Л. Д. Фазированные антенные решетки на основе распределенных оптических антенных модулей / Л. Д. Бахрах, Д. Ф. Зайцев // Доклады РАН, т.394, №4, 2004. – с. 465-468.
49. Зайцев Д. Ф. Аналоговая фотоника в антенной технике / Д. Ф. Зайцев // Антенны, вып.7, 2009. – с. 59-67.
50. Бахрах Л. Д. Новые аспекты применения нанотехнологии в аппаратуре АФАР: нанофотоника и опто-MEMS / Л. Д. Бахрах, Д. Ф. Зайцев, А. С. Сигов // Антенны, вып.7, 2009. – с. 134-138.
51. Маркузе Д. Оптические волноводы [пер. с англ] / Д. Маркузе. – М.: Мир, 1974. – 576 с.
52. Листвин А. В. Оптические волокна для линий связи / А. В. Листвин, В. Н. Листвин, Д. В. Швырков. – М.: ЛЕСАРарт, 2003. – 288 с.
53. Role of the fusion splice in the concatenation problem / A. R. Mickelson, M. Eriksrud, S. Aamlid, N. Ryen // Journal of lightwave technology, vol.2, No.2, 1984. – p. 126-138.
54. Evolution of the beam diameter in a multimode fiber link through offset connectors / W. Wegmuller, S. Golowich, G. Giaretta, M. Nuss // IEEE Photonics technology letters, Vol.13, No.6, 2001. – p. 574-576.

55. Mode dependence of splice loss in graded-index optical fibers / M. Eriksrud, A. R. Mickelson, S. Aamlid, B. Espe // IEEE Journal of quantum electronics, vol.19, No.5, 1983. – p. 788-791.
56. Gloge D. Offset and Tilt Loss in Optical Fiber Splices / D. Gloge // BSTJ, vol.55, No.7, 1976. – pp. 905-916.
57. Di Vita P. Realistic evaluation of coupling loss between different optical fibers / P. Di Vita, U. Rossi // J. of Optical Communications, vol.1, No.1, 1980. – pp. 26-32.
58. Seimetz M. High-Order Modulation for Optical Fiber Transmission / M. Seimetz. – Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009. – 251 p.
59. Lau K. Y. Ultra-high Frequency Linear Fiber Optic Systems / K. Y. Lau. – Springer, 2009. – 211 p.
60. An Experimental and Theoretical Study of the Offset Launch Technique for the Enhancement of the Bandwidth of Multimode Fiber Links / L. Raddatz, I. H. White, D. G. Cunningham, M. C. Nowell // Journal of Lightwave Technology, vol.16, No. 3, 1998. – pp. 324-331.
61. Modeling and Simulation of Next-Generation Multimode Fiber Links / P. Pepeljugoski, S. E. Golowich, A. J. Ritger, P. Kolesar, A. Risteski // J. of Lightwave Technology, vol.21, No. 5, 2003. – pp. 1242-1255.
62. Optical communication theory and techniques / edited by E. Forestieri. – Springer, 2005. – 216 p.
63. Agrawal G. P. Lightwave technology: telecommunication systems / G. P. Agrawal. – John Wiley & Sons. 2005. – 461 p.
64. Листвин А. В. Рефлектометрия оптических волокон / А. В. Листвин, В. Н. Листвин. – М.: ЛЕСАРпт, 2005. – 208 с.
65. Mickelson A. R. Theory of the backscattering process in multimode optical fibers / A. R. Mickelson, M. Eriksrud // Applied Optics, vol.21, No.11, 1982. – pp. 1898-1909.

66. Olshansky R. Mode-dependent attenuation of optical fibers: excess loss / R. Olshansky, D. A. Nolan // *Applied optics*, vol.15, No.5, 1976. – pp. 1045-1047.
67. Olshansky R. Mode dependent attenuation in parabolic optical fibers / R. Olshansky, D. A. Nolan // *Applied optics*, vol.16, No.6, 1977, pp. 1639-1641.
68. Mickelson A. R. Mode-continuum approximation in optical fibers / A. R. Mickelson, M. Eriksrud // *Optics Letters*, vol.7, No.11, 1982. – pp. 572-574.
69. Yadlowsky M. J. Distributed loss and mode coupling and their effect on time-dependent propagation in multimode fibers / M. J. Yadlowsky, A. R. Mickelson // *Applied optics*, vol.32, No.33, 1993. – p. 6664-6676
70. The MPX Modal Explorer [электронный ресурс] / Arden Photonics LTD., свободный доступ из сети Интернет. – URL: <http://www.ardenphotonics.com/products/mpx1.htm>
71. Determination of mode power distribution in a parabolic-index optical fibers: theory and application / K. Kitayama, M. Tateda, S. Seika, N. Uchida // *IEEE Journal of quantum electronics*, vol.15, No.10, 1979. – pp. 1161-1165.
72. Rittich D. Practicability of determining the modal power distribution by measured near and far fields / D. Rittich // *J. of lightwave tech.*, vol.3, No.3, 1985. – pp. 652-661.
73. Characterization of source power distributions in multimode fiber by a splice offset technique / A. H. Cherin, E. D. Head, I. A. White, S. C. Mettler // *J. of lightwave technology*, vol.4, No.3, 1986. – pp. 259-264.
74. Yang Ch. A novel method to measure power distribution in multimode fibers using tilted fiber Bragg gratings // Ch. Yang, Y. Wang, Ch. Xu // *IEEE Photonics tech. letters*, vol.17, No.10, 2005. – pp. 2146-2148,.

75. Crook Br. Coupled Power Ratio Measurement Procedure [электронный ресурс] / Br. Crook, 2004, свободный доступ из сети Интернет. – URL: <http://www.kingfisher.com.au/appnotes/A10G.htm>.
76. Toward Terabit-per-second Capabilities over multimode fiber links using SCM/WDM techniques / E. J. Tyler, E. Rochart, T. Quinlan, S.E.M. Dunley, S. D. Walker, R. V. Pently, I. H. White / J. of lightwave technology, vol.21, No.12, 2003. – pp. 3237-3243.
77. Multimode Fiber enabling 40 Gbit/s multi-mode Transmission over Distances > 400 m / P. Matthijsse, G. Kuyt, F. Gooijer, F. Achten // Proc. OFC-2006, 2006. – 3 p.
78. Sauer M. Radio Over Fiber for Picocellular Network Architectures / M. Sauer, A. Kobayakov, J. George // J. of Lightwave Technology, vol.25, No.11, 2007. – pp. 3301-3320.
79. Olshansky R. Propagation in glass optical waveguides / R. Olshansky // Reviews of Modern Physics, vol.51, No.2, 1979. – pp. 341-367.
80. Gloge D. Multimode theory of graded-core fibers / D. Gloge, E. A. J. Marcatili // Bell Syst. Tech. J., vol.52, 1973. – pp. 1563-1578.
81. Olshansky R. Pulse broadening in graded-index optical fibers / R. Olshansky, D. B. Keck // Applied Optics, vol.15, No.2, 1976. – pp. 483-491.
82. Comparison of Measured and Predicted Bandwidth of Graded-Index Multimode Fibers / A. H. Hartog, M. J. Adams, F. M. E. Sladen, D. N. Paine, A. Ankiewicz // IEEE J. of Quantum Electronics, vol.18, No.5, 1982. – pp. 825-838.
83. Okamoto K. Comparison of calculated and measured impulse responses of optical fibers / K. Okamoto // Applied Optics, vol.18, No 13, 1979. – pp. 2199-2206.

84. Ohmori Y. Transmission bandwidth properties of GeO<sub>2</sub>-P<sub>2</sub>O<sub>5</sub> –doped silica graded-index optical fibers / Y. Ohmori // Applied Optics, vol.20, No.24, 1981. – pp. 4307-4312.
85. Feit M. D. Calculation of dispersion in graded-index multimode fibers by a propagating-beam method / M. D. Feit, J. A. Fleck, Jr. // Applied Optics, vol.18, No.16, 1979. – pp. 2843-2851.
86. Olshansky R. Pulse broadening caused by deviations from the optimal index profile / R. Olshansky // Applied Optics, vol.15, No.3, 1976. – pp. 782-788.
87. Horiguchi M. Profile dispersion characteristics in high-bandwidth graded-index optical fibers / M. Horiguchi, Y. Ohmori, H. Takara // Applied Optics, vol.19, No.18, 1980. – pp. 3159-3167.
88. Olshansky R. Mode Coupling Effects in Graded-index Optical Fibers / R. Olshansky // Applied Optics, vol.14, No.4, 1975. – pp. 935-945.
89. Daido Y. Measuring fiber connection loss using steady-state power distribution: a method / Y. Daido, E. Miyauchi, T. Iwama // Applied optics, vol.20, No.3, 1981. – pp. 451-456.
90. Influence of restricted mode excitation on bandwidth of multimode fiber links / L. Raddatz, I. H. White, D. G. Cunningham, M. C. Nowell // IEEE photonics technology letters, vol.10, No.4, 1998. – pp. 534-536.
91. A Statistic Analysis of Conditioned Launch for Gigabit Ethernet Links Using Multimode Fiber / M. Webster, L. Raddatz, I. H. White, D. G. Cunningham // J. of Lightwave Technology, vol.17, No.9, 1999. – pp. 1532-1541.
92. Transformation of modal power distribution in multimode fiber with abrupt inhomogeneities / O. I. Kotov, L. B. Liokumovich, A. H. Hartog, A. V. Medvedev, I. O. Kotov // J. Opt. Soc. Am. B, vol.25, No.12, 2008. – pp. 1998-2009.

93. Eriksrud M. Backscattering signatures from optical fibers with differential mode attenuation / M. Eriksrud, A. R. Mickelson, S. Lauritzen / Journal of lightwave technology, vol.2, No.2, 1984. – pp. 139-145.
94. Yabre G. Comprehensive Theory of Dispersion in Graded-Index Optical Fibers / G. Yabre // IEEE Journal of lightwave technology, vol.18, No.2, 2000. – pp. 166-177.
95. Olshansky R. Differential mode attenuation measurements in graded-index fibers / R. Olshansky, S. M. Oaks // Applied Optics, vol.17, No.11, 1978. – pp. 1830-1835.
96. Fleming J. W. Dispersion in GeO<sub>2</sub>-SiO<sub>2</sub> glasses / J. W. Fleming // Applied Optics, vol.23, No.24, 1984. – pp. 4486-4493.
97. Sladen F. M. E. Adams Definitive profile-dispersion data for germania-doped silica fibers over an extended wavelength range / F. M. E. Sladen, D. N. Payne, M. J. Adams // Electronics Letters, vol.15, No.15, 1979. – pp. 469-470.
98. Pimpinella R. Differential mode delay for multimode fiber types and its relationship to measured performance / R. Pimpinella, A. Brunsting // OFC/NFOEC Conference, 2005. – pp. 1-7.
99. Eve M. Multipath time dispersion theory of an optical network / M. Eve // Optical and quantum electronics, vol.10, 1978. – pp. 41-51.
100. The Modcon mode controller [электронный ресурс] / Modcon information note, свободный доступ из сети Интернет. – URL: <http://www.ardenphotonics.com/datasheets/wpmodcon.pdf>
101. Котов О. И. Многомодовые волоконно-оптические интерферометры: диссертация на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук.:01.04.03 / О. И. Котов, СПбГТУ, С.-Петербург, 1994. – 264 с.
102. Лиокумович Л. Б. Волоконно-оптические интерферометрические измерения. Часть 2. Волоконный интерферометрический

чувствительный элемент / Л. Б. Лиокумович. – СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2007. – 68 с.

103. Palais J. C. Fiber Optic Communications. Fourth edition / J. C. Palais. – New Jersey, Prentice hall. – 1998, 341 p.

### **Работы, опубликованные автором по теме диссертации**

1. Котов И. О. Распределенные рефлектометрические волоконно-оптические датчики физических величин / И. О. Котов // Материалы семинаров политехнического симпозиума «Молодые ученые Северо-Западного региона», 2004. – с. 64-65.
2. Котов И. О. Анализ процессов обратного рассеяния в многомодовых волоконных световодах / И. О. Котов // Материалы Всероссийской межвузовской научно-технической конференции студентов и аспирантов «XXXIII Неделя Науки СПбГПУ», 2005. – с. 9-10.
3. Котов И. О. Влияние резких неоднородностей в многомодовом волоконном световоде на распределение мощности по модам распространяющегося излучения / И.О. Котов // Тезисы докладов. IX Всероссийская научная конференция студентов-радиофизиков, 2005. – с. 36-38.
4. Котов И.О. Влияние особенностей многомодового волоконно-оптического измерительного тракта на показания рамановского рефлектометра / И.О. Котов // Тезисы докладов. X Всероссийская научная конференция студентов-радиофизиков, 2006. – с. 42-44.
5. Котов И.О. Значение свойств многомодового волоконного тракта в рефлектометрических измерениях / И.О. Котов // Материалы конференций политехнического симпозиума «Молодые ученые – промышленности Северо-Западного региона», 2006. – с. 124-125.
6. Котов И.О. Влияние модового состава распространяющегося излучения на полосу пропускания многомодового световода / И.О.Котов, Л.Б.Лиокумович, А.В. Медведев // Труды СПбГПУ, №507, 2008. – с. 87-93.
7. Расчет коэффициента широкополосности многомодового волоконного тракта с учетом модового состава излучения методом модового



континуума / И.О. Котов, Л.Б. Ликумович, О.И. Котов, А.В. Медведев  
// Вестник СПбО АИН, №4, 2008. – с. 333-346.

8. Transformation of modal power distribution in multimode fiber with abrupt inhomogeneities / O.I.Kotov, L.B.Liokumovich, A.N.Hartog, A.V.Medvedev, I.O.Kotov // J.Opt.Soc.Am.B, vol.25, No.12, 2008. – pp. 1998-2009.
9. Котов И.О. Операторный метод расчета модового распределения мощности в многомодовом волокне с резкими неоднородностями / И.О. Котов, Л.Б. Ликумович, И.И. Хадеев // Научно-технические ведомости СПбГПУ, №6 (69), 2008. – с. 191-197