

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САМАРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АКАДЕМИКА С.П. КОРОЛЕВА»
(САМАРСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)

В.М. ГРЕЧИШНИКОВ

СХЕМОТЕХНИКА ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ

Рекомендовано редакционно-издательским советом федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва» в качестве учебного пособия для студентов, обучающихся по основной образовательной программе высшего образования по специальности 11.05.01 Радиоэлектронные системы и комплексы

САМАРА
Издательство Самарского университета
2018

УДК 621.382(075)

ББК 32.844я7

Г 813

Рецензенты: д-р техн. наук, проф. П.К. Кузнецов;
д-р техн. наук, проф. В.А. Зеленский

Гречишников, Владимир Михайлович

Г813 **Схемотехника волоконно-оптических устройств:** учеб.
пособие / *В.М. Гречишников.* – Самара: Изд-во Самарского
университета, 2018. – 172 с.: ил.

ISBN 978-5-7883-1308-5

В учебном пособии рассмотрены физические основы, принципы построения и технические возможности волоконных световодов, функциональных волоконно-оптических элементов, устройств и систем, предназначенных для получения, передачи и распределения информации.

Предназначено для студентов, изучающих дисциплину «Схемотехника волоконно-оптических устройств» в рамках профессиональной подготовки по специальности 11.05.01 Радиоэлектронные системы и комплексы.

Подготовлено на кафедре электротехники.

УДК 621.382(075)

ББК 32.844я7

ISBN 978-5-7883-1308-5

© Самарский университет, 2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	7
1.КРАТКИЙ ОЧЕРК ИСТОРИИ ВОЛОКОННОЙ ОПТИКИ	9
2 ДОСТОИНСТВА И НЕДОСТАТКИ ВОЛС	13
3.ЭЛЕМЕНТНАЯ БАЗА ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ И ЕЁ КРАТКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА	17
4. ЛУЧЕВАЯ ТЕОРИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН В СТУПЕНЧАТЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ	21
4.1 Законы геометрической (лучевой) оптики. Полное внутреннее отражение	21
4.2 Круглый диэлектрический стержень	23
4.3 Ступенчатый волоконный световод	26
4.4 Конические световоды	31
4.5 Пирамидальные и секториальные световоды	35
5. ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ	37
5.1 Распространение оптических волн в веществе	37
5.2 Волновые процессы в плоском световоде	42
5.3 Графо-аналитический метод расчета числа мод в плоском световоде	50
5.4 Волновой анализ распространения излучения в цилиндрическом ступенчатом волокне	52
5.5 Одномодовые цилиндрические волокна	58
5.6 Градиентные цилиндрические световоды	60
5.7 Основные физико-механические свойства световодов	65
5.8 Погонное затухание волоконных световодов	68
5.9 Динамические характеристики волоконных световодов	72

5.10 Ввод излучения в волоконные световоды.....	75
6. ЭЛЕКТРОННЫЕ КОМПОНЕНТЫ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ	80
6.1 Требования к источникам излучения для ВОУ	80
6.2 Принцип генерации лазерного излучения.....	80
6.3 Лазерные полупроводниковые диоды	87
6.4 Оптические и энергетические характеристики лазерных диодов	89
6.5 Светоизлучающие диоды (СИД).....	93
6.6 Схемы включения источников излучения (ИИ)	96
6.7 Фотоприемники волоконно-оптических устройств	100
6.7.1. Требования к фотоприемникам и их общая классификация	100
6.7.2 Фотодиоды на основе фотогальванического эффекта.....	101
6.7.3 Работа фотодиода под нагрузкой.....	105
6.7.4 Сравнительный анализ режимов работы фотодиода	107
6.7.5 Фотодиоды с $p-i-n$ структурой	108
6.7.6 Лавинные фотодиоды (ЛФД)	109
6.7.7 Схемы включения фотодиодов	110
7. ПАССИВНЫЕ КОМПОНЕНТЫ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ	112
7.1 Оптические кабели и разъемы.....	112
7.2 Неразъемные оптические соединения	118
7.3 Волоконно-оптические делители оптических сигналов	119
7.4 Волоконно-оптические переключатели	122
8. ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ.....	124
8.1 Волоконно-оптические модуляторы излучения (ВОМ)	124

8.2 Оптические изоляторы и вентили	127
8.3 Оптические усилители	129
8.4 Оптические логические элементы	132
8.5 Оптические бистабильные элементы на основе нелинейной оптики.....	133
8.6 Волоконно-оптический RS-триггер на связанных световодах и кольцевых ответвителях.	135
8.7 Волоконно-оптический цифро-аналоговый преобразователь.....	136
8.8 Спектрально-селективные элементы ВОУ	139
8.8.1 Оптические фильтры	139
8.8.2 Устройства спектрального объединения и деления каналов.....	143
8.9 Волоконно-оптические датчики (ВОД).....	145
8.9.1 Датчик акустического давления.....	146
8.9.2 Датчик электрического напряжения.....	147
8.9.3 Волоконно-оптический поляризационный датчик тока .	148
8.9.4 Волоконно-оптический датчик температуры.....	150
8.9.5 Волоконно-оптические датчики на брэгговских решетках	152
8.9.6 Волоконно- оптический цифровой преобразователь угла	156
9. ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ СБОРА И ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ.....	159
9.1. ВОС с пространственным уплотнением каналов	159
9.2. Системы с временным мультиплексированием.	160
9.3. Система со спектральным уплотнением.	162
9.4 Мультисенсорный преобразователь информации на основе ВОЦАП.....	164

9.5. Волоконно-оптические системы распределения информации	166
Библиографический список.....	169

ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее перспективных направлений развития радиотехники и приборостроения является использование волоконно-оптических технологий. В связи с этим подготовка специалистов радиотехнического профиля в области волоконно-оптических устройств (ВОУ) является важным направлением их профессиональной подготовки.

Изучение данной дисциплины предусмотрено учебными планами по специальности 11.05.01 «Радиоэлектронные системы и комплексы». Преподавание дисциплины способствует формированию у студентов базового набора компетенций, необходимого для последующей многоуровневой специализации в области волоконно-оптических технологий в процессе обучения в магистратуре и аспирантуре, а также и принятию обоснованных управленческих решений в производственной и научной деятельности.

В пособии кратко изложена история волоконной оптики, рассмотрены достоинства и недостатки ВОЛС. Приведен анализ распространения излучения в световодах с различной формой поперечного сечения. Даны методы расчета основных характеристик направляемых мод. Рассмотрены одномодовые и многомодовые световоды со ступенчатым и градиентным профилем показателя преломления. Проанализированы факторы, определяющие энергетические и динамические характеристики световодов, как среды передачи информации. Рассмотрены принципы построения и основные эксплуатационные характеристики и схемы включения полупроводниковых источников и приемников излучения. Приведены сведения о конструкциях и характеристиках оптических кабелей, ответвителей и разветвителей. разъемных оптических соединителях. Приведена авторская методика оптимального распределения энергопотерь между элементами волоконно-оптического тракта. Особое внимание уделено изучению волоконно-оптических функциональных элементов: оптических изоляторов, усилителей, спектрально-селективных элементов, логических элементов и триггеров. Дано описание основных видов модуляции

излучения в волоконных световодах, а также основных используемых в схемотехнике ВОУ физических эффектах. Рассмотрены вопросы создания волоконно-оптических преобразователей перемещения, температуры, электрического тока, АЦП и ЦАП на различных оптических эффектах и элементной базе. Подчеркнуты преимущества указанных устройств по сравнению с аналогами, выполненными на традиционных физических явлениях. Кратко изложены принципы построения волоконно-оптических систем сбора и передачи информации с различными видами уплотнения каналов, а также свойства основных конфигураций систем распределения информации.

Настоящее пособие является основой учебно-методического комплекса по дисциплине «Схемотехника волоконно-оптических устройств». Чтение лекций по данному курсу осуществляется в виде презентации, которая дополнена пояснениями, способствующими лучшему усвоению наиболее сложных разделов пособия.

1. КРАТКИЙ ОЧЕРК ИСТОРИИ ВОЛОКОННОЙ ОПТИКИ

Использование света для передачи информации имеет давнюю историю. Моряки применяли сигнальные лампы для передачи информации с помощью кода Морзе, а маяки в течение многих веков предупреждали мореплавателей об опасностях [16].

Клауд Чапп в девяностых годах XVIII века построил оптический телеграф во Франции. Сигнальщики располагались на вышках, расположенных от Парижа до Лилля по цепочке длиной 230 км. Сообщения передавалось из одного конца в другой за 15 минут. (920 км/час, что гораздо выше скорости почтовых лошадей!)

Английский физик Джон Тиндалл в 1870 году продемонстрировал возможность управления светом на основе внутренних отражений. Было показано, что свет, распространяющийся в струе очищенной воды, может огибать любой угол. В эксперименте вода протекала над горизонтальным дном одного желоба и падала **по параболической траектории** в другой желоб (рис.1.1).

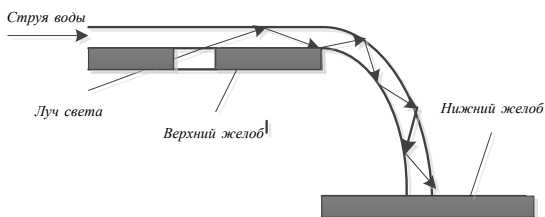


Рис. 1.1. Распространение света в струе воды по закону полного внутреннего отражения

Свет попадал в струю воды через прозрачное окно на дне первого желоба. Когда Тиндалл направлял свет **по касательной к струе**, аудитория могла наблюдать зигзагообразное распространение света внутри изогнутой части струи. Аналогичное зигзагообразное

распространение света происходит и в оптическом волокне. Десятилетием позднее (1880г.) Александр Грэхем Белл запатентовал фотофон (рис.1.2), в котором направленный свет использовался для передачи голоса.

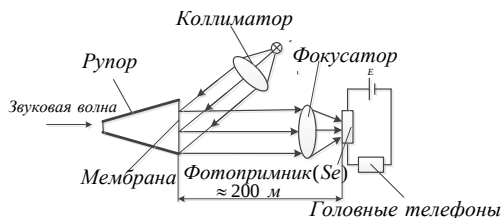


Рис. 1.2. Конструкция фотофона А. Белла

В этом устройстве с помощью системы линз и зеркал свет направлялся на плоское зеркало, закрепленное на рупоре. Под воздействием звука зеркало колебалось, что приводило к модуляции отраженного света. В приемном устройстве использовался детектор на основе селена, электрическое сопротивление которого меняется в зависимости от интенсивности падающего света, что приводило к модуляции тока в цепи и воспроизведению звукового сигнала в головных телефонах. Данное устройство позволяло передавать речевой сигнал на расстояние более 200 м.

В начале XX века были проведены теоретические и экспериментальные исследования диэлектрических волноводов, в том числе гибких стеклянных стержней.

В 50-е годы Брайеном О'Бриеном (США) и Нариндером Капани (Великобритания) были разработаны волокна, предназначенные для передачи изображения. Эти волокна нашли применение в световодах, используемых в медицине для визуального наблюдения внутренних органов человека. Доктор Капани был первым, кто разработал стеклянные волокна в стеклянной оболочке и ввел термин «волоконная оптика» (1956 год). В 1973 году доктор Капани основал компанию Captron, специализирующуюся в области волоконно-оптических разветвителей и коммутаторов.

В 1957 году Гордон Голд, выпускник Колумбийского университета, сформулировал принципы работы лазера как интенсивного источника света. В 1960 году Теодор Мэймен в Hughes Laboratories

создал первый в мире рубиновый лазер. В этом же году Таунс продемонстрировал работу гелий-неонового лазера. В 1962 году советскими академиками Н.Г.Басовым и А.М. Прохоровым была получена лазерная генерация на полупроводниковом кристалле. Именно такой тип лазера используется в волоконной оптике. Большой вклад в создание высокоэффективных полупроводниковых лазеров внес академик Ж.И.Алферов.

Возможности лазерного излучения для передачи информации в 10 000 раз превышают возможности радиочастотного излучения. Несмотря на это, лазерное излучение не вполне пригодно для передачи сигнала на открытом воздухе. На работу такого рода линии существенно влияют туман, смог и дождь, равно как и состояние атмосферы. Таким образом, первоначально лазер представлял собой коммуникационный световой источник, не имеющий подходящей среды передачи.

В 1966 году Чарльз Као и Чарльз Хокхэм показали, что оптические волокна могут использоваться как среда передачи при достижении прозрачности, обеспечивающей затухание менее 20 дБ/км (децибел на километр). Они пришли к выводу, что высокий уровень затухания, присущий первым волокнам (около 1000 дБ/км), связан с присутствующими в стекле примесями. Был также указан путь создания пригодных для телекоммуникации волокон, связанный с уменьшением уровня примесей в стекле.

В 1970 году Роберт Маурер из Corning Glass Works получил первое волокно с затуханием менее 20 дБ/км. К 1972 году в лабораторных условиях был достигнут уровень в 4 дБ/км, что соответствовало критерию Као и Хокхэма. В настоящее время лучшие волокна имеют уровень потерь в 0.2 дБ/км.

Не менее крупный успех был достигнут в области полупроводниковых источников и детекторов, соединителей, технологии передач, теории коммуникаций и других связанных с волоконной оптикой областях. Все это вместе обеспечило в середине и конце 70-х годов существенные продвижения на пути создания волоконно-оптических систем.

В 1973 году ВМФ США внедрило волоконно-оптическую линию на борту корабля Little Rock. В 1976-м в рамках программы ALOFT военно-воздушные силы заменили кабельную оснастку самолета А-7 на волоконно-оптическую. При этом было достигнуто

существенное снижение массы кабельных сетей. Так, кабельная кг. была заменена на 12 волокон общей длиной 76 м и весом 1.7 кг.

В 1977 году компании AT&T и GTE установили коммерческие телефонные системы на основе оптического волокна. Эти системы превосходили по своим характеристикам считавшиеся ранее незыблемыми стандарты производительности, что привело к их бурному распространению в конце 70-х и начале 80-х годов.

По мере развития технологии столь же быстро расширялось и крепло производство. Уже в 1983 году выпускался одномодовый волоконно-оптический кабель, но его практическое использование было связано со множеством проблем, поэтому на протяжении многих лет полностью использовать такие кабели удавалось лишь в некоторых специализированных разработках. К 1985 году компании AT&T и MCI, не только внедрили одномодовые оптические системы, но и утвердили их в качестве стандарта для будущих проектов.

Сегодня эта технология находит широкое применение и вне области телекоммуникаций.

Например, компания IBM, лидер в производстве компьютеров, еще в 1990 году объявила о выпуске нового быстродействующего компьютера, использующего контроллер канала связи с дисковыми и ленточными внешними накопителями на основе волоконной оптики. Это стало первым применением волоконной оптики в серийном оборудовании. Внедрение волоконного контроллера, получившего название ESCON, позволило в два раза увеличить скорость (до 10 Мбит/с) и более, чем на порядок (до 5 км) дальность передачи информации.

В 1990 году Линн Моллинар, сотрудник Bellcore, продемонстрировал возможность передачи сигнала без регенерации со скоростью 2.5 Гб/сек на расстояние около 7500 км. Обычно волоконно-оптический сигнал необходимо усиливать и периодически восстанавливать его форму – примерно через каждые 25 км. При передаче волоконно-оптический сигнал теряет мощность и искажается. В системе Моллинара лазер работал в солитонном режиме, использующем для передачи сигналов сверхкороткие, продолжительностью порядка 1...10 пс, оптические импульсы – оптические солитоны, совместно с оптическим усилителем на волокне с добавками эрбия. Солитонные импульсы не рассеиваются и сохраняют свою первоначальную форму по мере распространения по волокну. В то же самое

время японской компанией Nippon Telephone & Telegraph была достигнута скорость 20 Гб/сек, но на существенно более короткое расстояние. Ценность солитонной технологии заключается в принципиальной возможности прокладки по дну Тихого или Атлантического океана волоконно-оптической телефонной системы, не требующей установки промежуточных усилителей.

2 ДОСТОИНСТВА И НЕДОСТАТКИ ВОЛС

К основным **преимуществам** ВОЛС, как канала передачи информации следует отнести следующие [16].

1. *Широкая полоса пропускания* – обусловлена чрезвычайно высокой частотой несущей – 10^{14} Гц. Это дает потенциальную возможность передачи по одному оптическому волокну потока информации в несколько терабит (10^{12} бит) в секунду. Скорость передачи информации описывается формулой Шеннона:

$$B = \Delta f \cdot \log_2 \left(1 + \left(\frac{A_c}{A_n} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}},$$

где: A_c – динамический диапазон сигнала, A_n – динамический диапазон помехи, Δf – ширина спектра передаваемого сигнала.

Величина $\Delta f = \frac{0,4}{\tau}$, где τ – время задержки сигнала в линии связи.

Большая полоса пропускания – это одно из наиболее важных преимуществ оптического волокна над медной или любой другой средой передачи информации.

2. *Малое затухание светового сигнала в волокне*. Выпускаемое в настоящее время отечественными и зарубежными производителями промышленное оптическое волокно имеет затухание 0,2-0,3 дБ на длине волны 1,55 мкм в расчете на один километр. Малое затухание и небольшая дисперсия позволяют строить участки линий без ретрансляции протяженностью до 100 км и более.

3. *Низкий уровень шумов* в волоконно-оптическом кабеле позволяет увеличить полосу пропускания, путем передачи различной модуляции сигналов с малой избыточностью кода.

4. *Высокая помехозащищенность*. Поскольку волокно изготовлено из диэлектрического материала, оно невосприимчиво к электромагнитным помехам со стороны окружающих медных кабельных систем и электрического оборудования, способного индуцировать электромагнитное излучение (линии электропередачи, электродвигательные установки и т.д.). В многоволоконных кабелях также не возникает проблемы перекрестного влияния электромагнитного излучения, присущей многопарным медным кабелям.

5. *Малый вес и объем*. Волоконно-оптические кабели (ВОК) имеют меньший вес и объем по сравнению с медными кабелями в расчете на одну и ту же пропускную способность. Например, 900-парный телефонный кабель диаметром 75 мм, может быть заменен одним волокном с диаметром 1 мм. Если волокно "одеть" в множество защитных оболочек и покрыть стальной ленточной броней, диаметр такого ВОК будет 15 мм, что в несколько раз меньше рассматриваемого телефонного кабеля.

6. *Высокая защищенность от несанкционированного доступа*. Поскольку ВОК практически не излучает в радиодиапазоне, то передаваемую по нему информацию трудно подслушать, не нарушая приема-передачи. Системы мониторинга (непрерывного контроля) целостности оптической линии связи, используя свойства высокой чувствительности волокна, могут мгновенно отключить "взламываемый" канал связи и подать сигнал тревоги. Такие системы особенно необходимы при создании линий связи в правительственных, банковских и некоторых других специальных службах, предъявляющих повышенные требования к защите данных.

7. *Гальваническая развязка элементов сети*. Данное преимущество оптического волокна заключается в его изолирующем свойстве. Волокно помогает избежать электрических "земельных" петель, которые могут возникать, когда два сетевых устройства неизолированной вычислительной сети, связанные медным кабелем, имеют заземления в разных точках здания, например на разных этажах. При этом может возникнуть большая разность потенциалов что способно повредить сетевое оборудование. Для волокна этой проблемы просто нет.

8. *Взрыво- и пожаробезопасность.* Из-за отсутствия искрообразования оптическое волокно повышает безопасность сети на химических, нефтеперерабатывающих предприятиях, при обслуживании технологических процессов повышенного риска.

9. *Экономичность ВОК.* Волокно изготовлено из кварца, основу которого составляет двуокись кремния, широко распространенного, а потому недорогого материала, в отличие от меди. В настоящее время стоимость волокна по отношению к медной паре соотносится как 2:5. При этом ВОК позволяет передавать сигналы на значительно большие расстояния без ретрансляции. Количество повторителей на протяженных линиях сокращается при использовании ВОК. При использовании солитонных систем передачи достигнуты дальности в 4000 км без регенерации (то есть только с использованием оптических усилителей на промежуточных узлах) при скорости передачи выше 10 Гбит/с.

10. *Длительный срок эксплуатации.* Со временем волокно испытывает деградацию. Это означает, что затухание в проложенном кабеле постепенно возрастает. Однако, благодаря совершенству современных технологий производства оптических волокон, этот процесс значительно замедлен, и срок службы ВОК составляет примерно 25 лет. За это время может смениться несколько поколений/стандартов приемо-передающих систем.

11. *Удаленное электропитание.* В некоторых случаях требуется удаленное электропитание узла информационной сети. Оптическое волокно не способно выполнять функции силового кабеля. Однако, в этих случаях можно использовать комбинированный кабель, когда наряду с оптическими волокнами кабель оснащается медным проводящим элементом. Такой кабель широко используется как в России, так и за рубежом.

Несмотря на многочисленные преимущества перед другими способами передачи информации, волоконно-оптические системы имеют также и недостатки, главным образом из-за дороговизны прецизионного монтажного оборудования и надежности лазерных источников излучения. Многие из недостатков вероятнее всего будут нивелированы с приходом новых конкурентоспособных технологий в волоконно-оптические сети.

К недостаткам ВОЛС следует отнести [2]:

1. *Стоимость интерфейсного оборудования.* Электрические сигналы должны преобразовываться в оптические и наоборот. Цена на оптические передатчики и приемники остается пока еще довольно высокой. При создании оптической линии связи также требуются высоконадежное специализированное пассивное коммутационное оборудование, оптические соединители с малыми потерями и большим ресурсом на подключение-отключение, оптические разветвители, аттенуаторы.

2. *Монтаж и обслуживание оптических линий.* Стоимость работ по монтажу, тестированию и поддержке волоконно-оптических линий связи также остается высокой. Если же повреждается ВОК, то необходимо осуществлять сварку волокон в месте разрыва и защищать этот участок кабеля от воздействия внешней среды.

Производители тем временем поставляют на рынок все более совершенные инструменты для монтажных работ с ВОК, снижая цену на них.

3. *Требование специальной защиты волокна.* Прочно ли оптическое волокно? Теоретически да. Стекло, как материал, выдерживает колоссальные нагрузки с пределом прочности на разрыв выше 1ГПа (10^9 Н/м²). Это, казалось бы, означает, что волокно в единичном количестве с диаметром 125 мкм выдержит вес гири в 1кг. К сожалению, на практике это не достигается. Причина в том, что оптическое волокно, каким бы совершенным оно не было, имеет микротрещины, которые инициируют разрыв. Для повышения надежности оптическое волокно при изготовлении покрывается специальным лаком на основе эпоксикарилата, а сам оптический кабель упрочняется, например нитями на основе кевлара. (Kevlar- зарегистрированная торговая марка материала корпорации E.I. du Pont de Nemours. Kevlar- неметаллический материал, выдерживающий большие нагрузки на растяжение). Если требуется удовлетворить еще более жестким условиям на разрыв, кабель может упрочняться специальным стальным тросом или стеклопластиковыми стержнями. Но все это влечет увеличение стоимости оптического кабеля.

Однако преимущества от применения волоконно-оптических линий связи настолько значительны, что, несмотря на перечисленные недостатки оптического волокна, дальнейшие перспективы раз-

вития технологии ВОЛС в информационных сетях более, чем очевидно.

3. ЭЛЕМЕНТНАЯ БАЗА ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ И ЕЁ КРАТКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

Волоконно-оптическое устройство (ВОУ) представляет собой совокупность последовательно включенных излучателя, среды передачи излучения (волоконного световода) фотоприемника и электронной схемы обработки информации. ВОУ относится к классу оптоэлектронных устройств, в которых сочетаются достоинства оптических и электронных устройств. Состав элементной базы ВОУ представлен на рис. 3.1.

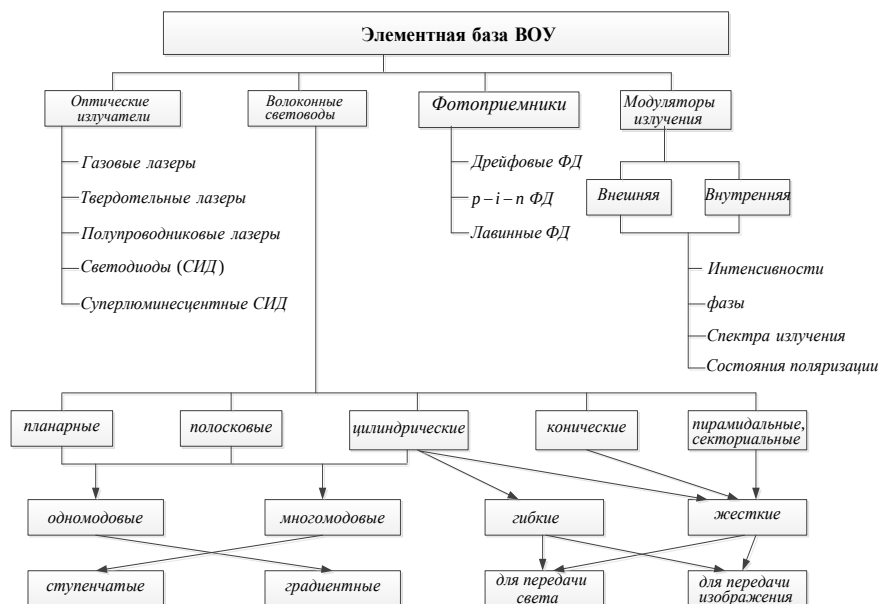


Рис.3.1. Элементная база ВОУ

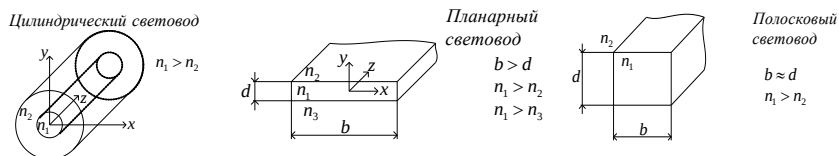
Как видно из рисунка, при создании ВОУ используются различные типы излучателей, волоконных световодов, приемников и моду-

ляторов излучения. В состав ВОУ могут входить вспомогательные конструктивные элементы: волоконно-оптические разъемы, устройства ввода и вывода оптического излучения, оптические ответвители и разветвители, спектрально-селективные элементы (оптические фильтры, дифракционные решетки, дихроичные зеркала и др.), оптические линии задержки и ряд других. Среди излучателей наибольшее распространение получили полупроводниковые лазерные диоды, светизлучающие диоды (СИД) и суперлюминесцентные СИД, которые обладают малыми габаритами, высокой мощностью излучения (до сотен милливатт), и большим сроком службы (до 50000 час.).

Как отмечалось выше, средой преобразования и передачи информации в ВОУ являются волоконные световоды.

Волоконный световод (ВС) представляет собой двухслойную цилиндрическую или планарную оптическую систему с показателями преломления n_1 и n_2 , которая при $n_1 > n_2$, обладает направляющими свойствами для излучения оптического диапазона. При этом слой с показателем преломления n_1 выполняет роль световедущей сердцевины, а слой с показателем преломления n_2 – оболочки. Конструктивные разновидности ВС приведены на рисунке 3.2

Световоды с постоянным поперечным сечением



Жгуты световодов с переменным поперечным сечением

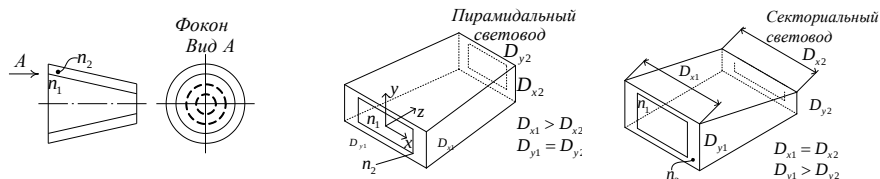
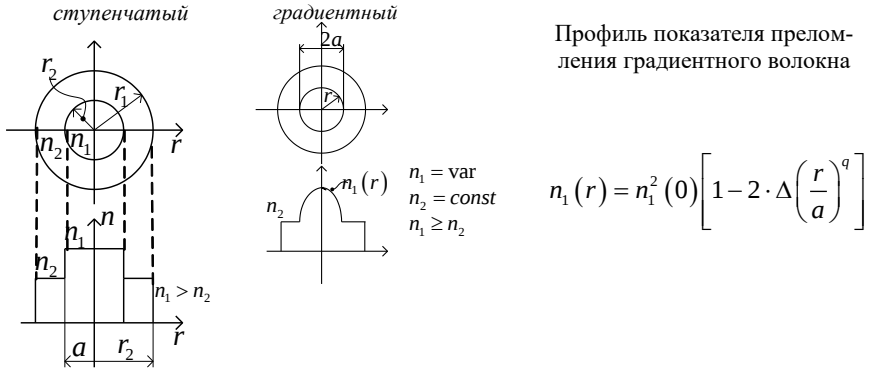


Рисунок 3.2 Конструктивные разновидности световодов
(см. также стр. 19)

Световоды с различным профилем показателя преломления



в)

Рис.3.2. Продолжение. Конструктивные разновидности световодов

Планарные и полосковые световоды применяются, в основном, для создания интегрально-оптических функциональных элементов (преобразователи информации, оптические логические элементы и др.). Цилиндрические ВС применяются в схемотехнике устройств и систем преобразования и передачи и распределения информации. (датчики, телефонная связь, сети Интернет и др.).

Фоконы, пирамидальные и секториальные ВС изготавливаются в виде жестких (спечённых или склеенных) жгутовых световодов и предназначены для использования в качестве концентраторов излучения, преобразователей масштаба оптических изображений, а также согласования геометрических размеров элементов оптического тракта. В зависимости от профиля показателя преломления ВС делятся на ступенчатые и градиентные. У ступенчатых ВС при переходе от сердцевинки к оболочке наблюдается скачкообразное изменение показателя преломления, а у градиентных он плавно спадает от центра до границы с оболочкой в соответствии с соотношением [7]:

$$n_1(r) = n_0 \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^q \Delta \right]$$

где $\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}$ – относительный показатель преломления, r – теку-

щее значение радиуса, a – радиус сердцевины ВС.

При $q=2$ профиль называется параболическим. В зависимости от числа мод, распространяющихся в ВС, световоды делятся на одномодовые, в которых распространяется только одна мода, и многомодовые, в которых может распространяться сотни даже тысячи мод. Диаметр сердцевины одномодового световода соизмерим с длиной волны и лежит в диапазоне 5-8 мкм. Диаметр сердцевины многомодовых ВС намного превышает длину волны излучения и может достигать нескольких десятков и даже сотен микрометров.

Варьируя диаметром, показателями преломления и длиной волны излучения можно создавать ВОУ с требуемыми динамическими и энергетическими характеристиками.

Основными типами фотоприемников, используемых в СВОУ являются дрейфовые, лавинные и р-і-п фотодиоды (ФД). Дрейфовые ФД применяются в тех случаях, когда быстродействие не является решающим фактором. Лавинные ФД обладают максимальной чувствительностью за счет лавинного размножения носителей заряда. ФД со структурой р-і-п обладают максимальным быстродействием за счет быстрого дрейфа носителей под действием сильного электрического поля, приложенного к і-области (области с собственной проводимостью).

Для модуляции излучения в функции от передаваемого сигнала может быть использована прямая модуляция информативным сигналом тока накачки излучателя.

Для создания волоконно-оптических датчиков могут применяться различные типы модуляторов излучения, основанных на изменении интенсивности, фазы, спектра и состояния поляризации в зависимости от значения измеряемого параметра. При этом модуляция может происходить как в зазоре между передающим и приемным волокнами (внешняя модуляция), так и внутри безразрывного ВС с использованием эффектов Керра, Фарадея, Брэгга, Поккельса и др.

Рассмотренная элементная база ВОУ лежит в основе схемотехники широкой номенклатуры волоконно-оптических измерительных устройств и систем сбора, передачи и обработки и распределения информации.

4. ЛУЧЕВАЯ ТЕОРИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВЕТОВЫХ ВОЛН В СТУПЕНЧАТЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

4.1 Законы геометрической (лучевой) оптики. Полное внутреннее отражение

Наиболее корректные результаты при изучении распространения излучения по волокну можно получить в рамках волновой оптики, решая уравнения Максвелла, однако при определенных соотношениях между конструкционными параметрами световода, а именно Δ , радиус световода a и длины волны λ , можно свести задачу к геометрической оптике [3].

Для определения условий, при которых можно пользоваться законами геометрической оптики, вводят обобщенный параметр V , называемый нормализованной частотой $V = \frac{2\pi}{\lambda} a \cdot n_1 \cdot \sqrt{2\Delta}$. Если $V \geq 10$ – можно пользоваться законами геометрической оптики. При $V < 10$ используются законы волновой оптики.

В результате решения волновых уравнений с учетом граничных условий получают уравнения плоских волн, которые отличаются между собой только параметром β – постоянной распространения (продольной составляющей волнового вектора).

Поперечное распространение поля $E_i(x, y)$ и $H_i(x, y)$, которые соответствуют определенным значениям β_i , называют модами волновода.

Таким образом, волновая мода определяется как некоторое особое распределение поля, которое распространяется вдоль световода с сохранением состояния поляризации, постоянной групповой скоростью, без изменения своего первоначального поперечного распределения. Под модой достаточно понимать вид траектории, вдоль которой может распространяться свет. В зависимости от оптических и геометрических параметров ВС по нему может распространяться от 1 до десятков тысяч мод.

В геометрической оптике световые волны изображаются лучами, направленными по нормали к волновой поверхности. В оптически однородных средах лучи прямолинейны. При падении световой волны на плоскую границу раздела двух диэлектриков с разными значениями относительной диэлектрической проницаемости ε в общем случае появляются прошедшая (преломленная) и отраженная волны. В соответствии с законами Снеллиуса угол падения φ связан с углами отражения $\varphi_{отр}$ и преломления $\varphi_{пр}$ (рис. 4.1,а) следующими соотношениями:

$$\varphi = \varphi_{отр}, \quad n_1 \sin \varphi = n_2 \sin \varphi_{пр}, \quad (4.1.1)$$

где $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$ — показатель преломления первой среды, в которой распространяется падающая волна; $n_2 = \sqrt{\varepsilon_2}$ — показатель преломления второй (смежной) среды.

Если световая волна из оптически более плотной среды падает на границу раздела с оптически менее плотной средой ($n_1 > n_2$), то согласно формуле (4.1.1) всегда существует критический (предельный) угол падения (рис. 4.1,б)

$$\varphi_{кр} = \arcsin \frac{n_2}{n_1}, \quad (4.1.2)$$

при котором прошедшая волна распространяется вдоль границы раздела сред ($\varphi_{пр} = \pi/2$).

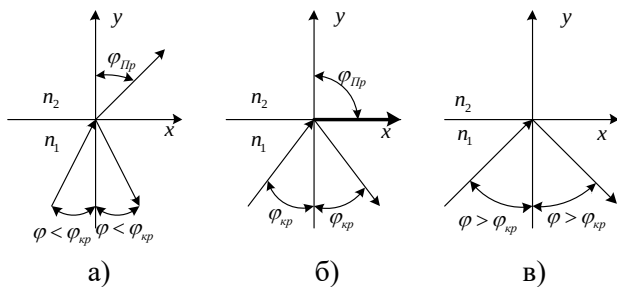


Рис.4.1. Падение плоской волны на границу двух сред при $n_1 > n_2$

При всех углах падения $\varphi > \varphi_{кр}$ преломленная волна отсутствует и свет полностью отражается от поверхности оптически менее плотной среды (рис. 4.1,в). Это явление называется полным внутренним отражением. Отраженная волна при этом приобретает фазовый сдвиг, зависящий от угла падения.

Глубина проникновения, т.е. расстояние, на котором это поле убывает в e раз ($e = 2,71828$), определяется при $\varphi > \varphi_{кр}$ выражением [4]:

$$\delta = \frac{\lambda}{2\pi n_1 \sqrt{\sin^2 \varphi - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}. \quad (4.1.3)$$

Поток энергии из первой среды во вторую в среднем равен нулю, так что энергия падающей электромагнитной волны полностью возвращается в первую среду.

4.2 Круглый диэлектрический стержень

Простейшим ВС является круглый диэлектрический стержень, показатель преломления которого n_1 выше, чем у окружающей среды n_0 (рис. 4.2) [3,7].

Пучок световых лучей реального источника конечных размеров преобразуется на торце ВС в два типа лучей: меридиональные, которые пересекают ось световода, и косые, которые эту ось не пересекают. Часть меридиональных и косых лучей, испытывая полное внутреннее отражение в местах падения на границу стержень – окружающая среда, распространяется вдоль ВС по зигзагообразным путям. Световые волны, которые изображаются этими лучами, многократно отражаясь от границы, накладываются сами на себя и образуют направляемые волны (моды). Поле направляемых мод частично проникает в окружающую среду, где убывает в соответствии с (4.1.3). Остальные лучи, которые падают на границу под углами $\varphi < \varphi_{кр}$, уходят из стержня в окружающую среду. Так образуются волны (моды) излучения – рассеянный свет. Из рисунка 4.1,а) следу-

ет, что некоторая часть энергии этих лучей отражается даже тогда, когда имеет место преломление. Однако очевидно, что после нескольких отражений эта часть энергии внутри ВС обращается в нуль.

Рассмотрим ход меридиональных лучей, падающих на входной торец ВС и распространяющихся затем вдоль стержня (рис. 4.2). Луч, падающий под углом θ , преломляется под углом θ_1 , который в соответствии с (1) определяется выражением

$$n_0 \sin \theta = n_1 \sin \theta_1. \quad (4.2.1)$$

Преломленный луч падает на боковую поверхность под углом $\varphi = \frac{\pi}{2} - \theta_1$. Для полного внутреннего отражения лучей от боковой поверхности необходимо выполнение условия $\varphi \geq \varphi_{кр}$, где $\varphi_{кр}$ - критический угол падения, определяемый выражением (4.2.1).

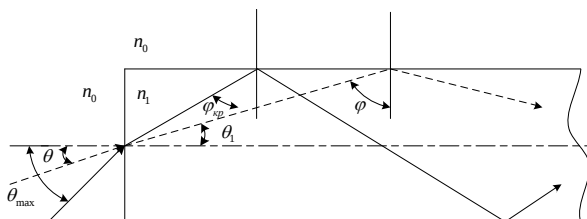


Рис.4.2. Прохождение меридиональных лучей по диэлектрическому стержню

Следовательно, $\sin \varphi = \cos \theta_1 \geq n_0 / n_1$. Из (4.2.1) следует:

$$\cos \theta_1 = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_1} = \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \sin^2 \theta}.$$

Таким образом,

$$\sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \sin^2 \theta} \geq \frac{n_0}{n_1} \text{ или } \left(\frac{n_1}{n_0}\right)^2 - \sin^2 \theta \geq 1.$$

Однако $\sin^2 \theta \leq 1$, поэтому $(n_1 / n_0)^2 \geq 2$. Отсюда следует, что если

$$\frac{n_1}{n_0} \geq \sqrt{2}, \quad (4.2.2)$$

то любой меридиональный луч, падающий на входной торец ВС, распространяется вдоль стержня, образуя направляемую моду.

Условие (4.2.2), которое справедливо и для косых лучей, легко реализуется на практике. Например, кварцевый стержень ($n_1 = 1,46$) в воздухе ($n_0 = 1$) будет направлять все световые лучи, падающие на его торец. Однако, несмотря на это очевидное преимущество, такой световод в оптических устройствах не применяется. Обусловлено это следующими причинами. Стекланные ВС, имеющие диаметр порядка сотых долей миллиметра (сотен микрон), для повышения механической прочности и защиты от внешних воздействий обычно помещают внутрь защитного полимерного покрытия. Иногда внутрь такого защитного чехла помещают пучок ВС. В местах соприкосновения волокон между собой и с защитным покрытием нарушается условие полного внутреннего отражения и возникают моды излучения, которые являются причиной дополнительных потерь. Кроме того, на боковой поверхности ОВ возможны различные царапины. Любое повреждение поверхности приводит к возникновению рассеянного света, поскольку лучи в областях повреждений не испытывают полного внутреннего отражения, а выходят из волокна.

Указанные нежелательные эффекты можно предотвратить или существенно ослабить, если покрыть волокно оболочкой из оптически прозрачного материала с показателем преломления n_2 более низким, чем показатель преломления центральной части, которую обычно называют сердцевинной. При соответствующем выборе радиуса оболочки электромагнитное поле на ее внешней границе будет практически отсутствовать. Этим достигается почти полная концентрация в волокне передаваемой световой энергии и исключается искажение поля соседними волокнами и защитными покрытиями. Наличие оболочки на ОВ позволяет обеспечить оптимальное соотношение между n_1 и n_2 . Выбор этого соотношения в значительной мере зависит от назначения и области применения оптического кабеля и определяется различными факторами. Например, как будет показано, увеличивая разность между n_1 и n_2 , можно существенно повысить эффективность ввода излучения источника в световод и в соответ-

ствии с (4.2.2) при $n_1 / n_2 \geq \sqrt{2}$ сделать ее максимальной. С другой стороны, искажение (уширение) импульсных сигналов в световоде оказывается тем меньше, чем ближе к единице отношение n_1 / n_2 .

4.3 Ступенчатый волоконный световод

На рис. 4.3 представлена конструкция волокна в оболочке, получившая наибольшее распространение на практике. Оптическое излучение распространяется в ОВ при выполнении условия $n_1 > n_2 > n_0$. Соотношение между n_1 и n_2 принято характеризовать относительной разностью показателей преломления $\Delta = (n_1 - n_2) / n_1 = \Delta n / n_1$. Для большинства ВС $\Delta = 10^{-2} \dots 10^{-3}$.

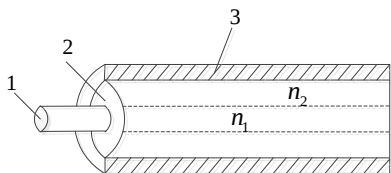


Рис.4.3. Оптическое волокно: 1 – сердцевина; 2 – оболочка; 3 – защитное покрытие

Показатель преломления оболочки имеет постоянное значение, а показатель преломления сердцевины может оставаться постоянным или изменяться вдоль радиуса по определенному закону. Изменение показателя преломления ВС вдоль радиуса $n(r)$ называется профилем показателя преломления. На рис. 4.4,а показаны структура и профиль показателя преломления ступенчатого ВС.

В зависимости от профиля показателя преломления ВС подразделяются на ступенчатые и градиентные. ВС называется ступенчатым, если значение показателя преломления остается постоянным в пределах сердцевины. Сердцевина характеризуется постоянным вдоль радиуса значением показателя преломления n_1 , величина которого на границе раздела сердцевина – оболочка скачком изменяется до значения показателя преломления материала оболочки:

$$n(r) = \begin{cases} n_1 & \text{при } 0 \leq r \leq a, \\ n_2 & \text{при } a < r \leq b, \end{cases}$$

где a – радиус сердцевины, b – радиус оболочки.

Ступенчатые ВС могут иметь две оболочки. Это так называемые волокна W-типа (рис. 4.4,б). Показатели преломления сердцевины и оболочек удовлетворяют условию $n_1 > n_3 > n_2$.

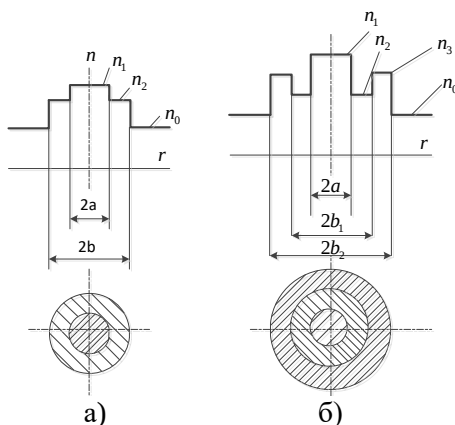


Рис.4.4. Структура и профиль показателя преломления ступенчатого оптического волокна (а) ступенчатого оптического волокна типа W (б)

Наличие оболочки, естественно, усложняет волновой процесс в ВС. В случае ступенчатого ВС (рис. 4.5) часть меридиональных и косых лучей, многократно отражаясь от границы сердцевина – оболочка, распространяется вдоль сердцевины и образует моды сердцевины или направляемые моды.

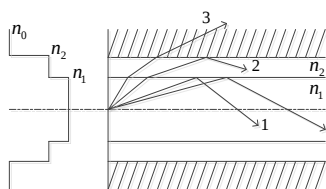


Рис.4.5. Распространение лучей в ступенчатом волоконном световоде: 1 – моды сердцевины (направляемые моды); 2 – моды оболочки; 3 – моды излучения

Остальные лучи, которые падают на эту границу под углами $\varphi < \varphi_{кр}$, уходят из сердцевины. Однако в отличие от диэлектрического стержня не все лучи, покинувшие сердцевину, образуют моды излучения. Некоторые распространяются в оболочке за счет полного

внутреннего отражения от границы оболочки – окружающая среда и образуют моды оболочки. Если защитное покрытие ВС выполнено из сильно поглощающего материала, то оно будет устранять перекрестные помехи между ВС в оптическом кабеле, которые обусловлены модами излучения. Кроме того, защитное покрытие будет рассеивать энергию мод оболочки аналогично тому, как это происходит с направляемыми модами диэлектрического стержня.

Рассмотрим ход меридиональных лучей, падающих из свободного пространства с показателем преломления n_0 на входной торце ступенчатого ВС и распространяющихся затем вдоль сердцевины (рис. 4.6). Луч, падающий под углом θ к оси световода, преломляется на торцевой поверхности под углом θ_1 и затем падает на границу сердцевина – оболочка под углом

$$\varphi = \frac{\pi}{2} - \theta_1.$$

Если $\varphi \geq \varphi_{кр}$, этот луч распространяется вдоль сердцевины, многократно претерпевая полное внутреннее отражение на границе с оболочкой. Углу $\varphi = \varphi_{кр}$ соответствует максимальный угол падения (ввода), при котором луч еще удерживается сердцевинной.

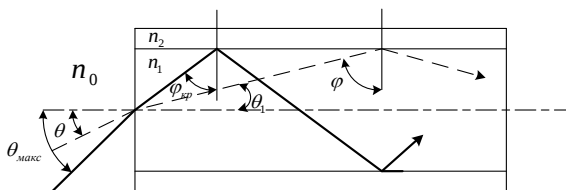


Рис.4.6. Прохождение меридиональных лучей по ступенчатому световоду

Значение этого угла $\theta_{\max}$ можно указать в радианах или градусах, но обычно этот угол характеризуют величиной, которая называется числовой апертурой

$$NA = n_0 \sin \theta_{\max}.$$

Для воздушной среды $n_0 = 1$ Выполняя очевидные преобразования:

$$\begin{aligned}
NA &= n_0 \sin \theta_{\max} = n_1 \sin \theta_1 \\
\theta_1 &= \frac{\pi}{2} - \varphi_{kp}; \sin \theta_1 = \cos \varphi_{kp} \\
NA &= n_1 \cos \varphi_{kp} = n_1 \sqrt{1 - \sin^2 \varphi_{kp}} = n_1 \sqrt{1 - \sin^2 (\arcsin \frac{n_2}{n_1})} = \\
&= n_1 \sqrt{1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \sqrt{(n_1 - n_2)(n_1 + n_2)} = \{n_1 \approx n_2\} = \\
&= \sqrt{(n_1 - n_2)2n_1} = \sqrt{\frac{(n_1 - n_2)2n_1n_1}{n_1}} = n_1 \sqrt{2\Delta},
\end{aligned}$$

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}$$

где $\frac{n_1 - n_2}{n_1}$ – относительный показатель преломления, получим ряд тождественных выражений для расчета числовой апертуры

$$\begin{aligned}
NA &= n_0 \sin \theta_{\max}; \\
NA &= \sqrt{n_1^2 - n_2^2}; \\
NA &= n_1 \sqrt{2\Delta};
\end{aligned} \tag{4.3.1}$$

Таким образом, числовая апертура ступенчатого ВС определяет синус половины угла при вершине конического пучка лучей, которые захватываются и направляются ВС. Из (4.3.1) видно, что с увеличением разности показателей преломления сердцевины и оболочки значение NA возрастает, что улучшает эффективность ввода излучения в световод. Например, при $n_1 = 1,51$ и $n_2 = 1,13$ все меридиональные лучи, падающие из воздуха ($n_0 = 1$) на торец ВС, входят в сердцевину $NA = 1$, $\theta_{\max} = (\pi/2)$. Однако возрастание NA приводит к увеличению дисперсии импульсов и другим нежелательным явлениям, о которых будет сказано ниже. Поэтому для ступенчатых ВС, используемых в системах связи, числовая апертура обычно равна 0,18... 0,23 и лишь для отдельных типов световодов может достигать 0,4 ... 0,55.

Формулы (4.3.1) учитывают только меридиональные лучи ВС. Однако в реальных условиях лишь ограниченная часть пучка световых лучей источника преобразуется в меридиональные лучи. В

основном же в ВС преобладают косые лучи, которые не пересекают его ось, а распространяются по ломаным или плавным право- или левовинтовым спиралям (рис. 4.7).

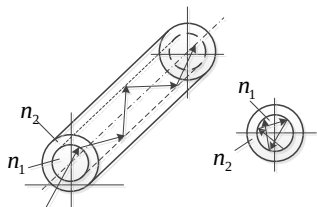


Рис.4.7. Траектория движения косых лучей

Законы распространения косых лучей сложнее, чем меридиональных, и вывести простое окончательное выражение для числовой апертуры косых лучей не удастся. Поэтому отметим лишь, что числовая апертура, подсчитанная для меридиональных лучей ступенчатого ВС, меньше действительной числовой апертуры NA_d , учитывающей все лучи.

На рис.4.8 приведены результаты расчета величины отношения NA_d / NA для различных значений показателей преломления сердцевины n_1 и оболочки n_2 .

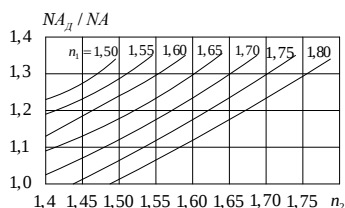


Рис. 4.8. Отношение NA_d / NA для различных значений показателей преломления сердцевины и оболочки

Из графиков видно, что отношение NA_d / NA возрастает с уменьшением апертуры меридианальных лучей.

Представление направляемых мод ступенчатых ВС в виде лучей, которые удерживаются сердцевиной, просто, наглядно и поэтому будет широко использоваться в последующих главах. Однако такой подход, основанный на законах геометрической оптики, не учитывает свойств света как электромагнитной волны и во многих случаях не позволяет получить правильные результаты. Например, из рассмотренного выше понятия числовой апертуры следует, что

вся бесконечная совокупность лучей конического пучка, определяемого углом $\theta_{\max}$, образует также бесконечную совокупность направляемых мод. Однако это не так. Учитывая волновой характер света, можно показать, что только конечное число лучей конического пучка с определенными углами падения на торец могут образовывать направляемые моды ВС. В ступенчатом световоде с точки зрения геометрической оптики это объясняется тем, что при полном внутреннем отражении от границы с оболочкой волна приобретает фазовый сдвиг, зависящий от угла падения. Если в сердцевине многократно отраженные волны складываются в фазе, образуется направляемая мода. В противном случае поля волн взаимно компенсируются.

4.4 Конические световоды

Наряду со световодами, имеющими постоянное по длине поперечное сечение, используются также световоды с переменным сечением по длине, в частности, конические световоды (фоконны) [7].

Фокон представляет собой усеченный конус с некоторым углом при вершине ε и обладает рядом интересных оптических свойств, которые используются для преобразования излучения, его концентрации, изменения масштаба изображения. На рис. 4.9 представлены расчетные схемы для определения оптико-геометрических характеристик фокона. Как видно из рисунка 4.9 при каждом отражении от боковой поверхности, угол падения на неё уменьшается на величину

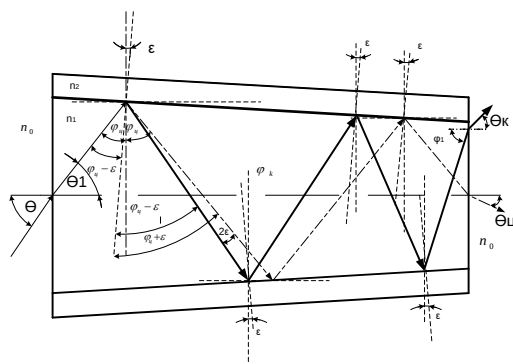


Рис. 4.9. К расчету оптико-геометрических характеристик фокона

$$2\varepsilon = \varphi_{\psi} - \varphi_{\kappa},$$

где φ_{ψ} - угол отражения от боковой поверхности цилиндрического волокна, φ_{κ} - угол отражения от боковой поверхности фокона.

Это может привести к нарушению условия полного внутреннего отражения, преломлению луча и выходу его из фокона через боковую поверхность. Таким образом, числовая апертура фокона ограничивается тем углом, под которым луч падает на боковую поверхность при последнем отражении от неё. Если при прохождении полного оптического пути через фокон луч испытывает k отражений, то перед последним k -м отражением изменение угла падения:

$$\varphi_k = 2 \cdot \varepsilon (k - 1)$$

Если после преломления на входном торце луч распространяется под углом Θ_1 к его оси, то угол падения при последующих отражениях будет равен:

$$\frac{\pi}{2} - \Theta_1 - 2 \cdot \varepsilon (k - 1)$$

Угол падения при последнем отражении будет меньше угла, определяемого выражением (4.4.2) на величину ε :

$$\frac{\pi}{2} - \Theta_1 - [2 \cdot \varepsilon (k - 1) - \varepsilon] = \frac{\pi}{2} - \Theta_1 - \varepsilon (2 \cdot k - 1)$$

Для того чтобы луч, имеющий после преломления на входе угол Θ_1 , прошел к выходному концу без преломления, необходимо, чтобы угол его падения при последнем отражении был бы меньше критического угла падения на боковую поверхность фокона:

$$\frac{\pi}{2} - \Theta_1 - \varepsilon (2 \cdot k - 1) \leq \Theta_{кр},$$

где: $\Theta_{кр} = \arcsin \left(\frac{n_2}{n_1} \right)$

Из последнего выражения можно определить критическое значение Θ_{1m} как:

$$\Theta_{1m} = \frac{\pi}{2} - \varepsilon(2 \cdot k - 1) - \Theta_{кр}.$$

Из последнего выражения видно, апертурный угол фокона меньше, чем апертурный угол цилиндрического волокна на величину $\varepsilon(2 \cdot k - 1)$. В зависимости от показателей n_1 и n_2 , луч может пройти к выходному концу без преломления, но не выйти наружу через выходной конец фокона из-за полного внутреннего отражения на выходном торце. Для того, чтобы этого не произошло, необходимо, чтобы луч упал на выходной торец под углом

$$\Theta_2 < \Theta_{кр}^*,$$

где: $\Theta_{кр}^* = \arcsin\left(\frac{n_0}{n_1}\right)$.

После последнего отражения от боковой поверхности полное изменение угла падения на боковую поверхность составит $2k\varepsilon$ (k – число отражений). Угол падения на выходной торец составит:

$$\Theta_2 = \Theta_1 + 2k\varepsilon.$$

С учетом этого можно рассчитать максимально допустимый угол при вершине конуса по формуле:

$$\varepsilon \leq \arcsin\left(\frac{n_0}{n_1}\right) - \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) - \frac{\pi}{2}.$$

Можно показать, что числовая апертура (не выпуклого и не вогнутого) со стороны большего торца фокона равна:

$$NA_{\phi} = \frac{D_2}{D_1} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{D_2}{D_1} NA_y;$$

Поскольку $D_2 < D_1$, то $NA_{\phi} < NA_y$. Если положить, что $NA_y = 1$, то зависимость будет иметь вид, представленный на рис.4.10.

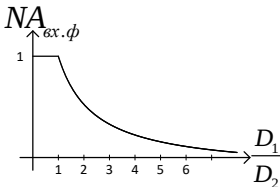


Рис. 4.10 Зависимость апертуры фокона от отношения диаметров входных и выходных торцов

Расходимость конического пучка лучей при прохождении от большего торца к меньшему увеличивается. На основании теоремы о сохранении фазового объема излучения это увеличение может быть найдено из условия постоянства произведения площадки соответствующего торца на телесный угол в котором лежат все лучи, входящие и выходящие из фокона

$$\omega_1 \cdot \frac{\pi D_1^2}{4} = \omega_2 \cdot \frac{\pi D_2^2}{4},$$

где: D_1, D_2 – диаметры большего и меньшего торцов, ω_1, ω_2 – соответствующие телесные углы.

Напомним, что **телесный угол** – часть пространства, которая является объединением всех лучей, выходящих из данной точки (вершины угла) и пересекающих некоторую поверхность, которая называется поверхностью, стягивающей данный **телесный угол** (рис.4.11). В системе СИ за единицу телесного угла принят стерадиан [ср] – телесный угол, вершина которого расположена в центре сферы и который вырезает на поверхности сферы площадь, равную площади квадрата, сторона которого равна радиусу сферы $S = r^2$. Измеряют телесные углы путем определения плоских углов и проведения дополнительных расчётов по формуле

$$\omega = 2\pi(1 - \cos \theta / 2),$$

где ω – телесный угол, θ – плоский угол при вершине конуса, образованного данным телесным углом внутри сферы.

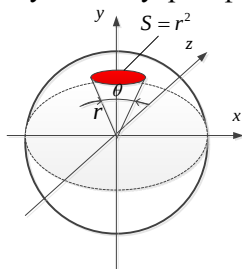


Рис.4.11. К определению телесного угла

Применительно к круглому ВС угол θ равен удвоенному значению апертурного угла $\theta_{\text{макс}}$ (см рис.4.6).

После очевидных преобразований получим: $\omega_2 = \omega_1 \cdot \frac{D_1^2}{D_2^2}$. Отсюда видно, что если $D_1 > D_2$, то $\omega_2 > \omega_1$.

Коэффициент концентрации света K_c , без учета потерь в материале фокона, также равен отношению квадратов площадей диаметров торцов:

$$K_c = \left(\frac{D_1}{D_2} \right)^2.$$

С учетом коэффициента энергетических потерь κ_{Π} оптическая мощность на выходе равна $P_{\text{вых}} = \kappa_{\Pi} P_{\text{вх}}$.

При обратном распространении луча, т.е. от меньшего торца к большему, для определения критического угла падения достаточно записать условие полного внутреннего отражения при первом падении луча на боковую поверхность. В этом случае угол падения при первом отражении от боковой поверхности будет равен:

$$\frac{\pi}{2} - \varphi_{\text{кр}} + \varepsilon \leq \Theta_{\text{кр}},$$

где $\varphi_{\text{кр}}$ – критический угол падения на боковую поверхность

Отсюда $\varphi_{\text{кр}}$ для первого акта угол отражения будет равняться:

$$\varphi_{\text{кр}} = \frac{\pi}{2} + \varepsilon - \Theta_{\text{кр}}$$

С каждым актом отражения угол отражения от боковой поверхности будет увеличиваться, что только улучшает условия для полного внутреннего отражения.

Апертура фокона со стороны меньшего торца будет больше, чем у цилиндрического волокна.

4.5 Пирамидальные и секториальные световоды

Обобщенная конструкция пирамидальных и секториальных световодов представлена на рис. 4.12. Из рисунка видно, что указанные световоды отличаются соотношениями геометрических размеров входного и выходного торцов.

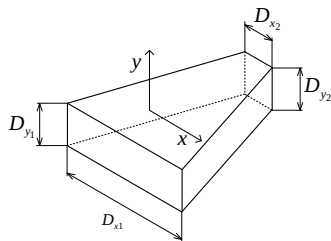


Рис. 4.12. Конструкция пирамидального световода

Для пирамидального световода:

$$\begin{cases} D_{x_2} \leq D_{x_1} \\ D_{y_1} = D_{y_2} \end{cases}$$

Для секториального световода:

$$\begin{cases} D_{x_1} = D_{x_2} \\ D_{y_1} \geq D_{y_2} \end{cases}$$

Числовая апертура пирамидального световода в направлении осей x и y неодинакова:

$$NA_x = \frac{D_{y_2}}{D_{y_1}} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \text{ — в направлении оси } x ,$$

$$NA_y = \frac{D_{x_2}}{D_{x_1}} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \text{ — в направлении оси } y .$$

Расходимость пучка лучей, определяемая телесным углом ω_2 на выходном (меньшем) конце пирамидального световода:

$$\omega_2 = \omega_1 \frac{D_{x_1} D_{y_1}}{D_{x_2} D_{y_2}} .$$

Коэффициент концентрации света:

$$K_c = \frac{D_{x_1}}{D_{x_2}} .$$

Для секториальных световодов:

- расходимость пучка лучей: $\omega_2 = \omega_1 \frac{D_{y_1}}{D_{y_2}} ;$

- коэффициент концентрации света (без учета потерь в материале световода)

$$K_c = \frac{D_{y_1}}{D_{y_2}} .$$

Фоконы, пирамидальные и секториальные световоды (фоклины) применяются для преобразования масштаба изображения, концен-

трации или ослабления света, а также преобразования апертурных характеристик оптического тракта.

5. ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

5.1 Распространение оптических волн в веществе

Рассмотрим основные физические закономерности, определяющие процесс передачи информации с помощью оптических волокон [2,21]. Наиболее полное решение этих вопросов основано на решении уравнений Максвелла:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \dot{\vec{H}} &= j\omega \vec{D} \\ \operatorname{div} \dot{\vec{D}} &= 0 \\ \dot{\vec{D}} &= \varepsilon_0 \varepsilon_n \dot{\vec{E}} \\ \operatorname{rot} \dot{\vec{E}} &= -j\omega \dot{\vec{B}} \end{aligned} \right\} \text{волновые уравнения}$$

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{div} \dot{\vec{H}} &= 0 \\ \dot{\vec{B}} &= \mu_0 \dot{\vec{H}} \end{aligned} \right\} \text{материальные уравнения}$$

где $\vec{D}$ - вектор электрической индукции

Первые четыре уравнения характеризуют поведение волны в веществе. Два последних уравнения – поведение вещества в электромагнитном поле.

В безграничной однородной среде, для которой градиент показателя преломления $\operatorname{grad}^2 n = 0$, решение волновых уравнений описывает однородную плоскую волну:

$$\begin{aligned} \dot{\vec{E}}(r) &= \vec{E}_0 \cdot e^{-j\vec{k}_n \cdot \vec{r}} \\ \dot{\vec{H}}(r) &= \vec{H}_0 \cdot e^{-j\vec{k}_n \cdot \vec{r}}, \end{aligned} \quad (5.1.1)$$

где: $\vec{E}_0$ и $\vec{H}_0$ – векторы, не зависящие от координат.

Например: $\vec{E}_0 = E_0 \cdot e^{j\varphi}$, где φ – начальная фаза колебаний. Аналогичная формула справедлива и для вектора $\vec{H}$.

В формуле (5.1.1) величина $\vec{k}_n$ – волновой вектор, направленный в сторону движения волны и равный по модулю волновому числу

$$k_n = k_0 n = \frac{2\pi}{\lambda} n \quad (5.1.2)$$

где n – показатель преломления среды, k_0 – волновое число в вакууме, вектор $\vec{r}$ – радиус вектор, проведенный из начала координат до точки наблюдения.

Волновое число равно числу периодов волны, укладываемых на отрезке длиной 2π метров, $\text{рад} \cdot \text{м}^{-1}$. Волновое число является пространственным аналогом циклической частоты, $\text{рад} \cdot \text{с}^{-1}$.

Знак минус в экспоненте (5.1.1) указывает на то, что волна распространяется в сторону увеличения $\vec{r}$. Соотношение между векторами $\vec{E}$ и $\vec{H}$ задается характеристическим сопротивлением:

$$Z_0 = \frac{\dot{\vec{E}}}{\dot{\vec{H}}} = \frac{1}{n} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}},$$

где μ_0 , ε_0 – магнитная и диэлектрическая проницаемости.

Векторы $\dot{\vec{E}}$, $\dot{\vec{H}}$ и $\dot{\vec{k}}_n$ образуют правую тройку векторов (рис. 5.1):

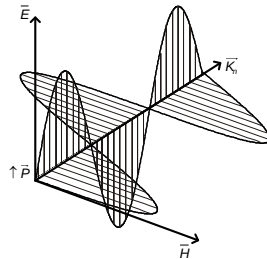


Рис.5.1. Распространение E и H волн в веществе

Плотность потока оптической энергии P характеризуется вектором Пойнтинга: $\vec{P} = [\vec{E} \times \vec{H}^*]$. Вектор $\vec{P}$ совпадает по направлению с вектором $\vec{k}_n$ и указывает направление движения энергии.

Линейная поляризация описывается единичным вектором $\vec{P}$, который параллелен вектору $\vec{E}$. Если ось z совместить с направлением распространения, то произведение векторов $\vec{k}_n \cdot \vec{r}$ можно заменить скалярным произведением: $\vec{k}_n \cdot \vec{r} = k_n \cdot z$. Тогда уравнение для электрической и магнитной волн можно записать в более простом виде:

$$\begin{aligned}\dot{\vec{E}}(r) &= \vec{E}_0 \cdot e^{-jk_n z} \\ \dot{\vec{H}}(r) &= \vec{H}_0 \cdot e^{-jk_n z}.\end{aligned}$$

Длиной волны излучения λ_n в среде с показателем преломления n называется расстояние, на котором гармоническая функция меняет фазу на 2π . Из выражения (5.1.2) получим:

$$\lambda_n = 2\pi / k_0.$$

Поверхность равных фаз называют волновой поверхностью или фронтом волны. В фиксированный момент времени уравнение фронта волны задается уравнением вида: $z = const$, а волновой фронт представляет собой плоскость, перпендикулярную направлению распространения z .

Запись волнового процесса в пространстве и времени можно задать функцией вида:

$\dot{\vec{E}}(z) = \dot{\vec{E}} \cdot e^{j(\omega t - k_n z)}$. Аналогичное выражение можно записать и для напряженности $\vec{H}(r)$.

Уравнение постоянной фазы имеет следующий вид:

$$\omega t - k_n z = const, \quad (5.1.3)$$

Продифференцируем выражение (5.1.3) по t :

$$\omega = k_n \frac{dz}{dt},$$

где $\frac{dz}{dt} = V_\phi = \frac{\omega}{k_n}$ – фазовая скорость.

Выполнив очевидные преобразования, получим

$$V_\phi = \omega / (k_0 \cdot n) = 2\pi f / (k_0 \cdot n) = \lambda / T \cdot n = c_0 / n,$$

где $\lambda / T = c_0$ – скорость света в вакууме, T – период волны.

Из последнего выражения видно, что показатель преломления среды определяет величину замедления волны в среде с показателем преломления n по сравнению с вакуумом.

Временная задержка волнового фронта:

$$\tau_{\phi} = \frac{z}{V_{\phi}} = \frac{z \cdot n}{c_0}.$$

Это выражение показывает, какое время нужно, чтобы волна преодолела расстояние z в среде с показателем преломления n . Если показатель преломления не является функцией от частоты $n \neq f(\omega)$, то среда является недиспергирующей. В противном случае, когда $n = f(\omega)$, среда диспергирующая. Это означает, что волны с различной длиной волны λ будут проходить одно и тоже расстояние за разное время. В результате идеальный прямоугольный оптический импульс на входе $P_{\text{вх}}$ трансформируется в размытый во времени импульс $P_{\text{вых}}$ на выходе следующим образом (рис. 5.2).

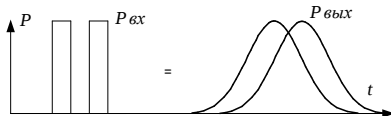


Рис. 5.2. Влияние дисперсии на искажение оптических импульсов

Пусть $\Delta\omega$ – полоса частот (спектр частот), группирующихся вокруг оптической несущей ω_0 . Для диспергирующей среды время прихода этой группы в точку наблюдения можно определить как:

$$\tau_{gp} = \frac{z}{c_0} \left(n + \frac{dn}{d\omega} \Delta\omega \right),$$

где: τ_{gp} – групповое время задержки, $\frac{dn}{d\omega} \Delta\omega = \Delta n$ – приращение показателя преломления в диапазоне частот $\Delta\omega$.

Величина

$$n + \frac{dn}{d\omega} \Delta\omega = N \quad (5.1.4)$$

называется групповым показателем преломления *в направлении оси z*.

В дальнейшем для простоты эффективный групповой показатель преломления будем обозначать просто $N_{гр}$.

Соответственно групповому времени задержки соответствует групповая скорость:

$$V_{gp} = \frac{z}{\tau_{gp}} = \frac{c_0}{\left(n + \frac{dn}{d\omega} \Delta\omega \right)}.$$

Если волновой вектор не совпадает с направлением распространения z , то его можно рассматривать как комплексную величину (рис. 5.3).

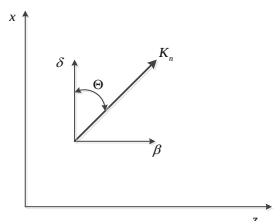


Рис.5.3. К определению компонент волнового числа

При этом *волновое число* в среде с показателем преломления n будет также носить комплексный характер.

$$k_n = nk_0 = \beta_n \pm j\delta_n,$$

где β_n – коэффициент распространения (фазы), δ_n – коэффициент ослабления (затухания).

Поскольку $k_0 = 2\pi / \lambda$ – величина вещественная, то *показатель преломления* является комплексной величиной

$$n = \frac{\beta_n}{k_0} \pm j \frac{\delta_n}{k_0} = N \pm jn_x,$$

где $N = \frac{\beta}{k_0} = n_1 \sin \theta$ – эффективный показатель преломления *в направлении распространения волны* (см. выражение 5.1.4), $n_x = n_1 \cos \Theta$ – мнимая составляющая показателя преломления *в*

направлении вертикальной оси x , Θ - угол между волновым вектором и осью ординат x .

Зависимость действительной и мнимой частей показателя преломления от ω графически можно представить в виде (рис. 5.4):

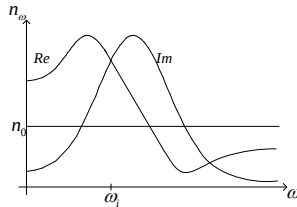


Рис. 5.4. Зависимость действительной и мнимой частей показателя преломления от частоты, n_0 - показатель преломления на несущей частоте

В зависимости от выбора оптической несущей ω_i производная $\frac{dn}{d\omega}$ может быть как со знаком плюс, так и со знаком минус. Следовательно, групповое время задержки может быть как больше, так и меньше времени задержки на оптической несущей ω_0 .

5.2 Волновые процессы в плоском световоде

Плоский световод (слой плоского диэлектрика), является наиболее простой моделью направляющих диэлектрических систем, которая верно отображает принципиальные особенности распространения в них электромагнитных волн. Такая модель часто используется при анализе и синтезе интегрально-оптических световодов (рис. 5.5).

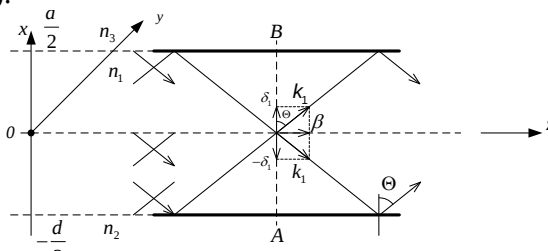


Рис. 5.5. Расчетная схема плоского световода

Основными задачами при анализе полей в такой системе являются:

1. Определение характера распределения полей в поперечном направлении (по линии А – В)
2. Нахождение для каждой моды постоянной распространения β_m вдоль направляющего слоя, т.е. вдоль оси z .
3. Определение числа типов волн и поперечного волнового числа δ_m для каждой моды излучения.

Постоянная распространения β является аналогом круговой частоты (сравните формы записей затухающих электрического и оптического синусоидальных сигналов

$$u = u_0 e^{-j\alpha x}, (\omega = 2\pi / T, \text{ рад} / \text{с});$$

$$E = E_0 e^{-j\beta z} \text{ соответственно,}$$

где $\beta = k_1 \sin \Theta$ (рис. 5.5).

Поперечное волновое число $\delta = k_1 \cos \Theta$ определяет скорость изменения фазы стоячей волны в направлении координаты x : $\frac{d\varphi}{dx}$ (см. рис. 5.5). Заметим, что также, как и волновой вектор k_1 , величины β и δ имеют одинаковую размерность

$$[\beta] = [\delta] = [\text{рад} / \text{м}].$$

Как видно из рис. 5.5, волновой вектор k_1 в среде с показателем преломления n_1 связан с поперечным волновым числом δ и постоянной распространения β следующим соотношением:

$$k_1^2 = \beta^2 + \delta^2,$$

где $k_1 = n_1 \cdot k_0$, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ – волновое число в вакууме,

$$\beta = k_1 \sin \Theta = N, \quad \delta = k_1 \cos \Theta.$$

Для нахождения распределения полей по сечению световода необходимо решить уравнения Максвелла для составляющих E и H – напряженностей электрического и магнитного полей. В случае

плоского световода решение целесообразно проводить в декартовой системе координат, учитывая, что зависимость полей от координаты z характеризуется множителем $e^{-j\beta z}$. Поскольку плоский световод не ограничен вдоль оси y , можно принять, что поле не зависит от координаты y , т.е. $\frac{d}{dy} = 0$.

Из теории электромагнитного поля известно, что электрическое поле H - волн имеет одну составляющую E_y , определив которую можно найти H_x и H_z по формулам:

$$\begin{aligned}\dot{H}_x &= -\frac{\beta}{\omega \cdot \mu_0} \dot{E}_y \\ \dot{H}_z &= \frac{1}{j \cdot \omega \cdot \mu_0} \frac{\dot{E}_y}{dx}\end{aligned}\quad (5.2.1)$$

Поле $\dot{E}_y$ бегущей волны можно представить в виде

$$\dot{E}_y = \dot{e}_0^{(+)} \cdot E(x) \cdot e^{-j\beta z},$$

где: $\dot{e}_0^{(+)}$ – амплитудный множитель, не зависящий от координат, $E(x)$ – координатная функция, зависящая от поперечной координаты x или, собственно электрическая функция. Она характеризует распределение поля вдоль оси x и определяется из уравнений Максвелла. Поскольку распределение поля не зависит от координат y, z , то скалярное волновое уравнение примет вид:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_1^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (5.2.2)$$

Из решения (5.2.2) следует, что направляемые (отражённые) волны образуют дискретный набор, составляющие которого определяются характеристическим уравнением следующего вида:

$$\delta_m \cdot d - \phi_A - \phi_B = 2\pi(m-1), \quad m=1, 2, 3... \quad (5.2.3)$$

где ϕ_A и ϕ_B – фазовые сдвиги при полном внутреннем отражении волны от границы A и B соответственно, $\delta_m \cdot d$ – набег фазы после прохождения расстояния, равного толщине слоя d (значение аргумента электрической функции, соответствующее границе слоя). Уравнение (5.2.3) определяет условие существования стоячих волн, при котором волны накладываются сами на себя с нулевым фазовым сдвигом.

Другими словами, данное уравнение определяет условие распространения волны при полном внутреннем отражении:

$$\delta_m = k_1 \cdot \cos \Theta_m,$$

где: Θ_m – дискретные значения углов падения, лежащих в диапазоне

$\Theta_{кр} < \Theta_m < \frac{\pi}{2}$, которые соответствуют дискретным значениям индекса m .

В отличие от направляемых мод, моды излучения образуют непрерывное множество и непрерывный, бесконечный пространственный спектр собственных чисел. Поскольку волновые числа для различных сред различны, то собственное число: $\delta^2 = k_1^2 - \beta^2$. При этом оно может быть как больше, так и меньше нуля. Для направляемых мод в сердцевине (n_1) оно должно быть больше нуля, а в средах n_2 и n_3 – меньше нуля, что соответствует следующим условиям:

$$k_1^2 - \beta^2 = \delta_1^2 > 0 \text{ в среде } n_1$$

$$\beta^2 - k_{2,3}^2 = \delta_{2,3}^2 > 0 \text{ в средах } n_2 \text{ и } n_3,$$

где $\delta_{2,3}$ – поперечные волновые числа в средах n_2 и n_3 . Поперечные волновые числа согласно можно выразить через показатели преломления:

$$\begin{aligned} \delta_1 &= k_0 \sqrt{n_1^2 - N^2} \\ \delta_{2,3} &= k_0 \sqrt{N^2 - n_{2,3}^2} \end{aligned} \quad (5.2.4)$$

где $N = \frac{\beta}{k_0} = n_1 \sin \Theta$ – эффективный показатель преломления в направлении распространения волны.

Таким образом, область существования направляемых мод может быть задана следующим выражением:

$$\begin{cases} k_2 < |\beta| < k_1 \\ k_3 \leq k_2 \end{cases}.$$

Поскольку поле вдоль оси x внутри слоя имеет вид стоячей волны, а за его пределами убывает по экспоненциальному закону (рис. 5.5),

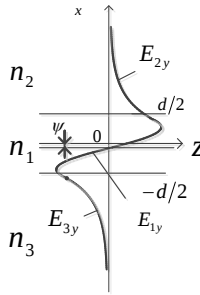


Рис. 5.5. График распределения электрического поля в плоском световоде

то решение волнового уравнения будем искать в следующем виде:

$$E(x) = \begin{cases} E_{y1} = A_1 \cos(\delta_1 \cdot x + \psi), |x| \leq \frac{d}{2} \\ E_{y2} = A_2 e^{\delta_2 \left(x + \frac{d}{2}\right)}, x > \frac{d}{2} \\ E_{y3} = A_3 e^{-\delta_3 \left(x - \frac{d}{2}\right)}, x < -\frac{d}{2} \end{cases} \quad (5.2.5)$$

Граничные условия, при которых решаются волновые уравнения, имеют вид:

$$E_{y1} = E_{y2} \text{ и } H_{z1} = H_{z2}, \text{ при } x = \frac{d}{2};$$

$$E_{y1} = E_{y3} \text{ и } H_{z1} = H_{z3}, \text{ при } x = -\frac{d}{2},$$

где величины H_z определяются по (5.2.1).

Это так называемые условия непрерывности касательных на границе раздела сред.

С учетом этих условий и выражения (5.2.5) можно написать

$$\begin{aligned} \text{при } x = -\frac{d}{2}: \quad & A_1 \cdot \cos\left(\delta_1 \cdot \frac{d}{2} - \psi\right) = A_2 \\ & \delta_1 \cdot A_1 \cdot \sin\left(\delta_1 \cdot \frac{d}{2} - \psi\right) = \delta_2 \cdot A_2 \end{aligned} \quad ; \quad (5.2.6)$$

$$\begin{aligned} \text{при } x = \frac{d}{2}: \quad & A_1 \cdot \cos\left(\delta_1 \cdot \frac{d}{2} + \psi\right) = A_3 \\ & \delta_1 \cdot A_1 \cdot \sin\left(\delta_1 \cdot \frac{d}{2} + \psi\right) = \delta_3 \cdot A_3 \end{aligned} \quad , \quad (5.2.7)$$

где: ψ – начальная фаза стоячей волны в поперечном распределении поля, причем, как следует из выражений (5.2.6) и (5.2.7)

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\delta_1 \cdot d}{2} - \psi\right) = \frac{\delta_2}{\delta_1}; \quad \operatorname{tg}\left(\frac{\delta_1 \cdot d}{2} + \psi\right) = \frac{\delta_3}{\delta_1}. \quad (5.2.8)$$

В этих четырех (5.2.5) уравнениях пять неизвестных: A_1 , A_2 , A_3 , ψ , β . Оставляя неопределенным параметр A_1 и выполняя подстановки, можно получить:

$$E(x) = \begin{cases} E_{y1} = A_1 \cdot \cos(\delta_1 \cdot x + \psi) \\ E_{y2} = A_1 \cdot \cos\left(\delta_1 \cdot \frac{d}{2} - \psi\right) \cdot e^{-\delta_2 \left(x + \frac{d}{2}\right)} \\ E_{y3} = A_1 \cdot \cos\left(\delta_1 \cdot \frac{d}{2} + \psi\right) \cdot e^{-\delta_3 \left(x - \frac{d}{2}\right)} \end{cases}. \quad (5.2.9)$$

Поделив выражения (5.2.9) на A_1 , можно получить нормированные распределения $E_y(x)$ в слоях. Зная $E_y(x)$, по вышеприведенным формулам (5.2.1). можно найти и все другие составляющие поля H_x, H_z .

Уравнения для определения $\beta = k_0 N$ (постоянной распространения) можно определить из (5.2.7).

$$\begin{aligned}\frac{\delta_1 \cdot d}{2} - \psi &= \arctg \frac{\delta_2}{\delta_1} + m_2 \pi \\ \frac{\delta_1 \cdot d}{2} + \psi &= \arctg \frac{\delta_3}{\delta_1} + m_3 \pi\end{aligned}, \quad (5.2.10)$$

где $m_2, m_3 = 0, 1, 2, 3, \dots$

Складывая почленно уравнения (5.2.9), получим:

$$\delta_1 \cdot d = \arctg \frac{\delta_2}{\delta_1} + \arctg \frac{\delta_3}{\delta_1} + (m-1)\pi, \quad (5.2.11)$$

где $m = m_2 + m_3$, $(m-1) = 1, 2, 3, \dots$

Числа $m-1$ определяют число стоячих полувольт, укладываемых в слое n_1 . Величину ψ можно определить из тех же уравнений (5.2.9). Вычитая второе уравнение из первого, получим:

$$\psi = \frac{1}{2} \arctg \frac{\delta_3}{\delta_1} - \frac{1}{2} \arctg \frac{\delta_2}{\delta_1} - \begin{cases} 0 & \text{при } (m-1) = 2, 4, 6, \dots \\ \frac{\pi}{2} & \text{при } (m-1) = 1, 3, 5, \dots \end{cases}$$

В симметричном световоде волны разделяют на четные и нечетные, в зависимости от того, чему равно $(m-1)$, относительно плоскости симметрии $x=0$.

Из приведенных выражений с учетом соотношений для волновых чисел (5.2.4) и выражения (5.2.11) можно получить уравнение для критической частоты:

$$\begin{aligned}V &= \frac{2\pi}{\lambda} d \sqrt{n_1^2 - N^2} = \\ &= \pi(m-1) + \arctg \sqrt{\frac{N^2 - n_2^2}{n_1^2 - N^2}} + \arctg \sqrt{\frac{N^2 - n_3^2}{n_1^2 - N^2}}\end{aligned} \quad (5.2.12).$$

Действительные значения корней этого уравнения соответствуют положительным значениям подкоренных выражений. При этом $n_2 < N < n_1$ и $n_3 \leq n_2$. Значение $N = n_2$ соответствует критическому (минимальному) значению параметра $\left(\frac{d}{\lambda}\right)_{H_m}$ для H -волны m -порядка, начиная с которого нарушается полное внутреннее отраже-

ние и слой перестает удерживать волну. Подставляя в (5.2.12) $N = n_2$, получим

$$\left(\frac{d}{\lambda}\right)_{H_m} = \frac{1}{2\pi\sqrt{n_1^2 - n_2^2}} \left[(m-1) + \arctg \sqrt{\frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2}} \right]. \quad (5.2.13)$$

Таким образом, условием распространения волны типа H_m является:

$$\left(\frac{d}{\lambda}\right) > \left(\frac{d}{\lambda}\right)_{H_m}. \quad (5.2.14)$$

Выражение (5.2.14) может выполняться для множества волн. Условием, при котором распространяется основная мода H_1 , является:

$$\left(\frac{d}{\lambda}\right)_{H_1} < \left(\frac{d}{\lambda}\right) < \left(\frac{d}{\lambda}\right)_{H_2}. \quad (5.2.15)$$

Дисперсионное уравнение, определяющее расслоение поля на отдельные составляющие (моды), которые распространяются вдоль оси z с разной фазовой скоростью, можно получить, если выражение для критической частоты (нормализованной частоты V) записать через обобщенные параметры a и b :

$$a = \frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2}, \quad b = \frac{N_2^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2}, \quad (5.2.16)$$

С учетом (5.2.16) выражение (5.2.12) можно выразить через обобщенные параметры:

$$V = \frac{1}{\sqrt{1-b}} \left[(m-1)\pi + \arctg \sqrt{\frac{b}{1-b}} + \arctg \sqrt{\frac{b+a}{1-b}} \right], \quad (5.2.17)$$

где параметр b ($0 \leq b \leq 1$) имеет смысл приведенной постоянной распространения. Решив уравнение (5.2.17) относительно b , получим зависимости $b(V)$, графики которых при различных значениях параметра a приведены на рис.

5.6. Из графика на рис. 5.6 видно, что чем выше значение V , тем больше составляющих может распространяться ($H_{11}, H_{22}, H_{33}, \dots$).

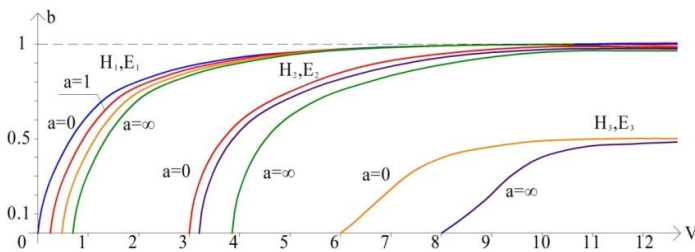


Рис.5.6 Зависимость приведенной постоянной распространения от критической частоты

Если $n_2 = n_3$, то световод называется симметричным. В этом случае $a = 0$, а дисперсионное уравнение (5.2.17) приобретает более простой вид:

$$V = \frac{1}{\sqrt{1-b}} \left[(m-1)\pi + 2 \arctg \sqrt{\frac{b}{1-b}} \right]$$

Для основной моды такого световода ($m=1$) отношение согласно (5.2.13) и с учетом (5.2.16) равно $\left(\frac{d}{\lambda} \right)_{H_1} = 0$. Следовательно,

симметричный световод любой толщины обладает направляющими свойствами для основной (моды). Теоретически в таком диэлектрическом слое могут распространяться волны сколь угодно низкой частоты. Однако при малых отношениях (d/λ) слой практически не оказывает никакого влияния на распространение электромагнитного поля. Слой практически не направляет волну, и только после того, как величина d становится одного порядка с длиной волны λ , слой оптически более плотного материала можно считать направляющей системой.

5.3 Графо-аналитический метод расчета числа мод в плоском световоде

Число мод плоского световода может быть определено путем совместного решения уравнения (5.2.12) для V их характеристических уравнений вида (5.2.8):

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}\left(\frac{\delta_1 d}{2} - \psi + m\pi\right) &= \delta_2 / \delta_1 ; \\ \operatorname{tg}\left(\frac{\delta_1 d}{2} + \psi + m\pi\right) &= \delta_3 / \delta_1. \end{aligned} \quad (5.3.1)$$

Пусть начальная фаза функции поперечного распределения поля $\psi=0$, тогда для симметричного световода ($\delta_3 = \delta_2$) выражения (5.3.1) можно заменить одним

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\delta_1 d}{2} + m\pi\right) = \delta_2 / \delta_1 \quad (5.3.2)$$

В этом случае справедливы следующие соотношения:

$$\begin{aligned} V &= \frac{\kappa_0 d}{2} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}; \\ V^2 &= \frac{\kappa_0^2 d^2}{4} (n_1^2 - n_2^2) = \frac{d^2}{4} (\kappa_1^2 - \kappa_2^2) \end{aligned} \quad (5.3.3)$$

где κ_1 и κ_2 – волновые числа в средах n_1 и n_2 .

Тогда выражение (5.3.3) можно представить в виде

$$V^2 = \frac{\kappa_1^2 d^2}{4} - \frac{\kappa_2^2 d^2}{4} \quad (5.3.4)$$

Оно представляет собой уравнение окружности в системе вспомогательных координат $0,5\kappa_1 d$; $0,5\kappa_2 d$. Сделаем замену переменных:

$$\kappa_1^2 = \beta^2 + \delta_1^2; \quad \kappa_2^2 = \beta^2 - \delta_2^2.$$

Тогда уравнение (5.3.4.) также будет представлять собой окружность, но в системе координат $\frac{\delta_1 d}{2}$ и $\frac{\delta_2 d}{2}$:

$$V^2 = \frac{(\beta^2 + \delta_1^2)d^2}{4} - \frac{(\beta^2 - \delta_2^2)d^2}{4} = \frac{\delta_1^2 d^2}{4} + \frac{\delta_2^2 d^2}{4} \quad (5.3.5)$$

Сдвиг фазы функции тангенса (5.3.2) определяется её периодом, равным $m\pi$.

Координаты точек пересечения кривых (5.3.2) и (5.3.5) на рис. 5.7 позволяют определить значения δ_1 и δ_2 , пользуясь которыми

можно определить $\beta_1 = \sqrt{\kappa_1^2 - \delta_1^2}$ для любой моды.

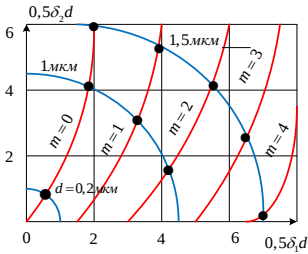


Рис. 5.7. К расчету числа мод плоского световода

Как видно из рисунка, при $d = 0,2 \text{ мкм}$ число направляемых мод равно единице (одна точка пересечения). При $d = 1 \text{ мкм}$ существуют 3 моды TE_0, TE_1 и TE_2 . При $d = 1,5 \text{ мкм}$ существуют 5 мод: $TE_0 \dots TE_4$ и т.д. В случае отсечки, когда $a = b = 0$, характеристическое уравнение (5.2.17) приобретает вид:

$$V = (m-1)\pi = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{d}{2} NA$$

или

$$(m-1) = d \cdot NA / \lambda$$

Решая это уравнение относительно d или λ , можно получить критические значения толщины d направляющего слоя n_1

$$d = \frac{\lambda(m-1)}{NA}$$

или длины волны λ , при которых может распространяться m -я мода

$$\lambda = \frac{d NA}{(m-1)}$$

5.4 Волновой анализ распространения излучения в цилиндрическом ступенчатом волокне

Этот анализ преследует точно такие же цели, как и для рассмотренного выше плоского световода. Для получения волновой модели, уравнения Максвелла записывают в цилиндрических координатах (ρ, φ, z) (рис. 5.8).

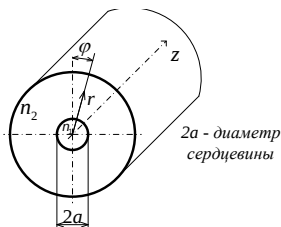


Рис. 5.8. Расчетная модель цилиндрического световода

Для нахождения всех составляющих электрического и магнитного поля: E_r , E_φ , E_z , H_r , H_φ , H_z , достаточно решить уравнения Максвелла только для продольных составляющих E_z и H_z , т.к. все остальные составляющие могут быть выражены через них [2, 7, 21,].

Дифференциальное уравнение для составляющей E_z имеет вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + K_n \cdot E_z = 0, \quad (5.4.1)$$

где

$$K_n = \begin{cases} K_{n1} & \text{при } r < a \\ K_{n2} & \text{при } r \geq a \end{cases}$$

Такое же уравнение можно записать и для составляющей H_z .

Остальные компоненты электрического поля могут быть записаны в виде:

$$\begin{cases} E_r = \frac{-j}{K_{n\perp}^2} \left[\beta \cdot \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\omega \cdot \mu_0 \cdot \partial H_z}{r \cdot \partial \varphi} \right] \\ E_\varphi = -\frac{\gamma}{K_{n\perp}^2} \left[\frac{\beta}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \omega \cdot \mu_0 \cdot \frac{\partial H_z}{\partial r} \right] \end{cases} \quad (5.4.2)$$

Аналогичные выражения могут быть получены и для составляющих H_r и H_φ . В этих уравнениях:

$$K_{n\perp} = \begin{cases} \sqrt{K_n^2 - \beta^2} = \sqrt{k^2 \cdot n_1^2 - \beta^2}, & r < a \\ \sqrt{\beta^2 - (k \cdot n_2)^2}, & a \leq r \leq b \end{cases}.$$

Таким образом, как видно из (5.4.2), для нахождения всех компонент поля достаточно только найти E_z и H_z . Для упрощения ре-

шения уравнения (5.4.1) выражение для E_z удобно представить в форме разделения переменных, т.е.: $E_z(r, \varphi, z) = R(r) \cdot \Phi(\varphi) \cdot Z(z)$, что позволяет представить его в виде трех более простых дифференциальных уравнений:

$$\frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = -\beta^2 \quad (5.4.3)$$

$$\frac{1}{\Phi} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} = -l^2 \quad (5.4.4)$$

$$r^2 \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + r \frac{\partial R}{\partial r} \left[r^2 (k^2 \cdot n^2 - \beta^2) - l^2 \right] \cdot R = 0 \quad (5.4.5)$$

где: l – номер моды излучения.

Уравнение (5.4.3) позволяет определить постоянные распространения β для различных мод и соответствующие фазовые скорости. Уравнения (5.4.4) и (5.4.5) определяют распределение поля по азимутальной и радиальной составляющей. Распределение поля вдоль оси z (как и в плоском световоде) может быть учтено множителем $e^{-j\beta z}$.

Для решения уравнения (5.4.5) введем вспомогательные параметры:

$$u = a(n_1^2 \cdot k_0^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} \text{ и } \omega = a(\beta^2 - n_2^2 \cdot k_0^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (5.4.6)$$

причем:

$$u^2 + \omega^2 = V^2,$$

где: $V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$, a - радиус ВС

Уравнение (5.4.5) на интервале $0 \leq r \leq \infty$ имеет решения, которые выражаются с помощью цилиндрических функций Бесселя первого рода, порядка l и функций Ганкеля (рис. 5.9).

Используя граничные условия при $r=a$ для касательных составляющих полей, а именно $E_{z1} = E_{z2}$, $E_{\varphi 1} = E_{\varphi 2}$, $E_{r1} = E_{r2}$ и, соответственно, для $H_{z1} = H_{z2}$, $H_{\varphi 1} = H_{\varphi 2}$, $H_{r1} = H_{r2}$ можно получить линейную однородную систему уравнений относительно постоянных

интегрирования. Приравнявая к нулю определитель этой системы можно получить характеристическое уравнение следующего вида:

$$\underbrace{\left[\frac{n_1^2 \cdot \omega^2 \cdot J_l'(u)}{n_2^2 \cdot u \cdot J_l(u)} + \omega \frac{K_l'(\omega)}{K_l(\omega)} \right]}_A \cdot \underbrace{\left[\frac{\omega^2 J_l'(u)}{u J_l(u)} - \omega \frac{K_l'(\omega)}{K_l(\omega)} \right]}_B = \frac{l \cdot \beta \cdot V^2}{k_0 \cdot n_2 \cdot u^2} \quad (5.4.7)$$

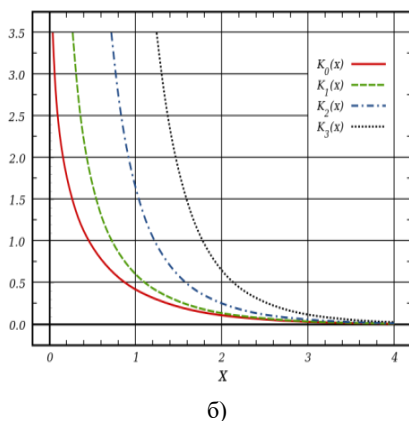
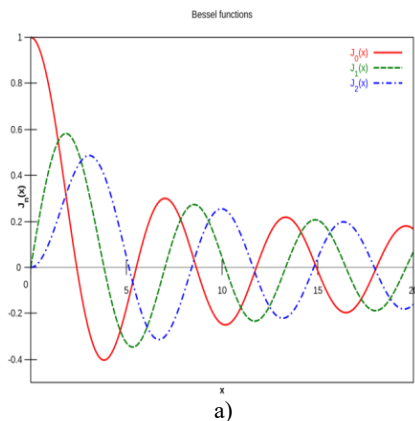


Рис. 5.9. Графики функций Бесселя (а) и Ганкеля (б)

При заданных параметрах n_1 , n_2 , a и λ число направляемых мод определяется числом решения уравнения (5.4.7). Изменение соотношений между этими параметрами приводит к изменению числа направляемых мод. Для симметричных мод, у которых $l = 0$, поле не зависит от азимутального угла φ . При этом уравнение (5.4.7) распадается на два уравнения (произведение равно нулю, если каждый из множителей равен нулю):

- $A = 0$ – для TE мод (E волна),
- $B = 0$ – для TM мод (H волна).

Полученные трансцендентные уравнения не имеют аналитического решения и поэтому решаются численными методами на ЭВМ.

Условие отсечки моды, при котором её волновой вектор составляет критический угол с границей раздела, определяется из равенства: $\beta = n_2 \cdot k_0$ (k_0 – волновое число в вакууме). При $\beta = n_2 \cdot k_0$ вели-

чина $\omega = 0$, что можно видеть из вышеприведенной формулы (5.4.6). Заметим также, что $u^2 + \omega^2 = V^2|_{\omega=0} = V_{кр}^2$ – критическое значение нормализованной частоты.

Число корней уравнения $J(u) = 0$ (число точек пересечения функции Бесселя с осью абсцисс) определяет число мод, распространяющихся по световоду. В связи с осциллирующим характером функций Бесселя для каждого значения l может существовать p решений характеристического уравнения. Каждому такому решению соответствует HE_{lp} и EH_{lp} моды, которые называют гибридными модами, в том случае, если $l \neq 0$ и $p \neq 0$. Здесь l – азимутальный индекс, определяющий удвоенное число максимумов интенсивности наблюдаемых в диапазоне угла φ от 0 до 2π . Удвоение происходит за счет того, что периоду функции распределения волны $\sin(\varphi)$ или $\cos(\varphi)$ соответствует два максимума распределения интенсивности, которая определяется как:

$$J \cong \sin^2(\varphi) \text{ и } J \cong \cos^2(\varphi).$$

Величина p характеризует радиальный индекс, значение которого соответствует числу максимумов интенсивности в радиальном направлении.

Если индекс $l = 0$, то имеем так называемые чистые моды. Условие отсечки для чистых мод запишется в виде:

$$J(V_{кр} = u) = 0 \quad (5.4.8)$$

где: $V_{кр} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a \cdot NA = p_i$, причем p_i – корень уравнения (5.4.8).

Пример. Пусть значения корней для нулевой моды равны: $p_{01} = 2,405$, $p_{02} = 5,52$, $p_{03} = 8,654$.

Если $2,405 < V_{кр} < 5,52$, то распространяются H_{01} и E_{01} .

Если $5,52 < V_{кр} < 8,54$, то распространяются H_{01} и E_{01} , H_{02} и E_{02} . При $V_{кр} < 2,405$ чистые моды отсутствуют.

С увеличением $V_{кр}$ число мод M резко возрастает:

$$M = \frac{1}{2} V^2,$$

где: $V = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a \cdot NA$ – нормализованная частота.

Таким образом, если для конкретного типа световода известны длина волны излучателя, радиус световода, показатели преломления n_1 и n_2 , то можно вычислить число мод такого световода. И наоборот, задавшись значением M , можно синтезировать световод с заданными оптико-геометрическими параметрами. Значения $V_{кр}$ для некоторых типов мод приведены в следующей таблице 5.1.

Таблица 1 Расчетные значения $V_{кр}$

l	P			
	1	2	3	
0	2.405	5.520	8.654	H_{01}, E_{01}
1	0.000	3.832	7.016	HE_{1p}
1	3.832	7.016	10.174	EH_{1p}
2	5.136	8.417	11.620	EH_{2p}
2	2.443	5.353	8.661	HE_{2p}

Критический параметр принимает значение, равное нулю, для волны типа HE_{11} . Это означает, что для этой волны $V_{кр} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a \cdot NA = 0$. Это возможно лишь при $\lambda_{кр} = \infty$. Следовательно, в этом случае могут распространяться волны бесконечно большой длины.

Волна HE_{11} называется фундаментальной или основной модой, которая распространяется по световоду при любых длинах волн и конструктивных параметрах световода.

Дисперсионные характеристики для направляемых мод имеют следующий вид (рис. 5.10). С увеличением $V_{кр}$ появляются моды более высоких порядков. Все характеристики начинаются с уровня $\frac{\beta}{k_0} = n_2$, в точках соответствующих критическим значениям частоты для данной моды (приведены в таблице 5.1).

С увеличением нормализованной частоты $V_{кр}$, постоянная распространения увеличивается, но остается в пределах $n_1 \geq \frac{\beta}{k_0} \geq n_2$.

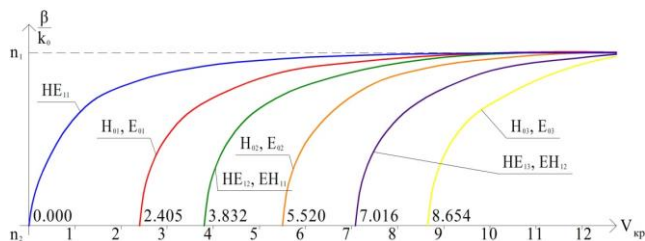


Рис.5.10. Дисперсионные характеристики для направляемых мод

Разница в значениях β для различных мод приводит к тому, что они один и тот же путь проходят за разное время, что является причиной размытия или уширения оптического импульса на выходе световода. Этот тип дисперсии получил название межмодовой дисперсии.

Максимальный разброс групповых времен задержки для самых быстрых и самых медленных мод для ступенчатого волокна может быть оценен по выражению:

$$\tau_{cp \max} = (1,5 \dots 2,0) \frac{n_1 - n_2}{c} \cdot l.$$

Отсюда видно, что основным фактором регулирования волновой или межмодовой дисперсии является выбор величины $\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}$. Чем меньше Δ , тем меньше τ_{cp} , поэтому на практике большое распространение получили так называемые слабо направленные волокна, у которых: $\Delta = 0,005 \div 0,01$.

5.5 Одномодовые цилиндрические волокна

Если выбрать параметры λ , a , n_1 и n_2 так, что:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} < 2,405,$$

то в волокне распространяется только одна фундаментальная мода. Достоинством одномодовых световодов является широкая полоса пропускания, т.к. в них отсутствует межмодовая дисперсия. Однако

полоса пропускания увеличивается небезгранично, поскольку спектр излучения реальных источников имеет конечную ширину, что также приводит к появлению дисперсионных эффектов.

В общем случае дисперсия одномодовых световодов складывается из материальной S_M и волновой S_ω . Материальная связана с тем, что $\frac{dn}{d\lambda} \neq 0$. Волновая связана с возможностью существования нескольких мод. Графики дисперсий приведены на рис.5.11:

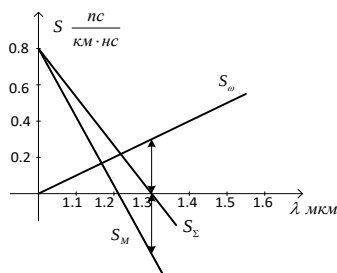


Рис. 5.11. Графики материальной S_M и волновой S_ω дисперсий

Из графиков видно, что $S_\omega > 0$, а S_M — знакопеременная функция. Знакопеременность функции S_M создает условия для взаимной компенсации дисперсии на длине волны приблизительно равной 1.3 мкм. Варьируя параметры λ , a и Δ , можно реализовать подгонку нулевого значения дисперсии под требуемую длину волны. Такие ВС называют волокнами со смещённой дисперсией.

Одномодовое волокно имеет чрезвычайно малый диаметр — от 5 до 10 мкм. Стандартный диаметр оболочки составляет 125 мкм и выбран исходя из следующих соображений. Оптическая оболочка должна быть в десять раз толще, чем ядро одномодового волокна. Данный размер совпадает с размером оптической оболочки для многомодового волокна со ступенчатым профилем показателя преломления (50/125 мкм), что обеспечивает стандартизацию размеров волокон. Такой выбор облегчает монтажные работы, так как делает волокно менее хрупким, а его диаметр достаточно большим, что позволяет обрабатывать волокно вручную. Одномодовое волокно позволяет легко достичь ширины полосы пропускания от 50 до 100

ГГц*км. В настоящее время волокна имеют полосы пропускания в несколько гигагерц и позволяют передавать сигнал на десятки – сотни километров. Характеристики одномодовых систем передачи ограничены, в основном, возможностями электроники, а не волокна.

Основными трудностями при использовании одномодовых волокон являются:

1. Эффективный ввод излучения в волокно диаметром $5 \div 10$ мкм.
2. Обеспечение минимальных энергетических потерь при стыковке таких волокон между собой.

Всё это требует применения прецизионной механики для изготовления волокон и соответствующих устройств сопряжения.

5.6 Градиентные цилиндрические световоды

В градиентных световодах показатель преломления сердцевины плавно спадает от центра к периферии (рис. 5.12), что достигается за счет специальной технологии изготовления, например, ионообмена.

Профиль показателя преломления сердцевины $n_1(r)$ может быть задан функцией вида:

$$n_1(r) = n_0 \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^q \Delta \right]$$

где: r – текущее значение радиуса, n_0 – показатель преломления на оси ВС при $r = 0$, Δ – относительная разность показателей преломления:

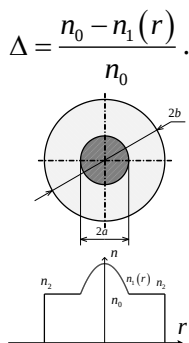


Рис. 5.12. Профиль показателя преломления градиентных световодов

При $q = 2$ профиль называется параболическим. Расчетная схема для определения траектории луча в градиентном световоде приведена на рисунке 5.13

Разбивая световод на элементарные слои Δr и пользуясь законами Снеллиуса, можно получить дискретную траекторию меридионального луча в градиентном ВС. Выполняя предельный

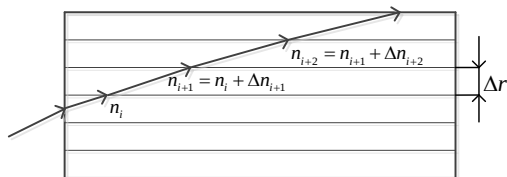


Рис. 5.13. Расчетная схема для определения траектории луча в градиентном световоде

переход при $\Delta n \rightarrow 0$, можно получить дифференциальное уравнение вида

$$\frac{d^2 r}{dz^2} \approx - \left(\frac{2r}{a^2} \right) \Delta ,$$

решением которого является непрерывная функция $x(z)$, описывающая траекторию распространения лучей в градиентном волокне с параболическим профилем показателя преломления.

$$x(z) = x(0) \cdot \cos\left(\frac{z}{a} \cdot \sqrt{2\Delta}\right) + x'(0) \cdot \frac{a}{\sqrt{2\Delta}} \cdot \sin\left(\frac{z}{a} \cdot \sqrt{2\Delta}\right) \quad (5.6.1)$$

Графическая интерпретация выражения (5.6.1) приведена на рисунках 5.14 и 5.15.

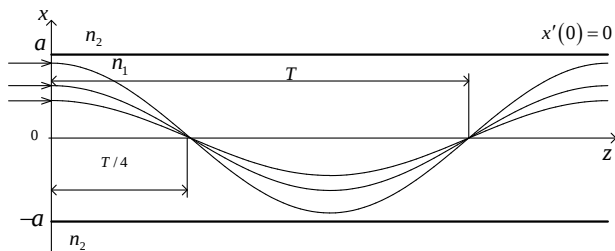


Рис.5.14 Траектория лучей в градиентном световоде при падении параллельного пучка

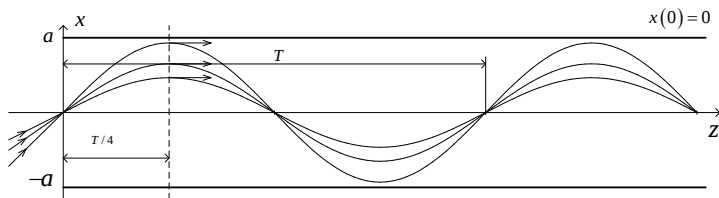


Рис. 5.15. Траектория лучей в градиентном световоде при падении пучка от точечного источника.

Таким образом, траектория лучей в направлении оси x ограничена диаметром сердцевины $2a$. Градиентное волокно (градан) ведет себя примерно также, как и плоский световод, в котором вся энергия сосредоточена в слое, прилегающем к оси z . Кроме того, траектория лучей есть периодическая функция. Например, если в плоскости $z = 0$ все лучи параллельны оси z (рис. 5.14), то при движении в направлении оси z имеет место периодическая фокусировка лучей на оси световода и коллимирование лучей (формирование параллельного потока). Причем период этой траектории задается параметрами a и Δ . Если все лучи в плоскости $z = 0$ направить в точку $x = 0$, то вновь получим периодические коллимирование и фокусировку лучей (рис. 5.15). При $z = \frac{1}{4}T$ (T - период траектории) полу-

чим световодный аналог линзы, у которой фокус находится в точке $x = 0$. Выпускаемые градиентные цилиндрические линзы (ГЦЛ) имеют диаметр $0.5 \div 2.5$ мм и длину до 10 мм.

Достоинство таких линз состоит в том, что они вносят незначительные потери энергии (≈ 2 дБ) и для их изготовления может быть использована групповая технология, что обеспечивает хорошую повторяемость характеристик.

Таким образом, градиентные световоды существуют в двух конструктивных вариантах:

- длинные и гибкие световоды: диаметр сердцевины 50 мкм и диаметр оболочки 125 мкм ($50/125 - 2a/2b$). Эти световоды применяются наравне с одномодовыми световодами.

- граданы (четвертьволновые короткие стержни), используемые как оптически согласующие элементы.

Угловая расходимость при работе в коллимирующем режиме не превосходит $5 \div 10$ мрад. Угол расходимости лучей на выходе градана рассчитывается по формуле:

$$\Theta = 0,61 \frac{\lambda}{r},$$

где $r = a$ – радиус градана.

Длину стержневой линзы выбирают так, чтобы её фокус располагался снаружи, но вблизи торца стержня, что уменьшает риск механических повреждений при стыковке. Диаметр фокального пятна лежит в пределах $5 \dots 10$ мкм.

ГЦЛ применяется в оптических разъёмных соединителях для уменьшения потерь при стыковке волокон (рис.4.16).

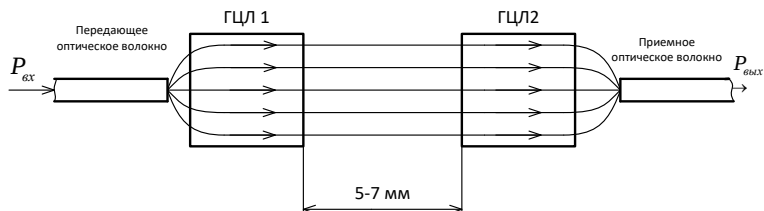


Рис. 5.16. Схема применения граданов для передачи излучения через большие зазоры

Из-за малого угла расходимости излучения энергетические потери η_R в данной схеме слабо зависят от зазора R между граданами вплоть до $R=10-15$ мм. Расчетная формула для энергопотерь в данном случае имеет вид:

$$\eta_R = -10 \cdot \lg \left(\frac{r}{r + \Theta \cdot R} \right)^2,$$

где r – радиус граданов.

Направляемые моды в градиентных ВС образуются как меридиональными, так и косыми лучами. Они распространяются не по законам ПВО, а плавно изгибаются в направлении градиента показателя преломления. Числовая апертура градиентных волокон является функцией радиуса:

$$NA(r) = \sqrt{n_1^2(r) - n_2^2}.$$

Очевидно, что она максимальна на оси световода и примерно равна нулю на границе сердцевины и оболочки.

При расчете эффективности ввода излучения в градиентный световод пользуются понятием эффективной апертуры:

$$NA = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{n_1^2(0) - n_2^2}.$$

Число направляемых мод в градиентном световоде M определяется профилем показателя преломления и нормализованной частотой V :

$$M = \frac{V^2}{2} \left(\frac{q}{q+2} \right),$$

где: q – профиль показателя преломления.

Например, при $q=2$ число мод $M = V^2 / 4$, в то время как в ступенчатом волокне: $M = V^2 / 2$. Следовательно, в градиентном ВС число мод в 2 раза меньше, что уменьшает волноводную дисперсию что, улучшает его динамические характеристики по сравнению со ступенчатым волокном.

Временной интервал прохождения некоторого пути L между самой быстрой и самой медленной модой равен:

$$\Delta \tau_{\max} = \frac{n_1 \cdot L}{2 \cdot c_0} \Delta^2,$$

что в $\frac{1}{\Delta}$ раз меньше, чем в ступенчатом световоде. При

$\Delta = 0,005...0,01$ величина $\Delta \tau_{\max}$ в 100-200 раз меньше, чем у ступенчатых ВС.

Удельная полоса пропускания градиентных световодов может достигать 20 ГГц*км. Наиболее типичные достигнутые значения составляют приблизительно 1 ГГц*км.

Дисперсия у градиентных световодах меньше, чем у ступенчатых, за счет эффективного выравнивания скоростей различных мод. Периферийные моды проходят больший путь, но в среде с меньшим показателем преломления, а осевые моды проходят меньший путь, но в среде с большим показателем преломления. Выравнивание скоростей приводит к уменьшению дисперсии по сравнению со ступен-

чатыми световодами. Поэтому по быстрдействию многомодовые градиентные световоды занимают промежуточное место между одномодовыми и многомодовыми ступечатыми ВС.

5.7 Основные физико-механические свойства световодов

Оптические волокна условно можно разделить на следующие типы: кварцевые, кварц-полимерные и полимерные. Кварцевые оптические волокна изготавливаются из высокочистого кварцевого стекла (сердечник и светотражающая оболочка) и применяются для систем дальней, внутри- и межобъектовой связи. Кварц-полимерные оптические волокна изготавливаются с кварцевым сердечником и полимерной светотражающей оболочкой и предназначены для систем внутри- и межобъектовой связи. Полимерные оптические волокна изготавливаются из полимерных материалов, имеющих высокие оптические свойства, и используются для некоторых систем внутриобъектовой связи, подсветки, декоративного оформления и в медицине. Для изготовления оптических волокон, которые используются для передачи сигналов в основном на большие расстояния, применяются материалы, обладающие минимальными потерями и высокой прозрачностью. Материал сердечника должен иметь очень маленькие потери на поглощение и рассеивание. Этому требованию удовлетворяют гомогенные (отсутствие каких-либо следов фазового разделения) стекла высокой чистоты и качества

Самым низким поглощением в видимой и ближней инфракрасной областях длин волн среди большинства стекол обладает плавленый кварц.

Высокая температура плавления кварца ($\sim 1000^{\circ}\text{C}$) требует специальной технологии для изготовления оптического волокна и позволяет избавиться от различных примесей, которые испаряются при меньших температурах. Для уменьшения показателя преломления оболочки из плавленого кварцевого стекла могут применяться добавки окиси бора, фтора, а для увеличения показателя преломления сердцевины – окиси германия, фосфора, титана, алюминия.

Кроме неорганических материалов для изготовления оптических волокон используют стеклообразные органические пластичные полимерные материалы. К этим материалам можно отнести полиметилметакрилат, полистирол, фторополимер и др. Материалы, при-

меняемые для изготовления ВС, а также геометрия сердцевины и оболочки во многом определяют их эксплуатационные свойства.

К основным физико-механическим свойствам ВС относятся:

- механическая прочность;
- минимальный радиус изгиба;
- влияние температуры на вносимое затухание;
- влияние вибрационных нагрузок;
- влияние радиации.

Все эти свойства определяют пригодность для использования волокон в тех или иных задачах, например, при замене традиционных каналов связи на оптические, разработке датчиковой аппаратуры и других функциональных элементов.

Физико-механические свойства световодов существенно отличаются от свойств исходных материалов. Особенно это относится к механической прочности, которая у волокна выше, чем у заготовки, из которой это волокно вытягивается. Например, предел прочности у массива стекла: $9 \cdot 10^7 \text{ Н/м}^2$, а у стеклянной нити: $2 \cdot 10^9 \text{ Н/м}^2$. Причина увеличения прочности – так называемый масштабный фактор, т.е. увеличение прочности изделия малого сечения.

Как видно из таблицы 2, многомодовые ВС имеют различные соотношения между диаметром сердцевины и оболочки от 50/125 до 100/140 мкм. С увеличением диаметра сердцевины улучшаются условия ввода излучения в ВС, в том числе и от светодиодов. Однако при этом увеличивается чувствительность ВС к изгибам и снижается дальность передачи из-за увеличения дисперсии.

Таблица 2. Оптико-геометрические характеристики многомодовых ВС

Диаметры сердечника/оболочки, мкм	Δ , %	NA
50/125	1,0	0,20
	1,3	0,23
62,5/125	1,9	0,275
85/125	1,7	0,26
100/140	2,1	0,29

Механическая прочность волокна зависит от состава материала сердцевины и оболочки, отношения их площадей к поперечному сече-

нию, диаметра волокна и условий эксплуатации (окружающих условий). Прочность волокна во многом зависит от технических условий изготовления. Основным фактором, снижающим прочность, являются поверхностные дефекты (микротрещины и т.д.). Центры роста таких трещин всегда присутствуют на поверхности стекла, но не всегда развиваются. Однако если волокно растянуто, то трещина начинает лавинообразно расти и волокно разрывается. Срок службы волокна, например, 25 лет обеспечивается при значении относительного удлинения менее 0,36 %, что определяет допустимую величину локальной механической растягивающей нагрузки в пределах ЗН. Кроме того, микротрещины аккумулируют влагу и другие агрессивные среды, способствующие развитию микротрещин и при определенных условиях способные привести к разрушению. Прочность зависит и от распределения дефектов по длине. С увеличением длины, прочность уменьшается, т.к. число поверхностных дефектов увеличивается.

В сухой среде прочность волокон максимальна, с увеличением влажности она снижается. Оптическое волокно, находящееся в воде, снижает свою прочность на 20 – 30%.

Основной причиной изломов волокон является их недостаточная гибкость. С уменьшением диаметра волокна прочность на изгиб повышается. Для повышения прочности и гибкости волокон в процессе изготовления их покрывают защитными полимерными покрытиями. Покрытия могут быть многослойными. Они защищают от влаги, агрессивных сред, повышают механическую стойкость.

Влияние температуры для кварцевых и полимерных волокон различно (рис/5.17).

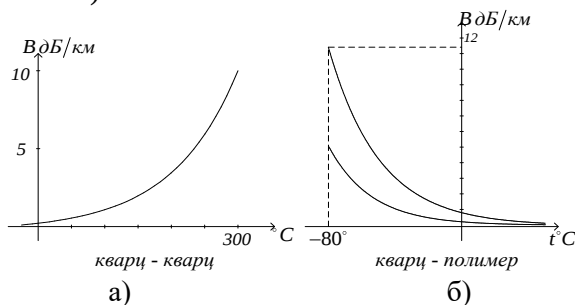


Рис. 5.17. Зависимость энергетических потерь от температуры:
а – для кварцевых волокон, б – для полимерных

Радиационная прочность определяет способность оборудования противостоять ядерным эффектам. Волокна в отличие от проводников не накапливают статические заряды под воздействием радиации. Волокна противостоят росту затухания в условиях постоянного радиоактивного облучения высокой интенсивности.

Радиационное облучение усиливает поглощение на неоднородностях волокна. Рост затухания зависит от величины накопленной дозы и интенсивности облучения и чистоты применяемых материалов.

5.8 Погонное затухание волоконных световодов

Затухание световой энергии в ВС показывает во сколько раз уровень мощности на входе в волокно превышает уровень мощности на его выходе. Количественная оценка затухания определяется выражением:

$$B = 10 \lg \frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{вых}}}, \text{ дБ}$$

Наряду с затуханием используется также такая характеристика, как светопропускание световода, определяемая отношением:

$$K = \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}}.$$

Затухание и светопропускание связаны очевидным соотношением

$$B = -10 \lg K, \text{ дБ}$$

Под погонным затуханием понимается затухание световода длиной 1 км. Измеряется погонное затухание в дБ/км.

Затухание является функцией большого числа факторов, влияние которых характеризует распределенные по длине оптические свойства материалов, применяемых для изготовления световодов. К таким свойствам относятся:

1. Спектральная характеристика часто задается в виде зависимости энергетических потерь от длины волны передаваемого излучения $B_c(\lambda)$. Типовая спектральная характеристика кварца представлена на рис. 5.18.

Из рисунка видно, что кварц имеет три окна прозрачности на длинах волн 0,85 , 1,3 и 1,6 мкм. Соответствующие им уровни затухания соответственно равны 5; 1 и 0,1 дБ/км. Из рисунка также видно, что погонное затухание определяется степенью согласования спектральных характеристик излучателя и световода. Поэтому при создании волоконно-оптических устройств желательно так выбирать элементы преобразовательного тракта (излучатели, спектрально-селективные элементы и фотоприемники) так, чтобы их спектральные характеристики лежали в одном из окон прозрачности. На длине волны 1,6 мкм затухание кварца близко к теоретическому пределу (0,1 дБ/км), что обуславливает перспективность разработок волоконно-оптических устройств, работающих именно в этом спектральном диапазоне.

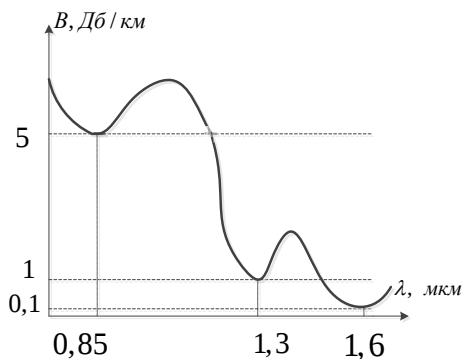


Рис. 5.18. Спектральные характеристики кварцевого волокна

Таким образом, спектральная составляющая погонных потерь B_c зависит от выбора спектрального диапазона и степени согласования спектра излучения излучателя $P(\lambda)$ и спектра пропускания световода $K(\lambda)$ в этом диапазоне:

$$B_c = 10 \lg \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P(\lambda) K(\lambda) d\lambda},$$

где $K(\lambda) = 10^{-0,1B_c(\lambda)}$ - спектральный коэффициент погонного пропускания световода, λ_1, λ_2 - коротковолновая и длинноволновая границы спектра излучения излучателя. Числитель этого выражения определяет полную мощность излучения излучателя, а знаменатель – мощность на выходе с учетом спектрального коэффициента пропускания световода в диапазоне длин волн излучателя.

2. Потери за счет неполноты отражения на границе раздела сердцевины и оболочки. Данный вид энергопотерь зависит от числа актов отражения луча при его движении вдоль оси световода:

$$B_p = -10 \lg \rho^\eta,$$

где: ρ – коэффициент отражения на границе сред n_1 и n_2 ($\rho \leq 1$), η – число таких отражений на всей длине оптического пути луча.

3. Потери за счет поглощения света в веществе. Эти потери определяются законом Бугера-Ламберта и рассчитываются по формуле:

$$B_\varepsilon = -10 \lg e^{-\varepsilon^* \cdot l},$$

где: ε^* – показатель поглощения света в веществе, l - длина оптического пути излучения в световоде.

4. Релеевское рассеяние. Одной из причин затухания в волоконных световодах является рассеяние материала среды на неоднородностях, размеры которых могут быть сравнимы с длиной волны излучения. Для расчета составим простейшую модель в виде локального повышения показателя преломления (рис. 5.19). Примем следующие допущения. Пусть

$$b \approx \lambda, \Delta n \sim n.$$

Функция пропускания неоднородностей может быть записана в следующем виде:

$$g(l) = 1 - jK \cdot \Delta n \cdot l,$$

где K - волновое число в среде с показателем преломления $n + \Delta n$.

Из теории дифракции известно, что свет при таких условиях дифрагирует под характеристическим углом $\Theta \approx \frac{\lambda}{b}$, что уменьшает

угол падения на боковую поверхность ВС и за счёт этого увеличивает потери в прямопроходящем пучке.

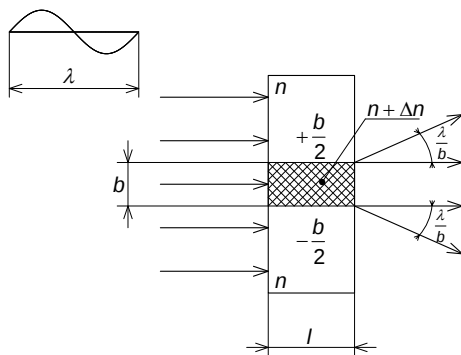


Рис. 5.19. К расчету релеевского рассеяния

Общая напряженность поля рассеиваемой волны равна:

$$E = \frac{1}{\lambda^2} \int_{-b/2}^{b/2} jK \cdot \Delta n \cdot l dx.$$

Поскольку подынтегральная функция не зависит от x , после интегрирования получим:

$$E \approx \frac{j}{\lambda^2} b \cdot K \cdot \Delta n \cdot l.$$

Интенсивность дифрагированного излучения можно определить как:

$$I = E^2 \sim \frac{d}{\lambda^4}, d = const.$$

Рассмотренный механизм называют релеевскими потерями.

Соответствующие им потери пропорциональны $\frac{1}{\lambda^4}$. Этот эффект является основным фактором, ограничивающим предельное уменьшение потерь в световоде.

В общем случае погонные потери определяются суммой всех рассмотренных составляющих и у лучших на сегодняшний день световодов они не превышают 0,15дБ/км.

5.9 Динамические характеристики волоконных световодов

Динамические характеристики ВС определяют скорость передачи информации по волокну и пропускную способность волоконно-оптических линий связи. К ним относятся:

1. *Удельная полоса пропускания:*

$$\Delta F^* = \frac{0,44}{\tau}, \text{ МГц} \cdot \text{км},$$

где τ - задержка распространения сигнала.

Величина ΔF^* характеризует максимальную частоту модуляции передаваемого сигнала при длине световода 1 км. Например, если для многомодового волокна $\Delta F^* = 30 \text{ МГц} \cdot \text{км}$, то при длине 10 километров реальная полоса пропускания будет в десять раз меньше, т.е. $\Delta f = 3 \text{ МГц}$, а при длине 0.1 км – в десять раз выше, т.е. $\Delta f = 300 \text{ МГц}$.

2. *Скорость передачи информации* определяется по формуле Шеннона:

$$B = \Delta f \log_2 \sqrt{1 + (D_c / D_n)^2}, \text{ Мбит/с}$$

где Δf -полоса пропускания, Гц; D_c, D_n -динамический диапазон сигнала и помехи соответственно.

3. *Амплитудно-частотная характеристика (АЧХ)*

$$K(\omega) = e^{-0,69(f/\Delta f)},$$

где $f = \Omega / 2\pi$ - текущее значение частоты передаваемого сигнала. Зная вид АЧХ, можно определить другие динамические характеристики – переходную функцию, импульсную переходную функцию, передаточную функцию и др, которые связаны между собой известными из теории автоматического управления соотношениями.

Как видно из приведенных соотношений все динамические характеристики B , ΔF , $K(\omega)$ определяются временем задержки распространения сигнала по световоду τ . Причиной возникновения задержки является *дисперсия* (временное расслоение) сигнала в световоде. Дисперсия проявляется в виде искажения формы и уширения оптического импульса на выходе при подаче на его вход идеального прямоугольного сигнала (рис. 5.2). На высоких частотах

дисперсия создает возможность частичного перекрытия во времени двух последовательно передаваемых импульсов и искажения информации при приеме.

Дисперсия определяется как

$$\tau(l) = \sqrt{t_{\text{вх}}^2 - t_{\text{вых}}^2},$$

где $t_{\text{вх}}, t_{\text{вых}}$ – длительности импульсов на входе и выходе световода длиной l . Дисперсия нормируется в расчете на один километр длины и измеряется в пс/км. Различают несколько основных видов дисперсии, которые могут существовать в световоде независимо друг от друга.

1. *Межмодовая дисперсия*, возникающая в многомодовых световодах вследствие различной скорости распространения различных мод на какой – либо фиксированной длине волны. Число мод M , распространяющихся в световоде зависит от значения нормализованной частоты V и равно

$$\text{– для многомодовых ступенчатых световодов: } M_c = \frac{V^2}{2};$$

$$\text{– для многомодовых градиентных световодов: } M_{\text{гп}} = \frac{V^2}{2} \left(\frac{q}{q+2} \right).$$

$$\text{Для параболических световодов } q = 2, \quad M_{\text{гп}} = \frac{V^2}{4};$$

$$\text{– для одноомодовых световодов } M = 1.$$

Межмодовая дисперсия для ступенчатых световодов равна

$$\tau_{\text{mc}} = \frac{n_1 \Delta}{c} l,$$

для градиентных:

$$\tau_{\text{мгп}} = \frac{n_1 \Delta^2}{2c} l,$$

где c – скорость света, Δ – относительная разность показателей преломления сердцевины и оболочки, l – длина световода. Поскольку $\Delta < 1$, то учитывая квадратичный характер зависимости дисперсии градиентных световодов $\tau_{\text{гп}}$ можно утверждать, что $\tau_{\text{гп}} < \tau_c$. Это обстоятельство делает более предпочтительным использование градиентных световодов при больших длинах (более 5 км) оптических каналов связи.

2 *Хроматическая дисперсия* подразделяется на материальную и волноводную составляющие. Хроматическая дисперсия имеет место как в многомодовых, так и одномодовых световодах. Наиболее заметно она проявляется в одномодовых световодах, у которых межмодовая дисперсия равна нулю (распространяется только одна мода!). *Материальная дисперсия* вызвана зависимостью показателя преломления сердцевины от длины волны излучения. Если источник излучения немонохроматичен, то разные длины волн будут распространяться с разными фазовыми скоростями $V_{\phi i} = \frac{c}{n(\lambda_i)}$. В этом случае дисперсия будет определяться групповым временем задержки

$$\tau_m = \tau_{gp} = \frac{l}{c} \left(n_1 + \frac{dn_1}{d\omega} \Delta\omega \right),$$

где $\Delta\omega$ - спектр частот сигнала, группирующийся вокруг оптической несущей ω_0 .

Волноводная дисперсия – обусловлена зависимостью коэффициента распространения от длины волны λ :

$$\beta_m = k_1 \sin \theta_m = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 \sin \theta_m,$$

где θ_m - угол падения, соответствующий m -ной моде. Значение волноводной дисперсии можно вычислить по формуле:

$$\tau_g = 2l\Delta\lambda n_1^2 \Delta / c\lambda$$

Общая дисперсия с учетом всех рассмотренных составляющих равна

$$\tau = \sqrt{\tau_m^2 + \tau_M^2 + \tau_g^2}$$

Подставляя τ полученное значение в вышеприведенные формулы для полосы пропускания ΔF и $K(\omega)$ можно получить выражения этих характеристик для конкретных типов световодов.

Поляризационная дисперсия – проявляется в основном в одномодовом волокне. Основной причиной ее возникновения является овальность профиля поперечного сечения световода. В результате две взаимно перпендикулярно поляризованные составляющие основной моды проходят от входа до выхода разные оптические пути, что при одинаковой скорости их распространения и является причи-

ной их взаимной задержки (дисперсии). Нормируется поляризационная дисперсия с помощью коэффициента удельной дисперсии T в расчете на один километр длины. $[T] = \text{пс}/\sqrt{\text{км}}$. С увеличением расстояния дисперсия увеличивается по закону $\tau_{II} = T\sqrt{l}$.

5.10 Ввод излучения в волоконные световоды

Рассмотрим случай ввода от точечного монохроматического источника излучения в ступенчатый световод (рис. 5.20).

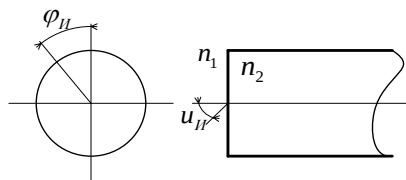


Рис. 5.20. К расчету эффективности ввода излучения в световод

Пусть диаграмма направленности излучателя, т.е. распределение энергии по углам места и азимута φ_{II} и u_{II} задается некоторой функцией [7]:

$$P = P(u_{II}, \varphi_{II}).$$

Тогда для малой части потока d^2P , который распространяется внутри элементарного телесного угла $d^2\omega = \sin(u_{II}) du_{II} d\varphi_{II}$ будем иметь следующее выражение:

$$d^2P = I \cdot \sin(u_{II}) du_{II} d\varphi_{II},$$

где: $I = I(u_{II}, \varphi_{II})$ – сила излучения источника.

Мощность, излучаемая точечным источником в переднее полупространство можно записать в виде:

$$P_0 = \int_{\varphi_{II1}}^{\varphi_{II2}} \int_{u_{II1}}^{u_{II2}} I \cdot \sin(u_{II}) du_{II} d\varphi_{II}$$

Пределы интегрирования по обоим углам обычно лежат в диапазоне от 0 до 2π .

Мощность, которая вводится в световод, может быть определена как:

$$P_{\Pi} = \int_{\varphi_{\Pi 1}}^{\varphi_{\Pi 2}} \int_{u_{\Pi 1}}^{u_{\Pi 2}} I \sin(u_c) du_c d\varphi_c .$$

Диапазон изменения азимутального угла приемника (световода) определяется его апертурой, которая всегда меньше апертуры излучателя. : $\varphi_{\Pi} < \varphi_{И}$ и $u_{\Pi} < u_{И}$. Поэтому коэффициент ввода излучения

$K_{BB} = \frac{P_{\Pi}}{P_0} < 1$. Энергетические потери, вызванные несоответствием

апертур излучателя и приемника, равны:

$$B_{BB} = -10 \lg K_{BB}$$

Полученные выражения справедливы для любых форм многомодовых световодов. Однако конечные выражения после интегрирования получаются весьма громоздкими из-за сложности подынтегральных функций.

Как правило, в качестве излучателей в волоконно-оптических устройствах используются не точечные источники, а полупроводниковые излучатели с конечными размерами излучающих площадок. Диаграмма направленности таких излучателей в общем случае описывается выражением вида $I = I_0 \cdot \cos^m \Theta$. Для светоизлучающего диода (СИД) она представляет собой диаграмму направленности ламбертовского источника ($m=1$)

$$I = I_0 \cdot \cos \Theta .$$

Для лазерного диода (ЛД) диаграмма направленности более узкая, но координатно – несимметричная ($m=8 \dots 10$).

При расчетах энергетической эффективности ввода излучения необходимо соблюдать теорему о сохранении фазового объема излучения при любых волновых преобразованиях не связанных с потерей мощности, т.е. в ближней зоне.

Элементарный фазовый объем излучения dV рассчитывается следующим образом:

$$dV = n^2 \cdot dA \cdot d\Omega = const .$$

Где dV – фазовый объем, занимаемый пучком в пространстве координат $dA = dx \cdot dy$ и телесных углов $d\Omega = d\omega_x \cdot d\omega_y$

Если площадь излучающей площадки некогерентного источника равна dA_{II} , и все излучение сосредоточено в пределах телесного угла $d\Omega_{II}$, то применение любых линзовых систем не может уменьшить фазовый объем источника излучения. Иными словами, можно уменьшить размер изображения источника в плоскости входного торца световода, но это будет сопровождаться пропорциональным увеличением числовой апертуры излучателя и возрастанием потерь ввода.

Для светодиода с радиусом излучающей площадки a_u и ламбертовской диаграммой направленности, фазовый объем равен:

$$V_u = n^2 \pi \cdot a_u^2 \cdot \underbrace{4\pi}_{\text{полный телесный угол}} = 4\pi^2 n^2 \cdot a_u^2.$$

Максимальный фазовый объем V_c , воспринимаемый световодом радиусом a и апертурным углом θ равен:

$$\begin{aligned} V_c &= n^2 \pi \cdot a^2 \cdot 2\pi \cdot (1 - \cos \theta_{\text{макс}}) = \left\{ \cos \theta_{\text{макс}} = 1 - 2 \sin^2(\theta_{\text{макс}} / 2) \right\} \\ &= n^2 \cdot a^2 \cdot 2\pi^2 (1 - 1 + 2 \sin^2(\theta_{\text{макс}} / 2)) = \\ &= n^2 \pi \cdot a^2 \cdot 2\pi 2 \sin^2(\theta_{\text{макс}} / 2) = 4\pi^2 \cdot n^2 a^2 \cdot \sin^2(\theta_{\text{макс}} / 2) \end{aligned}.$$

Следовательно, доля излучения, которая может быть введена в волоконный световод от СИД:

$$\eta = \frac{V_c}{V_u} = \left(\frac{a}{a_u} \right)^2 \sin^2(\theta_{\text{макс}} / 2).$$

Обычно: $a_u \gg a$, поэтому $\eta \ll 1$.

При создании соединителей такого типа лучше избежать применения согласующих оптических систем, т.к. за счет френелевского отражения и собственного внутреннего поглощения они ухудшают ввод. Кроме того, при работе в дальней зоне, эффективность излучения уменьшается пропорционально $\frac{1}{R^2}$.

Суперлюминисцентные СИД (ССИД) характеризуются диаграммой направленности вида: $I = I_0 \cdot \cos^m \Theta$. Чем больше значение m , тем остронаправленнее источник излучения (ИИ). При малых размерах излучающей площадки такого ССИД ($a_u < a$) и малых значениях апертуры, эффективность ввода определится:

$$\eta = \frac{1}{2} (NA)^2 (m+1),$$

где: m – параметр диаграммы направленности.

На эффективность ввода значительно влияют потери от осевого, углового и бокового рассогласования источника излучения и волоконного световода. Например, радиальное смещение источника на 50 мкм приводит к потерям $5 \div 10$ дБ.

В тех случаях, когда площадь излучающей поверхности намного больше, чем площадь сердцевины волоконного световода, эффективность ввода может быть повышена до 85-90% за счет применения микрооптических и градиентных линз, фоконов и фокусирующих линз, получаемых непосредственно на торце световода путем его оплавления.

При построении устройств ввода излучения необходимо учитывать также потери на входном и выходном торцах световода за счет френелевского отражения. Коэффициент пропускания при наличии френелевского отражения равен:

$$\rho_\phi = \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2},$$

а вносимые за счет отражения энергетические потери составят:

$$B_\phi = -10 \lg \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2}$$

Для уменьшения этих потерь пространство между излучателем и приемником заполняют иммерсионной жидкостью с коэффициентом преломления примерно равным n_1 . В этом случае потери практически отсутствуют (<0,15 дБ).

Таким образом эффективность ввода излучения в световод зависит от:

1. Диаграммы направленности источника излучения.
2. Площади излучающей площадки.
3. Диаметра сердцевины.
4. Спектрального состава излучения.
5. Числовой апертуры.
6. Взаимного расположения источника и световода.
7. Характеристик используемой микрооптики

6. ЭЛЕКТРОННЫЕ КОМПОНЕНТЫ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ

6.1 Требования к источникам излучения для ВОУ

Основными требованиями к источникам излучения являются:

1. Длина волны излучения, которая должна совпадать с одним из окон прозрачности световода (0.9 мкм, 1.3 мкм, 1.55 мкм):
2. Высокая мощность излучения – от 1 до 20 и более мВт.
3. Возможность прямой модуляции интенсивности, частоты и фазы, без существенных изменений других параметров излучения, а именно: модового состава, спектрального состава, состояния поляризации, диаграммы направленности излучателя и ряда других.
4. Монохроматичность и когерентность излучения.
5. Ширина спектра излучения либо узкая, либо достаточно широкая, для систем со спектральным оптическим уплотнением.
6. Линейность ватт-амперной характеристики (для аналоговых устройств с прямой модуляцией интенсивности).
7. Минимальная потребляемая мощность.
8. Высокая резонансная частота, оцениваемая по АЧХ.
9. Хорошая воспроизводимость характеристик в условиях массового производства.

В качестве источников излучения могут быть использованы газовые лазеры, твердотельные лазеры, полупроводниковые лазерные диоды (ЛД), светоизлучающие диоды (СИД) и суперлюминисцентные светоизлучающие диоды (ССИД). Наибольшее распространение в технике ВОУ получили ЛД, СИД и ССИД.

6.2 Принцип генерации лазерного излучения

Лазер представляет собой совокупность двух элементов: усилителя световой волн и цепи положительной обратной связи (ПОС) в виде оптического резонатора.

Усиление световой волны в оптическом усилителе происходит за счет индуцированного излучения фотонов, которые возбуждены частицами. Наряду с индуцированным возникает спонтанное (неко-

герентное) излучение. Для того чтобы на выходе доминировало индуцированное излучение, необходимо управлять энергетическим состоянием активной среды, создавая инверсию заселенности её энергетических уровней. Лазерный резонатор представляет собой открытый резонатор Фабри-Перо, т.е. системы двух плоских зеркал, расположенных параллельно друг другу с очень высокой точностью (погрешность намного меньше длины волны).

Принцип работы лазера основан на взаимодействии между веществом (усиливающей средой) и излучением (световой волной), которая возникает в резонаторе, а затем многократно усиливается в нем.

Рассмотрим одномерный случай распространения излучения в среде, ограниченной двумя параллельными идеально проводящими плоскостями зеркалами $З_1$ и $З_2$ (рис. 6.1).

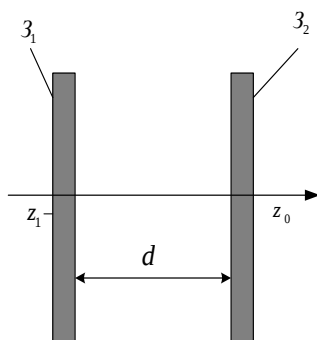


Рис. 6.1. Схема резонатора Фабри-Перо

В этом случае решение уравнений Максвелла имеет следующий вид:

$$Y = A \cdot \exp \left[j\omega \left(t - \frac{z}{c} \right) \right] + B \cdot \exp \left[j\omega \left(t + \frac{z}{c} \right) \right].$$

Данное уравнение описывает суперпозицию волн A и B , которые распространяются навстречу друг другу вдоль оси z . Граничные условия в точке z_0 и z_1 для любого момента времени можно записать:

$$Y_{z_1} = A \cdot \exp \left[j\omega \left(t - \frac{z_1}{c} \right) \right] + B \cdot \exp \left[j\omega \left(t + \frac{z_1}{c} \right) \right],$$

$$Y_{z_0} = A \cdot \exp \left[j\omega \left(t - \frac{z_0}{c} \right) \right] + B \cdot \exp \left[j\omega \left(t + \frac{z_0}{c} \right) \right]$$

Условие возникновения стоячей волны является равенство фаз волн, распространяющихся навстречу друг другу, в точках z_1, z_0 :

$$\arg Y_{z_1} = j\omega \left(t - \frac{z_1}{c} \right) - j\omega \left(t + \frac{z_1}{c} \right) = -2j\omega \frac{z_1}{c} = 0;$$

$$\arg Y_{z_0} = j\omega \left(t - \frac{z_0}{c} \right) - j\omega \left(t + \frac{z_0}{c} \right) = -2j\omega \frac{z_0}{c} = 0$$

Отсюда видно, что возможны лишь такие решения, которые удовлетворяют условию

$$\arg Y_{z_1} - \arg Y_{z_0} = -2j\omega \frac{(z_1 - z_0)}{c} = 2\pi p ,$$

где: $p = 0, 1, 2, \dots, m$.

Обозначим $z_1 - z_0 = d$, тогда:

$$\frac{2\omega d}{c} = 2\pi \cdot p ,$$

или

$$\frac{\omega d}{c} = \pi \cdot p$$

С учетом $\omega = 2\pi \cdot f$ в таком резонаторе могут существовать стоячие волны с резонансной частотой $f_p = \frac{p \cdot c}{2d}$ и длиной волны

$\lambda_p = \frac{2d}{p}$. При получении последнего уравнения учитывалось, что

$$\lambda_p = cT, \quad T = \frac{1}{f_p}.$$

Отсюда видно, что резонатор Фабри – Перо осуществляет квантование резонансных частот, соответствующих различным целочис-

ленным значениям параметра p . Если в резонатор однократно ввести энергию от внешнего источника, например импульс ударного возбуждения, то через время τ , которое называется постоянной времени жизни волны в резонаторе, энергия волны уменьшится в e раз. Добротность резонатора на резонансной частоте f_p равна:

$$Q = 2\pi \cdot f_p \cdot \tau.$$

После n проходов резонатора, амплитуда волны станет равной:

$$E(n) = E_0 \cdot R^{2n},$$

где: E_0 – амплитуда волны в начальный момент времени, R – коэффициент отражения зеркал ($R < 1$), n – число отражений, множитель 2 учитывает прохождение волны в прямом и обратном направлении.

Время, затраченное на n отражений, можно записать как:

$$t = n \cdot \Theta,$$

где Θ – время, затраченное на 2 прохода:

$$\Theta = \frac{2d}{c}.$$

Тогда

$$t = \frac{n \cdot 2d}{c},$$

откуда

$$n = \frac{t \cdot c}{2d}$$

Тогда для некоторого момента времени t получим:

$$E(t) = E_0 \cdot R^{\frac{t \cdot c}{d}}$$

Следовательно, по прошествии времени τ амплитуда волны будет равна:

$$E(\tau) = E_0 \cdot R^{\frac{\tau \cdot c}{d}}$$

Учитывая, что за время τ амплитуда волны уменьшится в e раз

$$\frac{E_0}{E(\tau)} = e = \frac{1}{R^{\frac{\tau \cdot c}{d}}}$$

откуда

$$e \cdot R^{\frac{\tau \cdot c}{d}} = 1.$$

Тогда

$$\tau = -\frac{d}{c \cdot \ln R}$$

Пример: при $d = 1 \text{ м}$, $R = 0.99$, $f_p = 6 \cdot 10^4 \text{ Гц}$, $\tau = 0.01 \text{ мкс}$:
 $Q = 0.3 \cdot 10^9$, что на три порядка выше, чем у СВЧ резонаторов.

Спектр излучения лазера имеет линейчатую структуру, показанную на рис. 6.2.

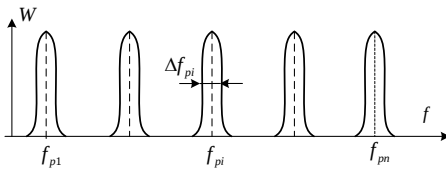


Рис. 6.2. Спектральная характеристика лазерного резонатора

Добротность лазерного резонатора является мерой ширины спектральной линии:

$$Q_i = \frac{f_{p_i}}{\Delta f_{p_i}}, \quad f_p = \frac{p \cdot c}{2d} \quad (p = 0, 1, \dots),$$

Разность между соседними резонансными частотами:

$$f_{p_{i+1}} - f_{p_i} = \frac{c}{2d}.$$

Все приведенные соотношения и выводы можно распространить на резонатор любой формы. Однако если к резонатору не подводить энергии извне, то волна рано или поздно затухает, например, из-за потерь на поглощение и переотражения, поскольку коэффициент отражения зеркал $R < 1$.

Для компенсации потерь, энергию должна сообщать усиливающая среда. Усиление в активной среде обеспечивается за счет индуцированного или вынужденного излучения. Напомним, что индуцированное излучение возникает вследствие инверсии заселенности

энергетических уровней N_1 и N_2 , для которых концентрация в нормальных условиях $N_1 > N_2$ (рис. 6.3).

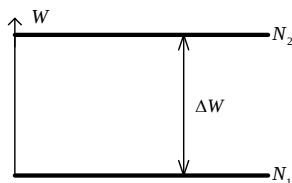


Рис. 6.3. Диаграмма энергетических состояний,
 ΔW – ширина запрещённой зоны

В результате каких-либо процессов можно электронам сообщить дополнительную энергию, для того, чтобы N_2 стало больше N_1 ($N_2 > N_1$).

Инверсия заселенности – такое состояние усиливающей среды, при котором концентрация электронов на более высоком энергетическом уровне N_2 больше, чем на более низком энергетическом уровне N_1 . При термодинамическом равновесии:

$$N_1 > N_2.$$

Количественной характеристикой инверсии заселенности является:

$$\eta = -\frac{N_2 - N_1}{N_1 + N_2},$$

Очевидно, что в условиях термодинамического равновесия $\eta < 0$.

Инверсия заселенности может быть создана различными способами: оптической накачкой (в твердых диэлектриках), инжекцией электронов в полупроводник, электрическим разрядом, химической реакцией, механическим ударом и другими источниками энергии.

Коэффициент поглощения среды на некоторой частоте f равен:

$$\alpha_f = \frac{h \cdot f (N_2 - N_1)}{c} \cdot B,$$

где: h – постоянная планка, B – коэффициент, зависящий от материала.

При термодинамическом равновесии $\alpha_f > 0$, и только когда N_2 становится больше N_1 , коэффициент поглощения становится отрицательным. В этом случае среда из поглощающей превращается в усиливающую среду. Если использовать среду только с двумя энергетическими уровнями N_1 и N_2 , то инверсию не всегда удастся реализовать из-за того, что в сильных полях происходит насыщение энергетических уровней электронами, т.е. N_1 становится равным N_2 , в результате чего наступает состояние динамического равновесия. При этом не происходит переходов носителей заряда с более высокого на более низкий энергетические уровни. Для исключения таких ситуаций, среду выбирают как минимум с тремя энергетическими уровнями, причем, выбирают их так, чтобы, играя на разнице во временах рекомбинации между различными уровнями τ_{32} , τ_{21} , можно было бы обеспечить инверсию заселенности для двух уровней из трех (рис.6.4). В частности, когда $\tau_{32} < \tau_{21}$, скорость рекомбинации заряда с уровня W_3 на уровень W_2 больше, чем скорость рекомбинации с уровня W_2 на уровень W_1 что приводит к

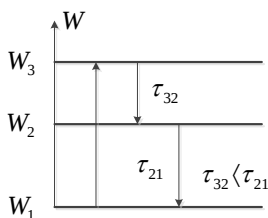


Рис. 6.4. Формирование инверсии заселенности в трехуровневой среде

возникновению инверсии заселенности энергетического уровня W_2 относительно уровня W_1 . Длина волны излучения определяется соотношением

$$\lambda = \frac{1,24h\omega}{\Delta W_{1,2}},$$

где h – постоянная Планка, ω – частота излучения.

6.3 Лазерные полупроводниковые диоды

При создании лазерных диодов (ЛД) в качестве усиливающей среды используют $p-n$ переход, совмещенный с резонатором Фабри-Перо. Исторически, первым на этом принципе был создан As-Ga лазер, у которого при комнатной температуре длина волны излучения составляла $\lambda_p = 0.87 \text{ мкм}$ (красный лазер). Структура такого лазерного диода показана на рис. 6.5.

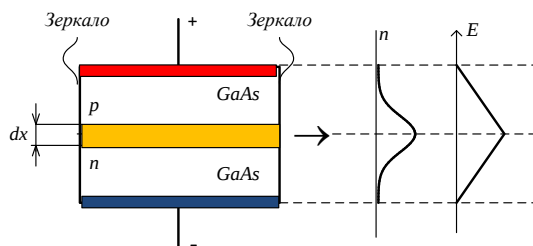


Рис.6.5. Электрическая и оптическая структуры лазерного диода:
 n – показатель преломления, dx – активный (усиливающий) слой

Прямое напряжение, приложенное к омическим контактам, вызывает инжекцию носителей из n в p и из p в n области. При достаточно больших значениях тока через $p-n$ переход, вблизи $p-n$ перехода, т.е. в слое dx , возникает инверсия заселенности, а в области самого $p-n$ перехода наблюдается незначительное повышение показателя преломления, по сравнению с периферийными областями, поэтому активный (излучающий) слой можно рассматривать как очень слабо направляющий градиентный планарный световод.

Зеркала резонатора расположены перпендикулярно плоскости $p-n$ перехода, обычно их роль выполняют особым образом сколотые поверхности полупроводникового кристалла. Поскольку скачок показателя преломления в центре мал, то поле такого световода не равно нулю далеко за пределами этого активного слоя. За пределами активного слоя инверсия заселенности отсутствует и чрезвычайно велико поглощение на резонансной частоте лазера, поэтому значение порогового тока, при котором начинается лазерная генерация, достаточно велико, что объясняется недостаточно глубокой ПОС. Дру-

гой причиной является недостаточная локализация поля в активном слое. Коэффициент локализации поля равен:

$$K_l = \frac{P_a}{P_a + P_c} \ll 1$$

где: P_c – мощность вне активного слоя, P_a – мощность в активном слое.

Плотность порогового тока накачки для гомоструктуры, выполненной из одинакового материала ($p\text{-GaAs} - n\text{-GaAs}$), приблизительно равна 10^5 A/cm^2 . Это очень высокая плотность тока, не позволяющая использовать такие лазерные диоды в непрерывном режиме.

Кроме гомопереходов при создании ЛД используются гетеропереходы и двойные гетеропереходы. Гетеропереходы состоят из двух разных материалов. Двойная гетероструктура – две последовательно включенных гетероструктуры. Использование даже простой гетероструктуры позволяет снизить значение порогового тока на порядок, по сравнению с гомопереходом ($\sim 10^4 \text{ A/cm}^2$).

Материалы, образующие гетероструктуры: $\text{Ga} - \text{As}$ и $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$. Лазерные диоды на гетеропереходах характеризуются оптической и электрической структурой (рис. 6.6).

Наличие гетероструктур снизу и сверху от активного слоя создает дополнительный потенциальный барьер для неосновных носителей на расстоянии от активного слоя меньше, чем диффузионная длина. Ширина запрещенной зоны барьерных слоев всегда значительно больше ширины запрещенной зоны активного слоя. Это позволяет удерживать заряд в активном слое и за счет этого снизить пороговый ток генерации. Кроме того, в данной структуре используются свойства Ga и Al – взаимно замещать друг друга без нарушения периода кристаллической решетки. Замещение Ga на Al в ДГС приводит к существенному уменьшению показателя преломления в зонах, прилегающих к активному слою. В результате образуется жесткий планарный световод, позволяющий удерживать генерируемые фотоны в активной зоне. Механизмы удержания заряда и удержания фотонов, позволяют снизить пороговый ток лазера на ДГС до 10^3 A/cm^2 .

Наибольшее распространение получили лазеры на ДГС с полосковым контактом (рис. 6.7.).

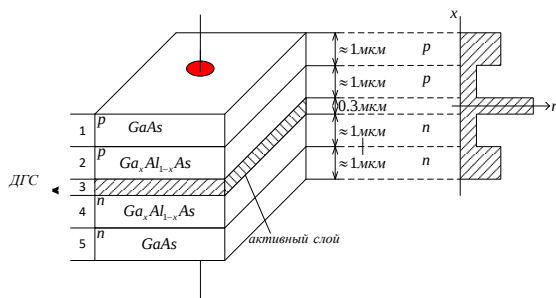


Рис. 6.6. Электрическая и оптическая структуры лазерного диода основе двойной гетероструктуры: 3 – активный слой, 2-верхний барьерный слой, 4-нижний барьерный слой, 1- слой растекания тока, 5 – подложка

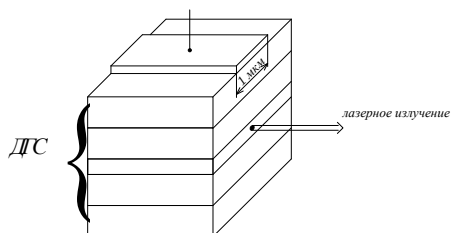


Рис.6.7. Конструкция полоскового ЛД

Малые поперечные размеры формируемого пучка, позволяют достаточно просто осуществить эффективную стыковку лазерных диодов с любыми волоконными световодами, в том числе и одномодовыми.

6.4 Оптические и энергетические характеристики лазерных диодов

Диаграмма направленности (ДН): характеризует распределение мощности P по углу (рис 6.8). Диаграмма направленности лазерных диодов не симметрична, ее ширина в плоскости параллельно p - n переходу – $\pm 20^\circ$, перпендикулярно p - n переходу – $\pm 40^\circ$. Если лазер работает в многомодовом режиме, т.е. существует несколько мод, то в диаграмме направленности могут присутствовать боковые лепестки в дальней зоне.

Спектр излучения. В спектральной области существуют только такие продольные моды, для которых длина пробега в резонаторе туда и обратно равна целому числу длин волн.

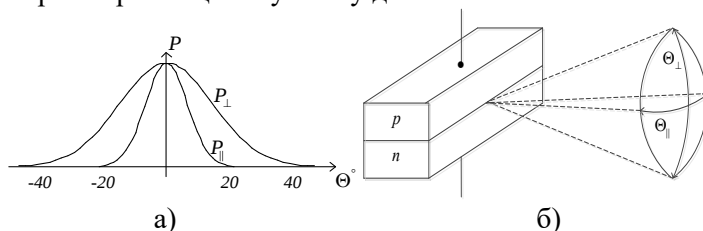


Рис.6.8. Диаграмма направленности ЛД: $\Theta_{\perp}$ – угол раскрытия ДН в плоскости, перпендикулярной р-п переходу, $\Theta_{\parallel}$ – угол раскрытия ДН в плоскости, параллельной р-п переходу

Интервал между соседними модами равен:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2 \cdot n \cdot L \left(1 + \frac{\lambda}{n} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \right)},$$

где λ – основная мода.

Например: при $\lambda = 0.9 \text{ мкм}$, $n = 3.6$, $L = 300 \text{ мкм}$, получим: $\Delta\lambda \approx 0.4 \text{ нм}$. Спектр излучения лазера имеет вид, показанный на рис. 5.8.

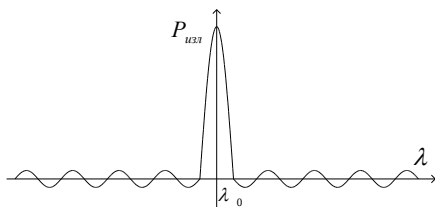


Рис. 6.9 Спектр излучения лазера

Зависимость n от λ объясняет линейчатую структуру спектра излучения лазера. Чем выше излучаемая мощность, тем выше монохроматичность излучения. Для исключения боковых частот могут быть использованы низкочастотные и высокочастотные загораживающие оптические фильтры.

Ватт-амперная характеристика – зависимость мощности излучения от тока накачки. Существуют две характеристики : в непрерывном и импульсном режиме (рис. 6.10):

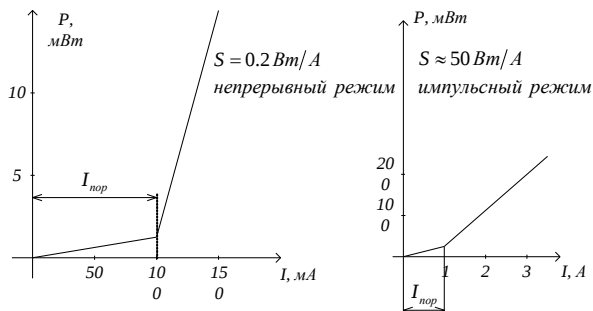


Рис. 6.10. Ватт – амперные характеристики ЛД: S – крутизна, $I_{пор}$ – пороговый ток

Зависимость ватт-амперной характеристики от температуры представлена на рис. 6.11.

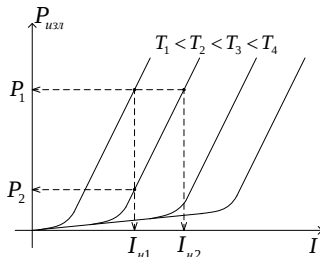


Рис. 6.11 Зависимость ватт-амперной характеристики от температуры

Из рисунка видно, что при нормальной температуре T_1 для получения номинальной мощности P_1 через ЛД следует пропустить ток накачки $I_{н1}$. При повышении температуры до значения T_2 мощность излучения при неизменном токе накачки уменьшится до значения P_2 . Для компенсации уменьшения мощности необходимо увеличить ток накачки до значения $I_{н2}$.

Амплитудно-частотная характеристика лазерного диода – зависимость мощности излучения от частоты модуляции тока инжекции. Прямая модуляция тока накачки может осуществляться с до-

статочной высокой скоростью. Например, легко реализуется кодоимпульсная модуляция со скоростью 400 Мб/с , или модуляция интенсивности аналоговым сигналом с частотой $f = 10^9 \text{ Гц}$, что определяется скоростью включения механизма инверсной заселенности энергетических уровней.

Графики АЧХ приведены на рис 6.12. При подаче на диод скачка тока, мощность изменяется по закону:

$$\tau_z = \tau_{cn} \ln\left(\frac{I}{I - I_{nor}}\right),$$

где τ_{cn} – спонтанное время жизни носителей ($\sim 10^{-9} \text{ с}$), τ_z – время задержки включения.

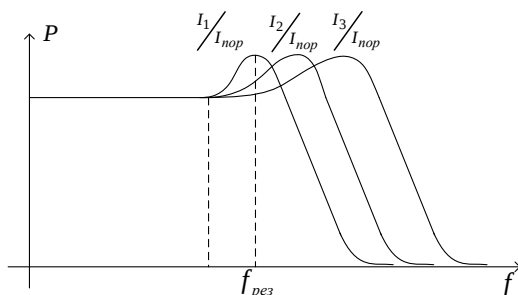


Рис. 6.12. Графики АЧХ для различных токах начального смещения

Уменьшить τ_z можно, если через ЛД пропустить постоянный ток смещения $I_{cm} < I_{nor}$. В этом случае время задержки можно уменьшить

$$\tau_z = \tau_{cn} \ln\left(\frac{I}{I - I_{nor} + I_{cm}}\right)$$

Чем больше начальное смещение диодов, тем меньше время задержки включения.

Частота резонанса может быть вычислена по следующей формуле:

$$f_{рез} = k \sqrt{\frac{I_n}{I_{nor}} - 1},$$

где: $3 < k < 5$.

При частотах модуляции $f \ll f_{рез}$ выходной сигнал определяется статической ватт – амперной характеристикой. При частотах, сравнимых с резонансной частотой начинают влиять переходные процессы, вызванные влиянием паразитных емкостей и индуктивностей токоподводов и схемы включения. Эти факторы являются причиной нелинейного изменения крутизны ватт – амперной характеристики и появления нелинейных искажений сигналов в устройствах передачи информации с прямой модуляцией тока накачки.

Выбор частоты модуляции излучения ЛД – один из самых важных моментов при проектировании волоконно-оптических устройств.

6.5 Светоизлучающие диоды (СИД)

СИД генерируют излучение в результате спонтанной излучательной рекомбинации носителей заряда в зоне $p-n$ перехода и поэтому, в отличие от лазерных диодов, СИД являются некогерентными излучателями. Ширина спектра излучения у них гораздо шире, а быстродействие при прямой модуляции хуже, чем у ЛД поскольку спонтанное время жизни носителей больше, чем индуцированное.

СИД применяется там, где указанные недостатки не имеют решающего значения, а именно, в локальных оптических сетях.

Различают две конструктивных разновидности СИД:

- поверхностные СИД, в которых излучение выводится перпендикулярно плоскости $p-n$ перехода.
- торцевые СИД, в которых излучение выводится параллельно плоскости $p-n$ перехода (суперлюминисцентные СИД).

Для изготовления СИД используют как гомопереходы, так и гетеропереходы.

Рассмотрим конструкции СИД с волоконным выходом, представленные на рис. 6.13 и 6.14:

Как видно из рисунков, излучение выводится перпендикулярно плоскости $p-n$ перехода. В поверхностных СИД излучение происходит равномерно во всех направлениях. Преобразование электрической энергии в оптическую осуществляется с КПД, приблизительно равным 100%. Однако полное внутреннее отражение на границе полупроводник – воздух, с малым критическим углом (равным $\approx 15^\circ$)

приводит к тому, что большая часть света остается в кристалле и рассеивается в нем. Поэтому внешняя квантовая эффективность не превышает нескольких процентов.

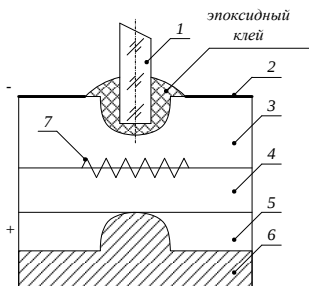


Рис. 6.13. Конструкция поверхностного СИД на гомопереходе:
1 – световод, 3 – p (Ga-As), 4 – n (Ga-As), 5 – SiO_2 (диэлектрик), 7 – активный слой, 2, 6 – омические контакты и радиатор.

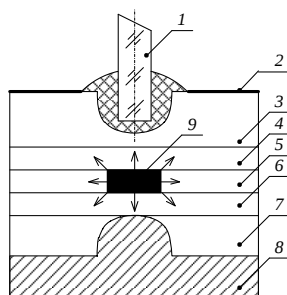


Рис. 6.14. Конструкция поверхностного СИД на двойной гетероструктуре:
1 – световод, 2 – омический контакт, 3 – подложка p типа (InP), 4 – широкозонный слой p типа (InP), 5 – активный слой, 6 – широкозонный слой типа (GaAs), 7 – узкозонный слой p типа (GaAs), 8 – омический контакт

Диаграмма направленности у поверхностных СИД близка к диаграмме направленности ламбертовского излучателя: $J = \cos^m \varphi$ при $m=1$. Наиболее рациональной является конструкция СИД на двойной гетероструктуре (рис. 6.7), в которой световод может быть непосредственно подстыкован к излучающей площадке. Диаметр площадки в этом случае близок к диаметру световода.

Показатель преломления эпоксидной смолы примерно равен показателю преломления кварца: $n_{\text{ЭС}} \approx n_{\text{кварца}}$. Поэтому смола выполняет функции иммерсионной среды, позволяющей снизить френелевские потери на отражение от торца световода.

Если размер излучающей площадки больше диаметра световода, то ни одна оптическая система не позволит повысить эффективность ввода излучения в световод. Уменьшение излучающей площадки СИД с сохранением мощности излучения, увеличивает плотность тока и уменьшает срок службы прибора.

Ширина спектра излучения СИД по уровню 0.5 составляет 50...30 нм.

Ватт – амперная характеристика СИД линейна (рис.6.15) вплоть до значения тока накачки $I_{n_{\text{макс}}}$. При превышении этого значения линейность характеристики нарушается из-за перегрева кристалла.

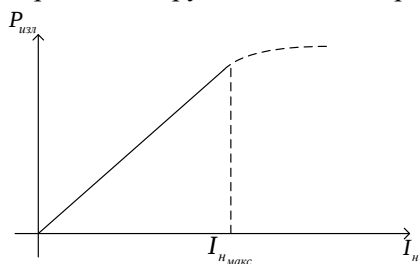


Рис. 6.15. Ватт- амперная характеристика СИД

Типовые значения максимальной мощности СИД составляют $1 \div 10 \text{ мВт}$. Мощность, вводимая в волокно: $5 \div 50 \text{ мкВт}$. Верхнее значение частоты модуляции излучения: не превышает 100 МГц, что на порядок меньше, чем у ЛД. Это обусловлено большим временем жизни спонтанных носителей. Среди торцевых СИД важное практическое применение имеют суперлюминисцентные СИД на основе двойных гетероструктур (ССИД), в которых происходит усиление спонтанного излучения без положительной обратной связи (ПОС). Конструкция суперлюминисцентных СИД представляет собой ДГС с полосковым контактом, который только с одной стороны доходит до торца кристалла (рис. 6.7). Таким образом, отличие ССИД от ЛД заключается в отсутствии резонатора Фабри-Перо, а следовательно, и ПОС.

Спонтанное излучение в ССИД распространяется во все стороны, однако часть его, подобно ЛД, удерживается в планарном световоде и частично усиливается за счет вынужденного излучения. Излучение выводится так же, как и у ЛД, параллельно плоскости $p-n$ перехода

Спектр излучения у ССИД сплошной, как у поверхностного диода, хотя ширина спектра на порядок меньше: $3 \div 5$ нм. Диаграмма направленности такая же, как у ЛД. Мощность излучения составляет 1-10 мВт. Мощность, вводимая в волокно в два раза выше, чем у СИД. Такие СИД занимают промежуточное положение между ЛД и поверхностными СИД.

Для всех полупроводниковых источников излучения характерна временная деградация, которая проявляется в том, что с течением времени мощность излучения, при одном и том же токе накачки уменьшается (рис. 6.16). Скорость деградации во многом зависит от качества применяемых материалов и технологии изготовления излучателей. Срок службы полупроводниковых излучателей составляет $10^4 \dots 10^5$ часов.

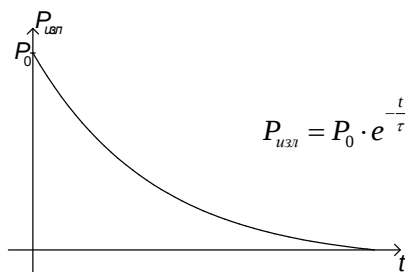


Рис. 6.16. Временная деградация СИД, τ – постоянная времени

6.6 Схемы включения источников излучения (ИИ)

На практике получили распространение несколько разновидностей схем включения ИИ.

Аналоговая схема включения имеет вид, показанный на рис.6.17.

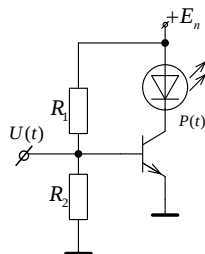


Рис. 6.17. Аналоговая схема включения излучателей

Данная схема позволяет осуществлять прямую модуляцию излучения $P(t)$ аналоговым сигналом напряжения $U(t)$. Под действием входного сигнала $U(t)$ модулируется сопротивление перехода коллектор – эмиттер транзистора, что приводит к изменению тока накачки излучателя, а следовательно, и выходной мощности $P(t)$. Достоинством схемы является её очевидная простота, а главным недостатком – нестабильность излучения вследствие влияния температуры и временной деградации.

Цифровая схема включения имеет вид, представленный на рис.6.18.

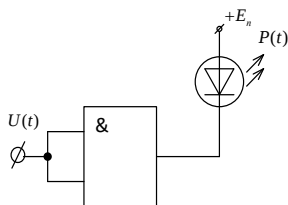


Рис. 6.18. Цифровая схема включения излучателей

Если лазер работает в многомодовом режиме, т.е. существует несколько мод, то в диаграмме направленности могут присутствовать боковые лепестки в дальней зоне.

Источник излучения, например СИД, включают в качестве нагрузки логического элемента 2И с открытым коллектором. Подавая на вход логического элемента импульсные сигналы «0» или «1», на выходе СИД формируются соответствующие импульсы оптического излучения. Недостатком схемы является то, что номинальная мощность СИД ограничена максимально допустимым током коллектора логического элемента.

На практике получили распространение схемы включения, предусматривающие автоматическую стабилизацию мощности излучения при его изменении вследствие временной деградации и воздействия температуры. Схема включения лазерных диодов имеет вид (рис. 6.19):

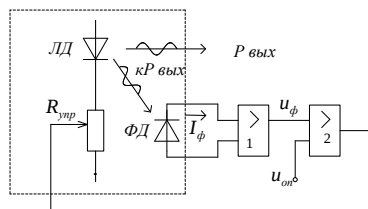


Рис. 6.19. Схема включения лазерных диодов со встроенным фотоприемником

В этом случае в корпусе ЛД устанавливается дополнительный фотодиод ФД, который выполняет роль датчика нестабильности излучения. На ФД ответвляется часть излучения $\kappa \cdot P_{\text{вых}}$, ($\kappa \ll 1$). При номинальном значении мощности излучения ФД генерирует фототок $I_{\text{ф}}$, который с помощью преобразователя ток – напряжение (усилитель 1) преобразуется в пропорциональное напряжение $U_{\text{ф}}$. Напряжение $u_{\text{оп}}$ на втором усилителе соответствует номинальному режиму работы. Если, например, при повышении температуры выходная мощность ЛД уменьшится, то на выходе усилителя 2 появится усиленная разность сигнала с выхода усилителя 1 и опорным напряжением $U_{\text{оп}}$, которая воздействует управляемый резистор $R_{\text{упр}}$ так, что его сопротивление уменьшается, а ток накачки возрастает, что приводит к компенсации снижения выходной мощности.

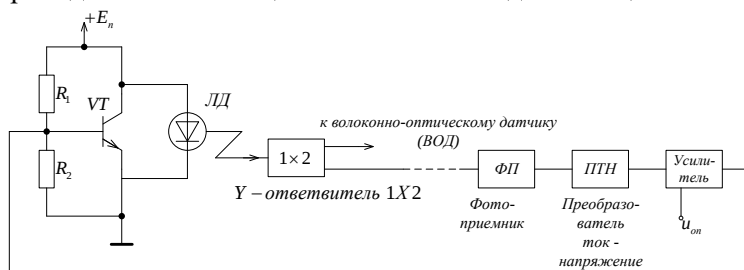


Рис. 6.20. Схемы стабилизации мощности ЛД с параллельным включением регулирующего элемента (см. также с. 111)

Стабилизация мощности в волокне может быть осуществлена по схеме с параллельным (рис. 6.20) и последовательным включением регулирующего элемента – транзистора (рис.6.21).

В схеме на рисунке 6.20,а выход излучателя подключен к волоконно-оптическому Y-ответвителю 1х2. Часть выходного оптического сигнала подается на фотоприемник, который генерирует фототок. Поскольку выходные сигналы ответвителя линейно зависят от входного, то относительные нестабильности сигналов на его выходах одинаковы. Поэтому стабилизация мощности ответвленного сигнала по цепи ОС автоматически приводит к стабилизации мощности в основном канале, подключенном, например, к волоконно-оптическому датчику. В остальном работа Отличие состоит лишь том, что в качестве управляемого резистора схемы совпадает с вышеописанной схемой стабилизации ЛД, использован транзистор, параллельно которому подключен излучатель. Изменяя напряжение на базе транзистора с помощью выходного сигнала усилителя, можно регулировать внутреннее сопротивление транзистора, что приводит к соответствующему изменению тока накачки излучателя и стабилизации излучения по цепи отрицательной обратной связи.

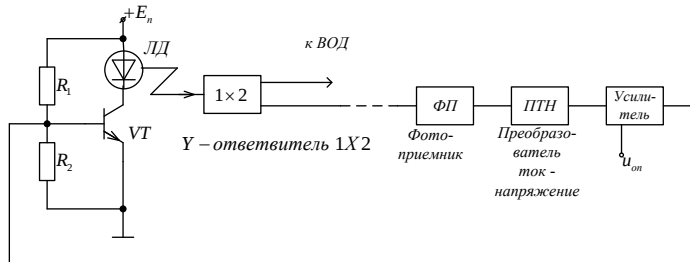


Рис. 6.21. Продолжение. Схемы стабилизации мощности ЛД с последовательным включением регулирующего элемента

Схема включения на рис. 6.21 отличается тем, что регулирующий транзистор включен последовательно с излучателем. Выходной сигнал усилителя, подаваемый на базу транзистора, изменяет сопротивление участка коллектор – эмиттер и тем самым изменяет ток накачки излучателя, что так же приводит к стабилизации излучения по цепи отрицательной обратной связи. Точность стабилизации излучения зависит от чувствительности фотоприемника, коэффициен-

та преобразования фототока в напряжение, а также коэффициента усиления разностного сигнала.

6.7 Фотоприемники волоконно-оптических устройств

6.7.1. Требования к фотоприемникам и их общая классификация

Фотоприемники (ФП) предназначены для преобразования оптического излучения с выхода волокна в пропорциональный электрический сигнал [7,17].

Основными требованиями к фотоприемникам являются:

- высокая чувствительность к оптическому излучению;
- малый порог чувствительности (минимальная детектируемая мощность);
- наличие высокой корреляции спектральных характеристик ФП, со спектральными характеристиками излучателя и световода;
- температурная и временная стабильность.

В качестве приемников излучения в настоящее время используются:

- вакуумные фотоэлементы (фотоумножители);
- элементы, основанные на внутреннем фотоэффекте: фоторезисторы, фотодиоды (ФД), фототранзисторы.

Вакуумные фотоэлементы (фотоумножители) обладают низкими собственными шумами, высокой температурной и временной стабильностью, высокой чувствительностью. Однако, из-за больших габаритных размеров, несовместимых с интегральной технологией, они не получили широкого применения в ВОУ.

Фоторезисторы (ФР) – самый простой тип фотоприемников, у которых под действием оптического сигнала изменяется внутреннее сопротивление. Поглощая кванты света, электроны в полупроводнике переходят из валентной зоны в зону проводимости, уменьшая или увеличивая сопротивление ФР. Для изготовления ФР применяют тонкопленочные фоточувствительные материалы (CdS , $CdSe$). Основным параметром ФР является: кратность сопротивления:

$$m = \frac{R_T}{R_c},$$

где R_T – темновое сопротивление, R_c световое сопротивление при освещенности 200 лк.

Величина m в нормальных условиях может достигать значения 1000. Однако при увеличении температуры кратность существенно снижается, что является источником дополнительной погрешности.

Инерционность фоторезисторов составляет единицы-десятки миллисекунд, что недостаточно для их применения в скоростных системах передачи оптической информации.

Фототранзисторы – транзисторы с открытой для оптического излучения базой. Если в классическом транзисторе избыточный заряд в базе создается за счет инжекции носителей в базу из эмиттерной области, то в фототранзисторе он создается за счет поглощения в базе квантов света. Фототранзисторы обладают большей чувствительностью к излучению и более низкой термостабильностью по сравнению с фотодиодами.

На практике наибольшее распространение получили фотодиоды на основе $p-n$, $p-i-n$ переходов, а также лавинные ФД.

6.7.2 Фотодиоды на основе фотогальванического эффекта

Фотодиоды – селективные фоточувствительные элементы, основанные на явлении фотогальванического эффекта в полупроводниковом $p-n$ переходе и предназначенные как для работы с внешним источником напряжения, так и без него.

Фотогальваническим эффектом называют разновидность внутреннего фотоэффекта в полупроводниках, при котором генерированные при поглощении квантов света неравновесные носители объемного заряда пространственно разделяются $p-n$ областями, называемую фото ЭДС [17].

Простейший фотодиод такого типа имеет вид, показанный на рис. 6.21.

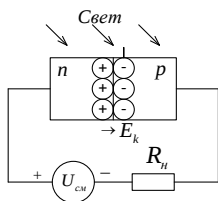


Рис. 6.21. Конструкция дрейфового фотодиода

В данной конструкции p - n переход смещают в обратном направлении. Как и в обычном диоде при подаче запирающего напряжения на p - n переход в зоне контакта p и n областей образуется обеднённый свободными носителями слой, ширина которого пропорциональна величине приложенного напряжения $U_{см}$. При воздействии света на обратно смещенный p - n переход возможно три случая поглощения фотонов, которые сопровождаются генерацией пары электрон-дырка:

- поглощение в обедненной зоне.
- поглощение вблизи p - n перехода.
- поглощение вдали от p - n перехода.

В первом случае пара возникает в зоне сильного электрического поля E_k , в результате чего происходит быстрое разделение пары и быстрый дрейф электронов в сторону n области и дырок – в сторону p области. В результате во внешней цепи наблюдается приращение тока по сравнению с током неосвещенного перехода.

Во втором и третьем случаях пара генерируется в p и n областях, где поле практически равно нулю. Поэтому движение дополнительно генерируемых носителей возможно главным образом за счет диффузии, а это процесс более медленный, чем дрейф. Кроме того, если пара возникла на расстоянии от перехода большем, чем диффузионная длина, то носители рекомбинируют, не доходя до перехода. Если же зона засветки расположена на расстоянии от перехода меньшем, чем диффузионная длина, то носители доходят до перехода и разделяются на нём, что также создает фототок.

Общий ток ФД, создаваемый неосновными носителями, складывается из фототока I_ϕ и темнового тока I_T , протекающего через фотодиод в отсутствие облучения при заданном внешнем напряжении $U_{см}$.

$$I_{\text{общ}} = I_{\phi} + I_T$$

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) фотодиода (за положительные направления принимаются: направление фототока; направление напряжения, запирающего р-п переход):

$$I_{\text{общ}} = I_{\phi} + I_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{eU_{\text{см}}}{KT}\right) \right]$$

Темновой ток равен

$$I_T = I_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{eU_D}{KT}\right) \right]$$

где e – заряд электрона; K – постоянная Больцмана, $K = 8,63 \cdot 10^{-5}$ [эВ/К], T – температура фоточувствительного элемента фотодиода [К], I_0 – обратный ток р-п перехода фотодиода, образованный неосновными носителями заряда в отсутствие внешнего напряжения и облучения:

$$I_0 = I_{0\infty} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{2KT}\right)$$

где $I_{0\infty}$ – условное значение обратного тока при очень большой температуре, когда ионизированы все собственные атомы полупроводника; ΔE – ширина запрещенной зоны собственного полупроводника.

С учетом последнего выражения получим:

$$I_T = I_{0\infty} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{2KT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{eU_{\text{см}}}{KT}\right) \right]$$

На практике $\exp\left(-\frac{eU_{\text{см}}}{KT}\right) \approx 0,4 \cdot 10^{-17} \ll 1$, поэтому можно считать, что величина и температурная характеристика темнового тока определяются величиной ширины запрещенной зоны собственного полупроводника ΔE :

$$I_T \approx I_{0\infty} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{2KT}\right)$$

Фоток I_{ϕ} определяется выражением

$$I_{\phi} = q \cdot \eta \cdot \Phi = S_f \Phi$$

где q - заряд электрона, η - квантовая эффективность, S_I - интегральная токовая чувствительность фотодиода; Φ - поток, падающий на чувствительную площадку.

Отметим, что в выражение фототока I_ϕ температура не входит, поэтому он практически не зависит от температуры. Это одно из важных достоинств фотодиода.

Графики вольт-амперных характеристик фотодиода, приведенные на рис. 6.22, показывают, что фотодиод - существенно нелинейный электрический элемент.

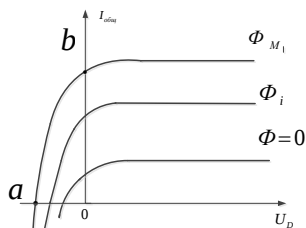


Рис.6.22. Графики вольт-амперных характеристик фотодиода

В зависимости от способа включения фотодиода и способа измерения фотосигналом может служить или фототок или напряжение фотосигнала.

Фототок фотодиода преобразуется в напряжение фотосигнала посредством включения в электрическую цепь сопротивления нагрузки R_H .

Применяют два способа (основных) включения фотодиода (6.22):

- фотодиодный режим (рис. 6.23,а);
- вентильный режим (рис. 6.23,б),

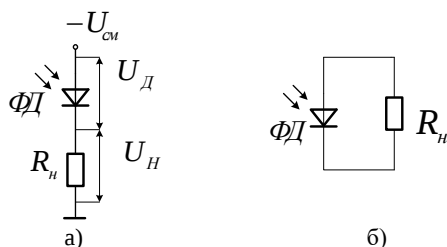


Рис. 6.23. Фотодиодный (а) и вентильный (б) режимы работы фотодиода.

Вентильный режим характеризуется отсутствием внешнего источника питания. В нём используется способность р-п перехода ФД генерировать фотосигналы – фототок или фото ЭДС.

В фотодиодном режиме внешнее напряжение $U_{см}$ прикладывается в запирающем направлении.

6.7.3 Работа фотодиода под нагрузкой

Для определения величины напряжения фотосигнала необходимо определить состояние электрической цепи с нелинейным электрическим элементом (фотодиодом) в темноте и при облучении, т.е. определить ток в цепи и падение напряжения на каждом из элементов. Разница падений напряжения на сопротивлении нагрузки в темноте и при облучении является искомым напряжением фотосигнала.

Для схемы фотодиодного режима (рис. 6.23,а) на основании законов Кирхгофа можно записать два равенства, связывающие параметры состояния электрической цепи:

$$\begin{aligned} I_D &= I_H \\ U_D + U_H &= U_{см} \end{aligned}$$

где I_D , I_H – токи, протекающие через фотодиод и сопротивление нагрузки, U_D , U_H – падение напряжения на фотодиоде и сопротивлении нагрузки, $U_{см}$ – напряжение питания цепи включения (заданная величина).

Поделим обе части последнего равенства на величину сопротивления нагрузки R_H .

$$\frac{U_D}{R_H} + \frac{U_H}{R_H} = \frac{U_{см}}{R_H}$$

Полученная зависимость

$$I_H = \frac{U_{см}}{R_H} - \frac{U_D}{R_H}$$

представляет собой уравнение прямой линии (нагрузочной прямой). Для ее графического построения рассмотрим точки на рис. 6.24:

точка a $U_D = U_{см}$, $I_H = 0$;

точка b $U_D = 0, I_H = \frac{U_{cm}}{R_H}$.

Точка 1 соответствует протеканию темнового тока при $P = 0$. Точка 2 соответствует границе активного режима и режима насыщения при $P = P_{max}$. Точка a соответствует режиму отсечки, при котором внутренне сопротивление ФД много больше R_H и ток в нагрузке равен нулю. Точка b соответствует режиму короткого замыкания, при котором через R_H протекает максимальный ток. При смещении рабочей точки из положения 1 в положение 2 изменение напряжения на нагрузке будет равно

$$U_H = U_{cm} - (U_{cm} - U_T) - U_{HAC} = U_T - U_{HAC}$$

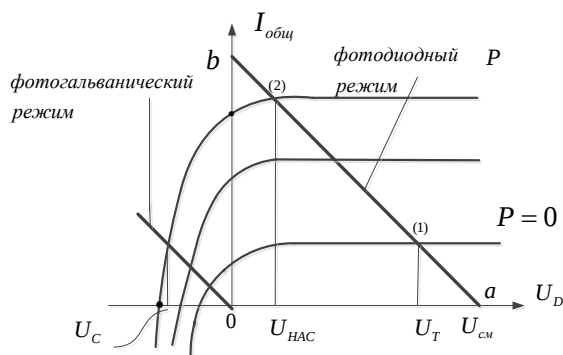


Рис.6.24. Нагрузочные прямые в фотодиодном и вентильном режимах

Для схемы с вентильным режимом работы ($U_{cm} = 0$) уравнение нагрузочной прямой в этом случае имеет вид:

$$I_H = \frac{U_D}{R_H}.$$

Крутизна нагрузочной прямой в этом случае равна $\frac{1}{R_H}$. В общем случае для этого режима $U_H = U_D$. В режиме холостого хода ($R_H \rightarrow \infty$) напряжение фотосигнала $U_c = U_H$. Если пренебречь влиянием внутреннего сопротивления областей полупроводника между

p-n переходом и электрическими контактами, то при $R_H = 0$ (режим короткого замыкания) ток во внешней цепи равен фототоку p-n перехода.

Рассмотренные методы анализа нагрузочного режима позволяют выбрать величину оптимальной нагрузки при заданной амплитуде выходного сигнала, мощности принимаемого излучения, температурной зависимости темнового тока.

Способность фотодиода преобразовывать оптическое излучение в электрический сигнал принято описывать его интегральной токовой чувствительностью; именно эта величина указывается в паспортных данных фотодиода:

$$S_i = I_\phi / \Phi$$

Цепь включения ФД характеризуют также интегральной вольтовой чувствительностью:

$$S_v = \frac{V_c}{\Phi}$$

6.7.4 Сравнительный анализ режимов работы фотодиода

Сравнивая фотосигналы и вольтовые чувствительности фотодиода в двух режимах его работы, можно отметить следующее. В вентильном режиме ($U_{cm} = 0$) величина напряжения фотосигнала U_c не превышает величины фото ЭДС, обычно составляющей сотые и десятые доли вольта. В фотодиодном режиме (U_{cm} – несколько десятков вольт) параметры схемы включения могут быть выбраны так, что при том же облучении U_c может приближаться по величине к U_{cm} т.е. вольтовая чувствительность фотодиодной схемы включения может быть в сотни раз больше, чем вентильной.

Преимуществами фотодиодного режима являются:

- большая вольтовая чувствительность;
- высокая линейность зависимости $U_H(P)$;
- малая инерционность; высокое напряжение способствует более быстрому дрейфу фотоносителей к p-n переходу.

Преимущество вентильного режима состоят в:

- отсутствии внешнего источника питания;

- меньшем уровне шумов и отсутствии темнового тока; в режиме короткого замыкания фототок пропорционален падающему лучистому потоку и практически не зависит от температуры.

Зависимость чувствительности от длины волны характеризует спектральная чувствительность S_ϕ фотоприемников, которые могут выполняться на основе либо Ge, либо Si (рис. 6.25).

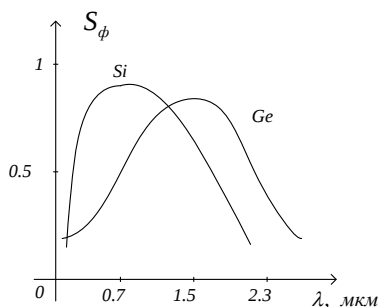


Рис. 6.25. Спектральная чувствительность фотодиодов

Из рис. 6.25 видно, что кремниевые фотодиоды наиболее эффективны в видимой и ближней инфракрасной областях спектра. Германиевые фотодиоды лучше применять при длине волны λ более 1.5 мкм.

Важной характеристикой фотодиода является постоянная времени τ . Постоянная времени характеризует быстродействие фотодиода и зависит от длины волны, ширины запрещенной зоны и механизма передвижения носителей — дрейфа или диффузии.

В современных фотодиодах легко реализуется $\tau = 10^{-7} \dots 10^{-9}$ с. Полоса частот модуляции оптического сигнала при этом равна:

$$\Delta f = 0.4 / \tau.$$

6.7.5 Фотодиоды с $p-i-n$ структурой

Конструкция ФД с $p-i-n$ структурой приведена на рис. 6.26. Особенность конструкции заключается в наличии между p и n областями слаболегированного слоя i с собственной проводимостью.

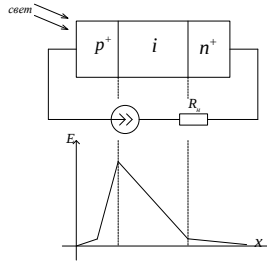


Рис. 6.26. Конструкция ФД с $p-i-n$ структурой: p^+ и n^+ – сильно легированные области, i – слой с собственной проводимостью.

При подаче обратного смещения i -слой обедняется свободными носителями и его сопротивление возрастает. При этом p^+ -слой выполняется очень тонким, порядка диффузионной длины $l_{\text{диф}}$ и оптически прозрачным, а $p-i$ переход располагается у самой поверхности кристалла.

Постоянная времени такого диода определяется скоростью дрейфа носителей через i -область, под действием высокого градиента электрического поля в i -области.

В этом фотодиоде практически отсутствует диффузионная составляющая тока, а основным способом переноса заряда является дрейф.

Постоянная времени $p-i-n$ диода составляет: $\tau = 10^{-8} \dots 10^{-9} \text{ с}$, а чувствительность близка к теретическому пределу и составляет: $0.5 \dots 1 \frac{\text{А}}{\text{Вт}}$.

6.7.6 Лавинные фотодиоды (ЛФД)

В сильном электрическом поле энергия носителей зарядов (электронов), может превысить порог ионизации вещества. В результате столкновения электронов с кристаллической решеткой генерируется пара – электрон-дырка. Если эти носители приобретают энергию и ускоряются до величины, равной порогу ионизации, то они создают другие носители и т.д. Возникает лавинный процесс, в результате которого проводимость диода резко возрастает. В иде-

альном случае каждый первичный электрон создавал бы M вторичных электронов. Однако процесс образования лавины носит вероятностный и величина M является случайной величиной. Случайные флуктуации числа M служат источниками дополнительных шумов.

Различают два режима проводимости ЛФД.

1. Режим проводимости с лавинным умножением.

Это такая проводимость, когда число ионизаций ограничено и режим не самоподдерживающийся. Если напряжение пробоя диода обозначить U_{np} , то можно записать:

$$1 - \frac{1}{M} = \left(\frac{U_{см}}{U_{np}} \right)^n,$$

где: $U_{см}$ – смещение на диоде, n – показатель степени, зависящий от материала.

Решив последнее уравнение относительно M , получим:

$$M = \left[1 - \left(\frac{U_{см}}{U_{np}} \right)^n \right]^{-1},$$

Чем ближе $U_{см}$ к U_{np} , тем больше коэффициент M , а следовательно, и чувствительность к оптическому сигналу.

2. Режим лавинного нарастания.

Число M теоретически может стремиться к бесконечности. Лавинный процесс в этом случае является самоподдерживающимся. Нарастание тока ограничивается лишь величиной объемного заряда, при которой наступает электрический пробой и выход из строя либо отдельных частей прибора, либо прибора в целом.

Чувствительность лавинного фотодиода в M раз больше, чем у р-і-п структуры ($M = 1...100$), но одновременно с этим увеличиваются шумы и температурная нестабильности диода.

6.7.7 Схемы включения фотодиодов

Схема включения ФД может быть реализована либо с использованием внешнего источника смещения и операционного усилителя напряжения (рис. 6.27,а), либо без смещения с использованием трансимпедансного усилителя (рис. 6.27,б):

В первом случае схема обладает высокой чувствительностью, но недостаточной температурной стабильностью. Это связано с тем, что одновременно с полезной составляющей усиливается и темновой ток, величина которого сильно зависит от температуры.

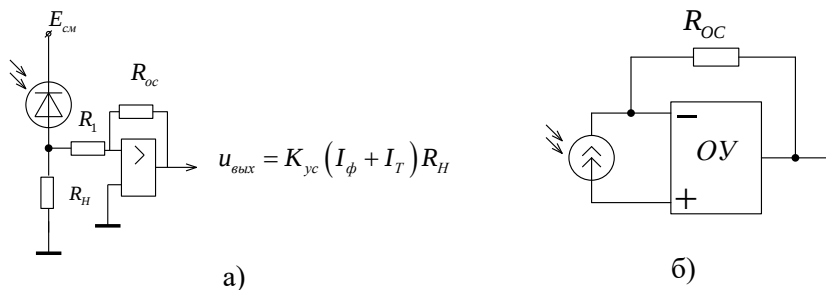


Рис. 6.27. Схемы включения фотодиодов

Сигнал на выходе усилителя можно записать в виде

$$U_{\text{вых}} = k_{\text{ус}} (I_{\phi} + I_T)$$

Во втором случае фотодиод работает в режиме генератора тока. Сигнал на выходе усилителя тока равен

$$U_{\text{вых}} = i_{\phi} R_{\text{ок}}$$

Достоинство такой схемы состоит в том, что фотодиод работает на коротко замкнутую цепь с $R_{\text{вх}} = R_{\text{ок}} / K_{\text{ус}}$ ($K_{\text{ус}}$ – коэффициент усилителя с разомкнутой обратной связью). При $K_{\text{ус}} = 40000 \dots 50000$ входное сопротивление усилителя тока близко нулю ($R_{\text{вх}} \leq 10 \text{ Ом}$), следовательно, постоянная времени мала, что позволяет обеспечить высокое быстродействие за счет исключения влияния емкости фотодиода.

Кроме того, в схеме без внешнего смещения принципиально отсутствует темновой ток, что позволяет добиться высокой температурной стабильности. Линейность выходного сигнала не хуже 2%.

7. ПАССИВНЫЕ КОМПОНЕНТЫ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ

В состав комплекса технических средств, необходимых для передачи оптического сигнала от излучателя к приемнику входят: оптические кабели (ОК), оптические разъемные соединители (ОРС), оптические разветвители (ОР), оптические изоляторы, устройства спектрального объединения или разъединения каналов и др. [3, 16].

7.1 Оптические кабели и разъемы

Основными элементами конструкции *оптических кабелей* являются:

- один или несколько оптических модулей, т.е. оптических волокон с нанесенными на них защитными покрытиями;
- силовые армирующие элементы;
- демпфирующие слои;
- аружные покрытия.

Силовые элементы предназначены для защиты элементов оптических кабелей от сверхдопустимых продольных нагрузок при растяжении или изгибе. В качестве силовых элементов используются стальная проволока или синтетические волокна типа кевлар (Kevlar).

Демпфирующие слои изготавливаются из мягких полимеров, бумаги или синтетической ваты. Они предназначены для защиты оптических модулей от внешних механических воздействий и одновременно с этим предоставляют им относительную свободу перемещения в кабеле при его деформации. Демпфирующие слои должны обладать достаточным внутренним трением для того, чтобы гасить вибрационные и ударные нагрузки. Пример конструктивного исполнения многожильного оптического кабеля приведен на рис. 7.1 [4].

Разъемные оптические соединители (РОС) предназначены для соединения световодов друг с другом и бывают следующих типов:

- источник излучения – волоконный световод
- волоконный световод – волоконный световод
- волоконный световод – фотоприемник

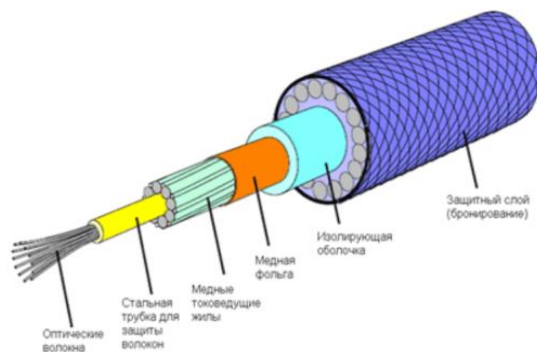


Рис. 7.1. Конструкция многожильного оптического кабеля

Соединители типа волоконный световод – волоконный световод основаны на соединении световодов встык или через фокусирующие и коллимирующие микрооптические согласующие элементы (градиентные или сферические линзы). Основной проблемой при создании такого типа соединителей является минимизация энергетических потерь, а также обеспечение стабильности энергопотерь при многократных перестыковках.

При создании оптических разъемов, как правило, учитывают также следующие виды потерь (рис. 7.2):

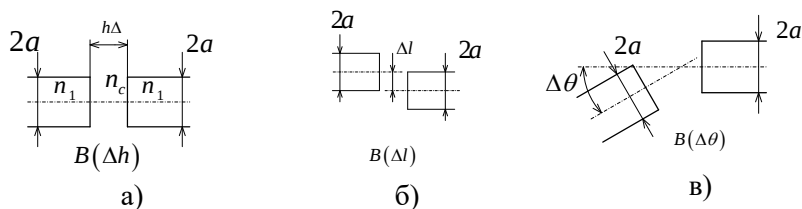


Рис. 7.2. Основные факторы энергетических потерь в оптических разъемах:
а – осевой сдвиг, б – боковой сдвиг, в – угловой сдвиг световодов

Формулы для расчета приведенных на рисунке 7.2 энергопотерь при использовании многомодовых ВС имеют вид [7,9]:

$$B(h) \cong 2.46 \cdot \frac{\Delta h}{d} \sqrt{2\Delta}$$

$$B(l) = -10 \cdot \lg \left(1 - \frac{2 \cdot \Delta l}{\pi \cdot d} \right)$$

$$B(\theta) = -10 \cdot \lg \left(1 - \frac{2 \cdot \Delta \theta}{\pi \cdot \sqrt{2 \cdot \Delta}} \right)$$

Из приведённых формул видно, что потери равны нулю допуски $\Delta h = \Delta l = \Delta \theta = 0$. Однако при уменьшении технологических допусков увеличивается стоимость изготовления разъема. В связи с этим в [8] получены расчетная формула, позволяющая выбирать значения допусков, исходя из допустимых потерь в одном или нескольких последовательно включенных разъёмов при минимальной стоимости их изготовления:

$$\Delta x_{iOPT} \leq \frac{B_{\partial on}}{\sqrt{a_i} \cdot \left(\sum_{i=1}^n \sqrt{a_i} \right)}, \quad \Delta x_{iOPT} = \{ \Delta h_{iOPT}, \Delta l_{iOPT}, \Delta \theta_{iOPT} \}$$

где $a_i = \frac{\partial B_{\Sigma}}{\partial \Delta x_i}$ - коэффициент влияния i -го фактора на суммарные энергопотери, $B_{\Sigma} = B(h) + B(l) + B(\theta)$.

Пример. Пусть в каждом оптическом канале ВОУ содержится n одинаковых последовательно включенных РОС. Доминирующими источниками энергетических потерь в них являются осевое смещение Δh , радиальное смещение Δl , угловое смещение $\Delta \theta$ осей световодов. Тогда для случая последовательного соединения n разъёмов:

$$B_{\Sigma} = n \cdot (B(\Delta h) + B(\Delta l) + B(\Delta \theta)).$$

Пусть $n = 3$, допустимое значение суммарных энергопотерь для трех разъёмов $B_{\partial on \Sigma} = 1 \text{ дБ}$, причем, $B(h) = B(l) = B(\theta) = \frac{B_{\partial on \Sigma}}{3}$. Тогда применяя формулу, полагая что $a_i = a_h$, получим

$$\Delta h_{OPT} \leq \frac{B_{\partial on}}{\sqrt{a_h} \cdot \left(\sum_{i=1}^n \sqrt{a_h} \right)} = \frac{B(h)}{3a_h}$$

Аналогично:

$$\Delta l_{\text{опт}} = \frac{B(l)}{3a_l}, \Delta \theta_{\text{опт}} = \frac{B(\theta)}{3a_\theta}.$$

Вычислим значения $\Delta h_{\text{опт}}$, $\Delta l_{\text{опт}}$, $\Delta \theta_{\text{опт}}$, если диаметр волокна $d = 50 \text{ мкм}$, а относительный показатель преломления $\Delta = 0,01$. Результаты вычислений представлены в таблице 3.

Таким образом, используя вышеприведенную методику расчета, можно определить оптимальные конструктивные параметры оптической схемы РОС, при которых уровень потерь не превышает допустимого.

Для уменьшения всех указанных потерь при конструировании всех оптических разъемов типа волоконный световод – волоконный световод используют два метода.

Таблица 3. Результаты вычислений значений $\Delta h_{\text{опт}}$, $\Delta l_{\text{опт}}$, $\Delta \theta_{\text{опт}}$

Энергетические потери, вносимые i-ым фактором	Коэффициент влияния i-ого фактора, a_i	Оптимальное значение i-ого параметра, $\Delta x_{i \text{ опт}}$
$B(\Delta h) \cong 2,46 \cdot \frac{\Delta h}{d} \sqrt{2\Delta}$	0,0049	22,7 мкм
$B(\Delta l) = -10 \cdot \lg \left(1 - \frac{2 \cdot \Delta l}{\pi \cdot d} \right)$	0,055	2 мкм
$B(\Delta \theta) = -10 \cdot \lg \left(1 - \frac{2 \cdot \Delta \theta}{\pi \cdot \sqrt{2 \cdot \Delta}} \right)$	19,6	0,0057 рад

1. Метод калиброванной втулки (рис. 7.3). Защищенный от защитных слоев ВС клеивают эпоксидным клеем в кварцевый капилляр, внутренний диаметр которого на несколько микрометров больше диаметра световода (рис. 7.3,а). После этого капилляр клеивают в металлический наконечник, а свободный конец световода на выходе из наконечника фиксируют герметиком. Затем боковую поверхность собранного наконечника обрабатывают на юстировочном станке. В результате юстировки добиваются совмещения геометрического центра боковой поверхности наконечника с осью световода.

Соединение наконечников передающего и приемного световодов осуществляется в калиброванной втулке, диаметр которой выполнен с небольшим положительным допуском относительно диаметра наконечников.

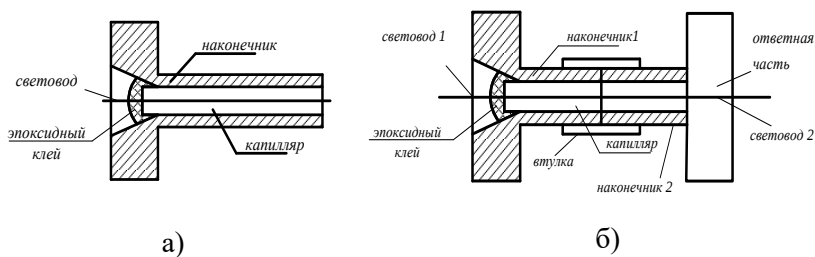


Рис. 7.3. Конструкция наконечника (а) и способ построения разъема с использованием калиброванной втулки (б)

Энергетические потери при реализации этого метода составляют 1...1,5 дБ.

2. Метод V- канавок (рис.7.4).
- 3.

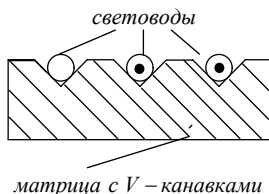
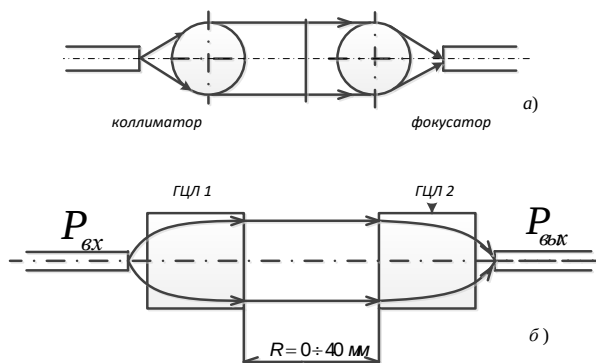


Рис. 7.4. Принцип построения оптического разъема с использованием метода V- канавок

В этом случае световоды вклеиваются в продольные канавки V-образной формы, выполненные на жестком основании (матрице). После высыхания матрицу со световодами разрезают алмазной фрезой на две части, которые укрепляют в корпусе оптического разъема. Соосность световодов в разъеме контролируется по максимуму выходных сигналов с выхода каждого из световодов при подключении их к одному и тому же излучателю. Контроль сигналов в процессе сборки осуществляется с помощью оптического тестера (измерителя оптической мощности.)

Для построения разъемных оптических соединителей используются также сферические и градиентные цилиндрические линзы (рис.7.5).



Сферические линзы имеют диаметр 150...200 мкм. Диаметр фокального пятна сферической линзы составляет 5...12 мкм, что позволяет создавать одномодовые и многомодовые соединители с оптическими потерями 0.5...2 дБ.

Аналогичную роль выполняют градиентные цилиндрические линзы. Диаметр фокального пятна ГЦЛ составляет единицы микрометров. Для ряда применений большим достоинством является то, что фокус ГЦЛ расположен на жесткой и плоской поверхности, к которой можно непосредственно крепить световод. Зависимость оптических потерь от зазора R определяется расстоянием R , диаметром ГЦЛ и ее апертурой Θ . Вносимые потери можно рассчитать следующим образом:

$$\eta_R = -10 \cdot \lg \left(\frac{r}{r + \Theta \cdot R} \right)^2,$$

где: r – радиус ГЦЛ.

К числу основных факторов энергетических относится также *френелевское отражение* от торца приемного световода:

$$B_{\phi p} = -10 \cdot \lg \frac{4 \cdot n_1 \cdot n_c}{(n_1 + n_c)^2},$$

где: n_1 – показатель преломления сердцевины, n_c – показатель преломления среды (для воздуха $n_c = 1$).

Для уменьшения $B_{\phi p}$ необходимо, чтобы $n_c = n_1$. С этой целью зазоры между торцами заполняют иммерсионными средами, для которых: $n_c = n_{\text{кварца}} = 1.46$ (глицерин, эпоксидные смолы).

7.2 Неразъемные оптические соединения

Неразъемные оптические соединения получают путем соединения световодов в капилляре или электродуговой сваркой

При первом методе волокна с помощью специального монтажного инструмента освобождают от защитных покрытий, затем накладывают световод на цилиндрическую оправку и с помощью специального резца делают надрез и последующий скол (рис.7.6).

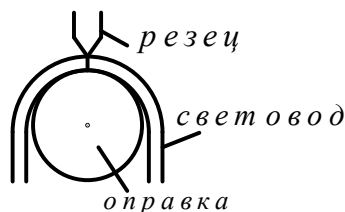


Рис.7.6. Схема получения скола световода на оправке

Качество скола выше, чем у полированной поверхности. После этого волокна соединяют между собой внутри кварцевого капилляра, внутренний диаметр которого на несколько микрометров больше диаметра соединяемых волокон. Перед этим волокна помещают в эпоксидную смолу. Потери при таком соединении примерно равны 0.2 дБ. Для придания механической прочности конструкция укрепляется на металлической армирующей подложке и покрывается термоусадочной трубкой, защищающей стык от воздействия влаги (рис.7.7).

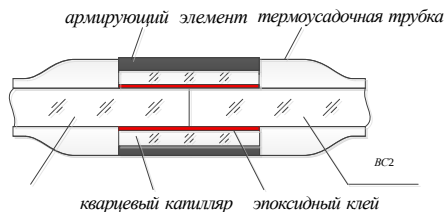


Рис.7.7. Соединение световодов в капилляре

Дуговая сварка состоит из нескольких операций, показанных на рисунке 7.8.

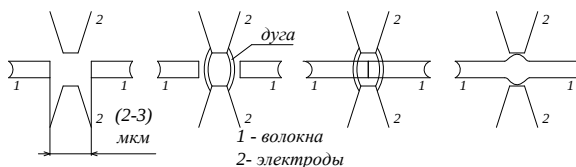


Рис.7.8. Схема получения сварного соединения

На первом этапе с помощью микрометрических винтов сварочной установки добиваются соосности соединяемых волокон с погрешностью не более $1...2 \text{ мкм}$. Торцы при этом располагают на расстоянии $2 - 3 \text{ мкм}$. После этого соединяемые концы оплавливают и плотно прижимают друг к другу, что препятствует возникновению так называемой горловины в месте сварки. Потери в сварном соединении примерно равны 0.2 дБ . Однако после сварки прочность световода уменьшается примерно на 30% в результате термического удара, поэтому место сварки соединяют между собой по типу неразъемных оптических соединений, с использованием металлических или керамических подложек.

7.3 Волоконно-оптические делители оптических сигналов

Оптические делители оптических сигналов (разветaitели и ответвители) предназначены для распределения сигналов по нескольким каналам или объединения сигналов с нескольких каналов в

один. В электронике аналогом этим действиям являются операции мультиплексирования и демультиплексирования.

Оптические разветвители предназначены для равномерного распределения оптической мощности, поступающей на их входной полюс, между выходными полюсами $1 \times n$ (рис.7.9).

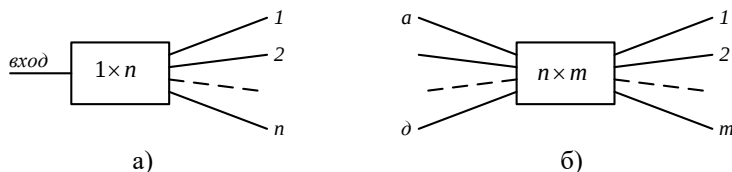


Рис. 7.9. Схемы оптических разветвителей:
а – разветвитель $1 \times n$, б – разветвитель $n \times m$

Оптические разветвители характеризуются коэффициентами передачи между каналами:

$$\eta_{ik} = \frac{P_k}{P_i}$$

где: P_i – мощность в i -том входном оптическом канале, P_k – мощность в k -том выходном оптическом канале. Общие вносимые потери:

$$B_{\Sigma} = -10 \cdot \lg \sum \frac{P_k}{P_i}.$$

Для разветвителей типа $1 \times n$ индекс $k = 1$.

Оптический *ответвитель* отличается от *разветвителя* тем, что мощность распределяется между входными полюсами неравномерно (рис.7.10). Ответвители выполняются в следующей конфигурации: от 1×2 до 1×32 .

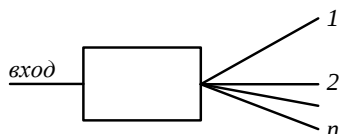


Рис.7.10. Схема оптического ответвителя $1 \times n$

При этом меньшая часть мощности идет в каналы ответвления 2...n, а большая часть остается в магистральном канале 1. На сегодняшний день существуют две основные технологии изготовления делителей оптического сигнала и соответственно два типа оптических делителей: планарные оптические разделители (английский термин Planar Lightwave Circuit splitter, PLC splitter) и сплавные оптические разделители (английский термин Fused Biconic Taper splitter, FBT splitter)

Планарные сплиттеры производятся методом химического осаждения оптического материала на кремниевой поверхности в несколько слоев с вытравливанием на одной из стадии через маску планарного световода требуемой конфигурации и оптической плотности. Планарный световод находится между пластинами оптического материала и играет роль сердцевины – по нему передается оптическая мощность. Фактически создается кристалл или микросхема, состоящая из кремневой пластины и оптических материалов, обеспечивающая равномерное разделение оптической мощности по схеме 1×2, то есть создается Y-образный оптический разветвитель. Разветвление оптического сигнала по схеме больше чем один к двум с использованием планарных сплиттеров осуществляется при помощи каскадной схемы (рис. 7.11).

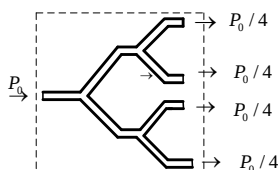


Рис.7.11. Схема планарного разветвителя 1x4

Сплавные оптические разветвители изготавливаются методом сплавления оптических волокон. При сплавлении двух волокон образуется два конуса (при вводе и выводе), поэтому сплавные оптические разветвители получили название биконических разветвителей. Технология создания сплавных разветвителей состоит из следующих этапов:

- снятие защитного буфера, очистка и шлифовка оптических волокон;
- обеспечение контакта боковых поверхностей световодов и фиксация оптических волокон в специальном устройстве, который будет вытягивать волокна;

- нагрев и одновременное вытягивание световодов с подачей оптической мощности на вход сплиттера и контролем оптической мощности на выходах.

На рис.7.12 показаны основные операции при изготовлении сплавного разветвителя [23].

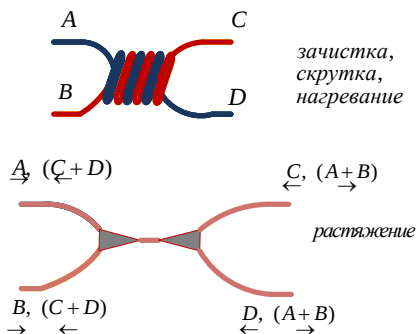


Рис.7.12. Основные операции при изготовлении сплавного разветвителя

При сплавлении двух волокон образуется х-образный оптический разветвитель 2×2 , из которого можно сделать Y-образный разветвитель 1×2 , удалив один из световодов.

7.4 Волоконно-оптические переключатели

Предназначены для переключения каналов между собой и подключения их к общему световодному тракту.

Основные требования к переключателям:

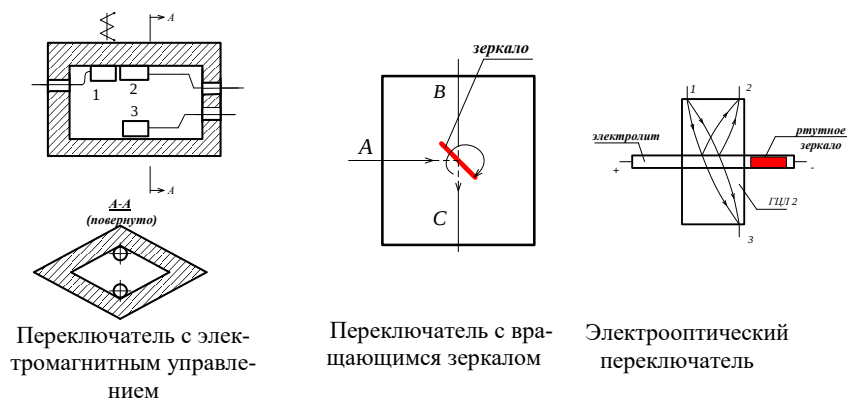
1. Минимальные перекрестные потери.
2. Малые оптические потери (сквозные).
3. Высокое быстродействие.

Для построения переключателей используются разнообразные конструкции, приведенные в таблице 1.

Для построения оптических переключателей могут использоваться также более быстродействующие эффекты, такие как дифракционный акустический эффект: дифракция оптических волн на акустической волне и магнитооптический эффект Фарадея, связанный с вращением плоскости поляризации в магнитооптических кристаллах под действием продольного магнитного поля.

В схеме с электромагнитным управлением левый верхний световод жестко связан подвижным якорем электромагнита. При отсутствии напряжения на обмотке управления световод 1 находится в верхнем положении. В этом случае осуществляется оптическая связь между световодами 1 и 2. При подаче напряжения на обмотку электромагнита якорь перемещает связанный с ним световод 1 из верхнего положения в нижнее, что приводит к установлению оптической связи между световодами 1 и 3. Частота переключения такого устройства составляет единицы-десятки герц.

Таблица 4. Конструкции оптических переключателей



В схеме переключателя с вращающимся зеркалом связь между световодами А и С возникает, когда угол наклона зеркала относительно оси световода равен 45° . Если угол равен минус 45° , то возникает связь между световодами А и В. Скорость переключения в этом устройстве определяется частотой вращения зеркала и может достигать нескольких кГц.

В электрооптическом переключателе ртутная капля, расположенная в капилляре между двумя ГЦЛ, перемещается под действием электрического поля, создаваемым внешним источником напряжения. Если зеркало находится в зазоре между ГЦЛ1 и ГЦЛ2, то осуществляется оптическая связь между полюсами 1 и 2. Если капля находится вне ГЦЛ, осуществляется связь между полюсами 1 и 3.

8. ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ

8.1 Волоконно-оптические модуляторы излучения (ВОМ)

ВОМ – устройство, содержащее участок волоконного световода и элемент, который осуществляет воздействие на этот световод с целью управления параметрами излучения, которое распространяется по волокну. К таким параметрам относятся: интенсивность излучения, длина волны, фаза, состояние поляризации и ряд других.

Модуляторы могут строиться по различным схемам с внутренней и внешней модуляцией (рис. 8.1). В схеме с внутренней модуляцией (рис. 8.1,а) световод не разрывается механически в пределах зоны модуляции или внутри модулятора. Внешняя модуляция осуществляется в разрыве между двумя или одним и тем же световодом (рис. 8.1,б).

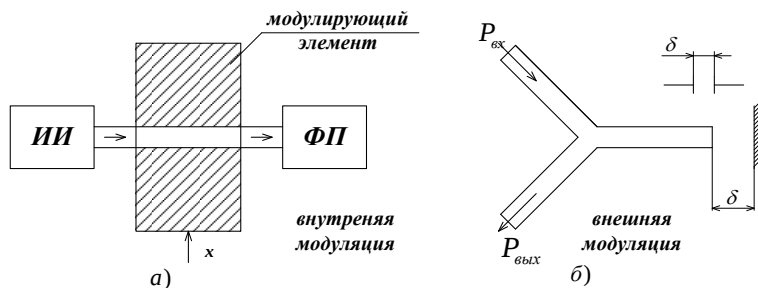


Рис. 8.1. Схемы оптических модуляторов

ВОМ является основой волоконно-оптических функциональных элементов (датчиков, цифровых логических элементов, оптических ЦАП и др.), в которых изменение информативного параметра путем последовательного выполнения энерго-информационных преобразований трансформируется в изменение характеристик излучения, проходящего через световод.

Наибольшее распространение при построении функциональных волоконно-оптических устройств получили следующие виды модуляции.

1. **Модуляция интенсивности** излучения, которая связана с изменением энергетических потерь вследствие механических воздействий на световод (микроизгибы; осевое, угловое, боковое рассогласование; введение в оптический тракт шторок и зеркал). Такой вид модуляции может быть реализован по схеме с внешней и внутренней модуляцией.

Один из вариантов реализации внутренней модуляции имеет вид (рис.8.2).

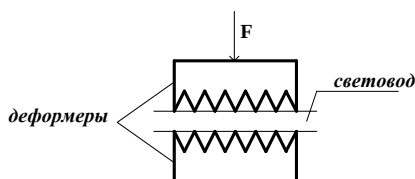


Рис. 8.2. Схема внешней модуляции интенсивности за счет силового воздействия

Под действием внешней силы F в зоне механических напряжений изменяется показатель преломления, что приводит к увеличению энергетических потерь, пропорциональному приложенной силе.

2. **Фазовая модуляция** – набег фазы оптического излучения, прошедшего материальную среду. Изменение фазы при этом определяется выражением:

$$\varphi = \frac{2\pi \cdot n}{\lambda} L,$$

где: n – показатель преломления, L – геометрическая длина оптического пути, λ – длина волны.

Отсюда следует, что модуляция фазы может быть достигнута за счет модуляции n или L :

$$\varphi = f(n, L) \Rightarrow \Delta\varphi = \frac{\partial f}{\partial n} \Delta n + \frac{\partial f}{\partial L} \Delta L = \frac{2\pi}{\lambda} (L \cdot \Delta n + n \cdot \Delta L).$$

3. Модуляция состояния поляризации.

Её можно рассматривать как модуляцию разности фаз $\delta\varphi$ ортогонально поляризованных компонент излучения:

$$\delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot L \cdot \delta n,$$

где: δn – разность показателей преломления для ортогонально поляризованных компонент поля.

Изменение состояния поляризации характеризуется:

$$\Delta\delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (\delta\varphi \cdot \Delta L + L \cdot \Delta\delta n)$$

Из приведенных соотношений видно, что изменение одного и того же параметра волоконного световода, например длины L , может привести к различным видам модуляции: фазовой и состояния поляризации одновременно. Кроме того, один и тот же параметр ВС может изменяться под действием самых разных внешних факторов.

Для регистрации модулированных сигналов используется ряд физических эффектов.

Фотоупругий эффект, связанный с изменением оптической индикатрисы (эллипсоида показателя преломления) под действием механической деформации (рис. 8.3). Например, глубина фазовой модуляции под действием механической деформации изотропной среды определяется:

$$\eta = \sin^2 \left[\frac{\pi}{2\lambda} \cdot L \cdot n_0^3 (P_{11} - P_{12}) \cdot \xi \right],$$

где: P_{11} , P_{12} – электрооптические коэффициенты, зависящие от свойств материала и направления приложения силы, ξ – величина механической деформации.

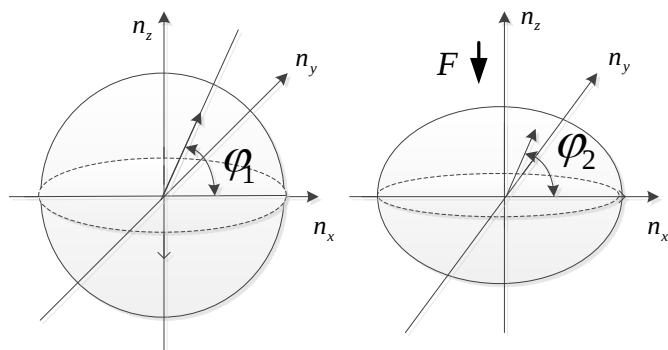


Рис. 8.3. Деформация эллипсоида показателя преломления под действием механической деформации

Электрооптический эффект, заключается в изменении показателя преломления под действием электрического поля. В модуляторах наибольшее распространение получил квадратический эффект Керра:

$$\delta n = B_k \cdot \lambda \cdot E^2,$$

где: B_k – постоянная Керра, λ – длина волны, E – напряженность электрического поля.

Магнитооптический эффект. На практике используется только эффект Фарадея, который заключается во вращении вектора поляризации в среде, помещенной в продольное магнитное поле. Угол поворота плоскости поляризации равен

$$\Theta = V \cdot B \cdot d,$$

где V – постоянная Верде, зависящая от материала, $[V] = [\text{рад} / \text{Тл} \cdot \text{м}]$, B – индукция магнитного поля, d – длина оптического пути.

Постоянная Верде, – величина, характеризующая магнитное вращение плоскости поляризации в веществе. Ее значение зависит от свойств вещества, длины волны и монохроматичности излучения

Для создания модуляторов используют, как правило, одномодовые волокна, т.к. в многомодовых световодах изменение характеристик световода приводит к различному отклику каждой моды, что вызывает сложное изменение параметров проходящего по волокну излучения.

8.2 Оптические изоляторы и вентили

Являются аналогами полупроводниковых приборов с односторонней проводимостью, например, диодов. Применяются для стабилизации работы лазеров за счет понижения уровня оптических сигналов, которые отражаются от торца световода и возвращаются обратно в резонатор. Это приводит к изменению спектра и увеличению шумов лазерных диодов. Оптические вентили обеспечивают развязку излучателя с оптической нагрузкой. Принцип действия большинства оптических вентилях основан на *невзаимном* повороте плоскости поляризации в ячейке Фарадея, который заключается во вращении плоскости поляризации в продольном магнитном поле. При распространении луча в прямом направлении плоскость поляриза-

ции поворачивается по часовой стрелке, а при движении в обратном направлении – против часовой стрелки.

Угол поворота плоскости поляризации Θ определяется выражением:

$$\Theta = V \cdot B \cdot d ,$$

где V – постоянная Верде, B – продольная составляющая магнитного поля, d – длина пути света в веществе (длина ячейки Фарадея).

При движении света в прямом направлении, полезный сигнал, проходя через поляризатор Π_1 , преобразуется в линейно поляризованное излучение вдоль вертикальной оси (рис. 8.4). Далее, проходя через ячейку Фарадея, плоскость поляризации излучения поворачивается на 45° . Это излучение беспрепятственно проходит через поляризатор Π_2 до зеркала. Отраженный луч также беспрепятственно проходит через поляризатор Π_2 и попадает в

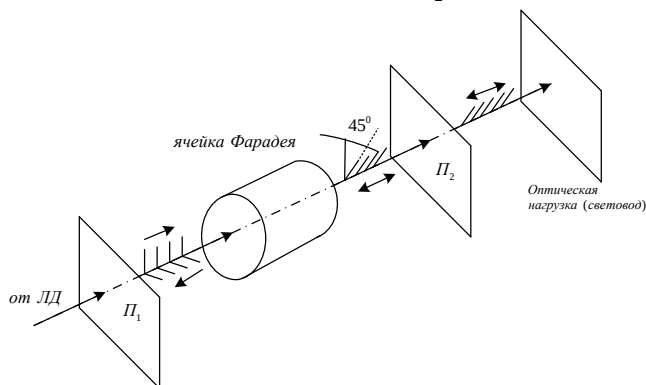


Рис. 8.4. Схема оптического изолятора

ячейку Фарадея, в которой происходит доворот плоскости поляризации ещё на 45° . В результате суммарный угол поворота плоскости поляризации для отраженного луча на входе в Π_1 равен 90° . Интенсивность луча на выходе поляризатора равна

$$I = I_0 \cos^2 \varphi ,$$

где φ – угол между плоскостями поляризации луча и поляризатора.

Поэтому коэффициент пропускания для отраженного луча равен 0, в результате чего осуществляется развязка источника излучения и оптической нагрузки (зеркала).

8.3 Оптические усилители

Оптические усилители предназначены для усиления оптических сигналов на одной или нескольких частотах. Существует несколько типов оптических усилителей:

Усилитель Фабри – Перо. Представляет собой плоский резонатор с зеркальными полупрозрачными стенками. Отличается от лазерного диода тем, что накачка происходит не током, а усиливаемым сигналом. Коэффициент усиления по мощности составляет 25 дБ в очень узком (~ 1.5 ГГц), но широко перестраиваемом (800 ГГц) диапазоне частот. Эти усилители идеально подходят для работы в качестве спектральных демультиплексоров, т.к. они всегда могут быть перестроены на пропускание только одной длины волны входного широкополосного сигнала.

Усилители на волокне, использующие Бриллюэновское рассеяние. Стимулирующее Бриллюэновское рассеяние с участием акустических фононов-квазичастиц – нелинейный оптический эффект, возникающий в кварцевом волокне, когда энергия волны на частоте f_1 переходит в энергию волны на частоте $f_2 \neq f_1$. Если мощная накачка производится на частоте f_1 , то за счет Бриллюэновского рассеяния возможно усиление слабого входного сигнала на частоте f_2 .

Выходной сигнал сосредоточен в узком диапазоне частот, что позволяет выбирать оптические несущие с погрешностью до 1.5 ГГц.

Усилители на волокне, использующие Рамановское рассеяние. Это также нелинейный оптический эффект, заключающийся в том, что спектр рассеянного материальной средой излучения, содержит кроме спектральных линий, характеризующих падающий свет, дополнительные (боковые) линии, симметрично расположенные относительно спектра первичного света. Если слабый усиливаемый сигнал совпадает с одной из боковых частот, то в этом случае происходит усиление сигнала за счет перекачки на эту частоту части мощно-

сти основного сигнала. В этом случае интервал частот $|f_1 - f_2|$ больше, чем в предыдущем эффекте, а спектр выходного излучения шире, что допускает усиление сразу нескольких спектральных составляющих информационного сигнала.

Основным недостатком такого типа усилителей являются значительные перекрестные помехи между каналами.

Полупроводниковые лазерные усилители. В их основе лежит усиливающая среда, подобная той, которая используется в лазерных диодах. Однако у таких усилителей отсутствуют зеркальные резонаторы (рис. 8.5). Для уменьшения френелевского отражения от торцов, с обеих сторон активной среды наносится покрытие толщиной $\frac{\lambda}{4}$ и соответствующим показателем преломления.

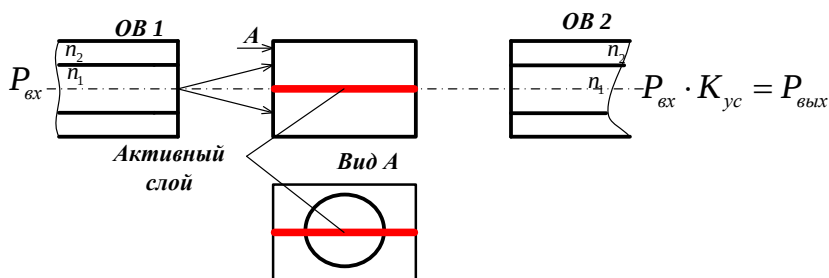


Рис. 8.5. Схема полупроводникового лазерного усилителя

Светоизлучающий активный слой имеет поперечный размер несколько микрон, а толщину порядка 1 мкм, что существенно меньше, чем геометрические размеры поперечного сечения торца световода. Из-за этого большая часть светового потока, выходящего из оптического волокна 1 (ОВ 1) бесполезно теряется, что уменьшает коэффициент усиления усилителя. Увеличить коэффициент усиления можно за счет применения фокусирующих элементов, например, установка градиентной линзы между выходом ОВ 1 и входом активного слоя, но это усложняет конструкцию. Этот недостаток можно устранить, если установить такой усилитель непосредственно на выходе лазерного диода, который запитывает всю эту оптическую систему. В этом случае геометрические размеры диода и усиливающей среды согласованы между собой.

Усилители на примесном волокне. Типовая схема такого усилителя имеет вид (рис. 8.6): Слабый входной оптический сигнал проходит через первый оптический изолятор (ОИ), который пропускает свет только в прямом направлении, т.е. слева, направо. Блок оптических фильтров (Ф) имеет коэффициент пропускания примерно равный 1 на длине волны усиливаемого входного сигнала. Далее сигнал поступает в катушку с волокном. Волокно, как правило, легировано примесью редкоземельных металлов. Этот участок (катушка) подвергается сильному и непрерывному излучению лазерного диода (ЛН). Усиленный сигнал проходит через второй оптический изолятор (ОИ) и выходит как выходной сигнал.

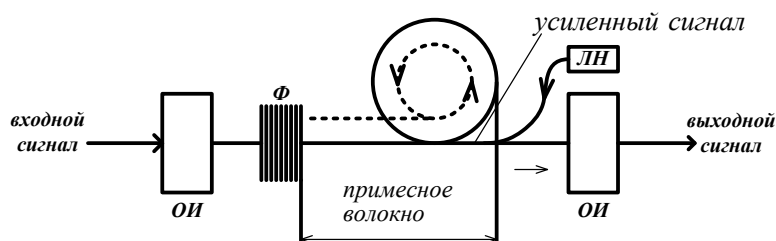


Рис. 8.6. Схема усилителя на примесном волокне

Лазерное излучение возбуждает 3-х уровневую электронную систему атомов примеси (рис. 8.7).

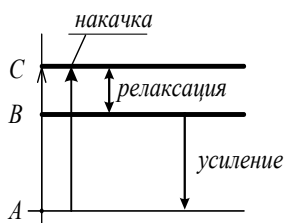


Рис. 8.7. Диаграмма энергетических состояний волокна, легированного эрбием

Под действием мощной накачки, электроны из основного состояния A переходят в возбужденное состояние C. Далее происходит безизлучательная релаксация с уровня C на уровень B. Под действием слабого входного сигнала, на уровне B создается инверсия заселенности носителями, в результате чего возникает индуцированное излучение, которое превосходит по мощности входной

сигнал. От уровня входного сигнала зависит число актов перехода с уровня B на уровень A (интенсивность индуцированного излучения). Из этой энергетической диаграммы видно, что частота лазерного излучения накачки не равна частоте сигнала, что определяется шириной запрещенной зоны между уровнями B и C .

Наибольшее распространение получили усилители на одномодовых волокнах, легированных эрбием. С увеличением мощности входного сигнала коэффициент усиления падает, что связано с насыщением усилителя.

8.4 Оптические логические элементы

Для создания оптических логических автоматов и ЭВМ необходимо уметь строить основные логические элементы И, ИЛИ, НЕ. Рассмотрим принципы построения логических элементов с использованием световодной техники. Наиболее просто такие элементы выполняются с использованием эффекта Керра [14,20].

Логический элемент, реализующий функцию $(a+b)+c$, показан на рис. 8.8.

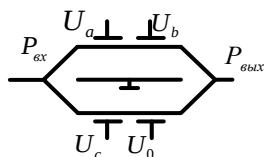


Рис. 8.8. Схема логического элемента, реализующего функцию $(a+b)+c$

Он представляет собой интерференционный прибор, осуществляющий амплитудную модуляцию входного оптического сигнала, которое представляет собой линейно поляризованное, когерентное и монохроматичное излучение лазера. Входной световод разветвляется на два параллельных канала, которые затем снова объединяются, образуя выходной волновод. Обе ветви имеют симметричные оптические характеристики, поэтому входной сигнал делится на две одинаковые по амплитуде волны. Эти волны распространяются по параллельным каналам с относительным и управляемым сдвигом фаз. Управление фазами осуществляется электрическим напряжением, приложенным к управляющим электродам ячеек Керра. Логическая

«1» отождествляется со значением напряжения U_0 , а лог. «0» – с нулевым потенциалом. Каждая ячейка Керра сдвигает фазу проходящей волны на величину $\Delta\varphi \sim (L\Delta n + n\Delta l)$. Если $U_A=1$, $U_B=0$, то суммарный сдвиг в верхнем световоде равен π . Если $U_A=1$, $U_B=1$, то $\Delta\varphi = 2\pi$, при этом волны, складываясь в выходном световоде, интерферируют. Причем, усиление результирующей волны ($P_{\text{вых}}=1$, $P_{\text{вых}}=P_1+P_2$) происходит тогда, когда суммарные фазовые набегі в верхнем и нижнем световодах равны 0 и 2π . Если разность фаз между этими волнами равна π , то они гасят друг друга ($P_{\text{вых}}=0$). $P_{\text{вых}}=P_1 - P_2=0$.

Поэтому, если сигналы лог. «1» приложены к четному числу электродов, то $P_{\text{вых}}=1$, а если к нечетному, то $P_{\text{вых}}=0$. Некоторые другие разновидности логических элементов приведены на рисунке 8.9.

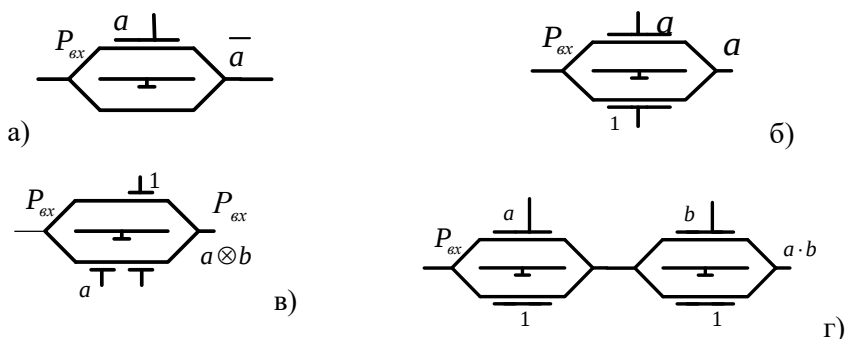


Рис. 8.9. Разновидности оптических логических элементов:
а – элемент НЕ, б – повторитель, в- сумматор по модулю 2, г – элемент 2И

8.5 Оптические бистабильные элементы на основе нелинейной оптики

Для построения элементов И, ИЛИ, НЕ можно использовать оптический бистабильный элемент, представляющий собой резонатор Фабри-Перо, заполненный нелинейной оптической средой. В такой среде показатель преломления зависит от интенсивности падающего пучка, поэтому на выходе можно получить два стабильных

состояния, одно из которых принимается за «0», а второе – за «1». Такие устройства получили название оптических транзисторов или трансфазоров. Время переключения – пикосекунды, размеры – как у обычного транзистора. Для поддержания бистабильного режима требуется мощность ~ 10 мВт (энергия переключения ~ 10 фемтоДж).

Один и тот же трансфазор может быть использован как в качестве элемента И, так и ИЛИ в зависимости от подведенных к нему оптических пучков (рис. 7.9).

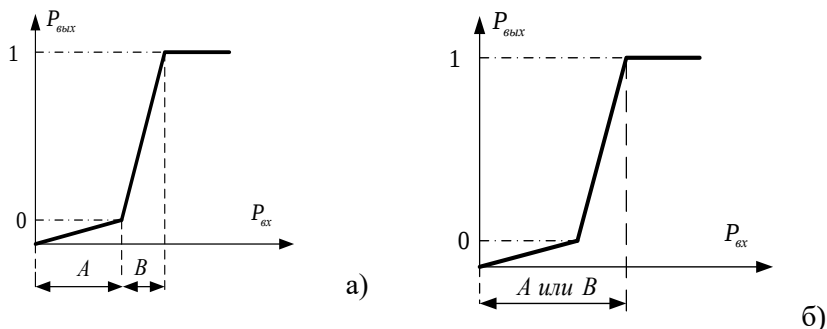


Рис. 8.10. Статические характеристики логических элементов на нелинейной оптике: а – элемент 2И, б – элемент ИЛИ

Если интенсивность падающих пучков А и В подобрана так, что ни один из них не в состоянии переключить трансфазор, а оба вместе обладают для этого достаточной интенсивностью, то образуется элемент И. Если же любой из пучков способен переключить трансфазор, то элемент ИЛИ.

Элемент НЕ создается с использованием отраженного пучка (рис. 8.11)

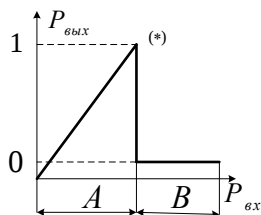


Рис. 8.11. Функция преобразования элемента НЕ отражательного типа

С помощью вспомогательного пучка А задают рабочую точку (*). После этого $P_{\text{вых.отр}}=1$, если сигнал $B=0$; $P_{\text{вых.отр}}=0$, если сигнал $B=1$.

8.6 Волоконно-оптический RS-триггер на связанных световодах и кольцевых ответвителях

Опорный поток Φ_0 , распространяющийся по центральному световоду, выполняет роль источника оптического питания схемы, которая с помощью сигналов А и В устойчиво переключается либо в канал А, либо в канал В (рис. 8.12). Пусть сигналы $A=B=0$. За счет связи мод излучение из центрального волокна перекачивается в равных пропорциях в световоды А и В. При этом уровень излучения на выходе этих световодов – лог. «0» (за счет выбора интенсивности $\Phi_{\text{оп}}$). Пусть на вход А принят оптический сигнал «1». Складываясь с мощностью, поступающей из центрального световода, на выходе устанавливается «1». При этом большая часть энергии центрального световода переходит в «А» световод.

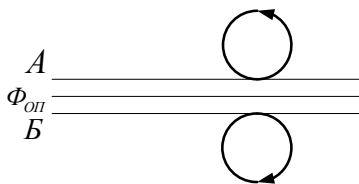


Рис. 8.12. Схема волоконно – оптического триггера

Если бы не было связи мод центрального световода и световода А, то сигнал на выходе А некоторое время существовал за счет его многократного прохождения по кольцевому ответвителю. Поскольку скорость распространения близка к скорости света, сигнал мгновенно изменился бы до «0». Однако за счет подпитки кольцевого ответвителя из центрального световода потери при каждом проходе излучения в нем компенсируются, и на выходе устойчиво поддерживается «1».

При подаче после этого комбинации $A=0$, $B=1$ (B – ступенька или импульс конечной длительности), энергия центрального свето-

вода перераспределяется так, что большая часть энергии на входе (до подхода к кольцевым ответвителям) связывается с сигналом В. При этом уровень подпитки верхнего световода уменьшается, этой энергии перестает хватать для компенсации потерь в кольцевом ответвителе А и $A_{\text{вых}} \rightarrow 0$. При этом возникают условия для компенсации потерь в кольцевом ответвителе В. В результате на выходе устанавливаются сигналы $B_{\text{вых}}=1$, $A_{\text{вых}}=0$. Комбинация $A=1$, $B=1$ является запрещенной, как и в обычном RS-триггере, т.к. энергии, поступающей в ответвители А и В одновременно не хватает для компенсации потерь в цепях ПОС.

8.7 Волоконно-оптический цифро-аналоговый преобразователь

Волоконно-оптические цифро-аналоговые преобразователи (ВОЦАП) предназначены, подобно электронным аналогам, для преобразования входного оптического кода в пропорциональный аналоговый оптический сигнал [11,19]. Функциональная схема ВОЦАП представлена на рисунке 8.13.

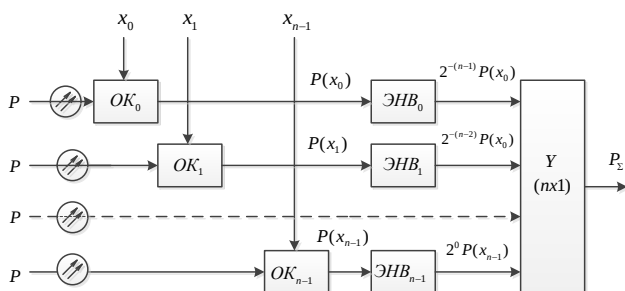


Рис. 8.13. Функциональная схема ВОЦАП

Равные по мощности оптические сигналы P поступают на входные полюса ВОЦАП, которые присоединены ко входам оптических ключей $OK_{0...(n-1)}$. Информационные входы ключей подаются бинарные механические сигналы $x_0...x_{n-1}$, с помощью которых осуществляется прерывание сигналов на выходах ключей так, что

$$P(x_i) = \begin{cases} P & \text{при } x_i = 0 \\ 0 & \text{при } x_i = 1 \end{cases}.$$

Оптические бинарные сигналы, полученные таким образом, поступают на элементы назначения весовых коэффициентов ЭНВ_i. Весовые коэффициенты ЭНВ выбраны в соответствии с числовым рядом $\{2^{-i}\}$, что отражает пассивный характер оптической схемы ВОЦАП. Пассивность схемы определяется тем, что весовые коэффициенты в ней задаются путем искусственного введения энергетических потерь в ЭНВ, причем старшему разряду соответствует весовой коэффициент, равный 1 (потери отсутствуют), а весовые коэффициенты в младших разрядах выбираются из соотношения $2^{-(n-1)}$. В результате суммирования сигналов приемных световодов в Y-ответвителе формируется аналоговый квантованный оптический сигнал, пропорциональный входному оптическому коду, который в свою очередь определяется текущей комбинацией входных механических сигналов $x_0 \dots x_{n-1}$.

С учетом этого уравнение преобразования ВОЦАП можно представить в виде

$$P_{\Sigma}^* = P_0 \sum_{i=1}^{i=n} x_j 2^{-(n-i)}, \quad j = i-1, \quad x_j = \overline{0,1},$$

которая представляет собой линейно-ступенчатую функцию вида

$$P_{\Sigma}^* = P_0(x_0 2^{-(n-1)} + x_1 2^{-(n-2)} + \dots + x_{n-1} 2^0),$$

где P_0 – величина кванта выходной характеристики преобразователя.

Требуемые значения коэффициентов передачи могут быть реализованы различными конструктивными приемами: за счет изменения зазора между передающими и приемными световодами ЭНВ, введения диафрагмирующих элементов с соответствующими коэффициентами пропускания и др.

В простейшем случае ВОЦАП может быть легко реализован на жгутовых световодах (рис. 8.14). Он содержит четыре передающих жгутовых световода 1 диаметром 2,5 мм и длиной 60 мм. Входы световодов 1 оптически связаны с полупроводниковыми светодиодами АЛ 107Б (VD1...VD4). Резисторы в цепях питания светодиодов

$R_1 \dots R_4$ подобраны так, что в каждый из световодов 1 вводится одинаковая оптическая мощность $P_i = (0,5 \pm 0,01) \text{ мВт}$. Входной оптический код ВОЦАП задается путем замыкания и размыкания электронных ключей $K_{л1} - K_{л4}$ в цепях питания светодиодов. При замыкании цепи светодиодов на выходах соответствующих световодов формируются оптические сигналы «1». Элементы назначения веса (ЭНВ) реализованы на жгутовых световодах 2 аналогичных по геометрическим размерам световодам 1.

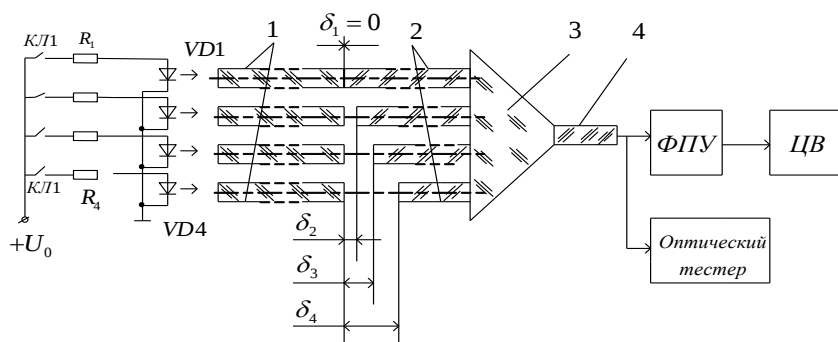


Рис. 8.14. Функциональная схема лабораторной установки

Величины зазоров $\delta_0 \dots \delta_3$ между световодами 1 и 2 выбраны так, что коэффициенты передачи между соответствующими световодами находятся в соотношении 8-4-2-1. При этом максимальный коэффициент передачи соответствуют нулевому зазору между верхними по схеме световодами. Значения зазоров могут быть определены по экспериментальной характеристике $P(\delta)$, представленной на рисунке 8.15.

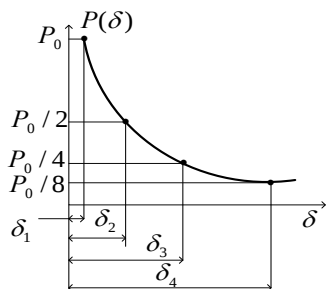


Рис. 8.15. Определение необходимой величины зазоров между световодами

Выходные торцы световодов 2 оптически связаны с большим торцом фокона 3, который выполняет функцию сумматора оптических сигналов. Выходной (меньший)торец торцев фокона подключен к общему световоду 4, с выхода которого снимается суммарный оптический сигнал, представляющий собой линейную ступенчатую функцию от входного оптического кода (рис. 8.16). Выходной сигнал ВОЦАП может контролироваться либо оптическим тестером, либо цифровым вольтметром ЦВ, подключенным к выходу фотоприёмного устройства ФПУ.

Оптическим фильтром принято называть устройство, служащее для изменения спектрального состава или ослабления проходящего через него потока излучения. Фильтры, изменяющие спектр излучения, называются спектральными фильтрами, ослабляющие поток без заметного изменения его спектра – нейтральными

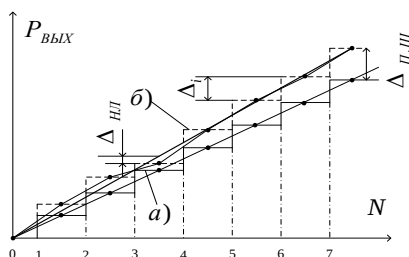


Рис. 8.16. Идеальная (а) и реальная (б) характеристики преобразования ВОЦАП

8.8 Спектрально-селективные элементы ВОУ

8.8.1 Оптические фильтры

Фильтр является важнейшим средством спектральной селекции, позволяющим выделить излучение исследуемого объекта на фоне других излучений. Выбирая фильтр, мы с одной стороны, увеличиваем отношение сигнал-помеха, а с другой стороны уменьшаем общее количество принимаемого приемником излучения от объекта. Задача конструктора ОЭП состоит в том, чтобы благодаря правильному выбору фильтра получить максимально возможное отношение сигнал-помеха при минимальных потерях полезного сигнала.

Основной характеристикой фильтра является его спектральная характеристика – зависимость коэффициента пропускания τ_λ от длины волны проходящего через фильтр излучения. Интегральный коэффициент пропускания фильтра в диапазоне $\lambda_1 \dots \lambda_2$ определяется соотношением

$$\tau = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_\lambda \Phi_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_\lambda d\lambda}$$

где Φ_λ – спектральное распределение потока, падающего на фильтр.

Для однородного поглощающего слоя толщиной l для τ_λ действителен экспоненциальный закон ослабления, $\tau_\lambda = \exp(-\alpha_{\lambda l})$, где $\alpha_{\lambda l}$ – показатель ослабления на единицу пути. Иногда пропускание фильтра оценивают его оптической плотностью: $D_{\lambda l} = (\tau_\lambda)^{-1}$.

По виду спектральной характеристики оптические фильтры можно подразделить следующие группы: полосовые, пропускающие излучение в узкой полосе длин волн, длинноволновые отсекающие, пропускающие излучение с длинами волн, больше заданного предела $\lambda_{\min}$, коротковолновые отсекающие фильтры, пропускающие излучение с длинами волн, меньшими заданного предела $\lambda_{\max}$. Путем наложения коротковолнового и длинноволнового отсекающих фильтров может быть получен полосовой фильтр, спектральная характеристика которого показана на рис. 8.17.

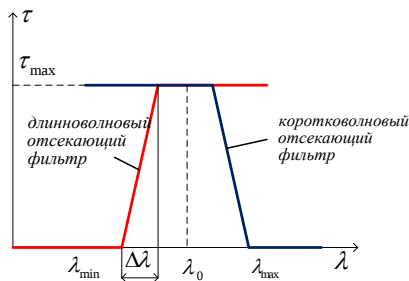


Рис. 8.17. Спектральная характеристика полосового фильтра, полученная путем наложения коротковолнового и длинноволнового отсекающих фильтров

Обычно к параметрам фильтра предъявляют следующие требования:

- высокая контрастность $\tau_{\max} / \tau_{\min}$;
- большая граничная крутизна, при которой $\Delta\lambda$ составляет десятые, а иногда и тысячные доли микрометра;
- малые потери ($\tau \geq 80\%$);
- возможность получения заданных спектральных границ;
- стабильность спектральной характеристики для заданных условий;
- эксплуатационные и технологические требования к вибростойкости, истиранию, габаритным размерам и т.д.

Граничную длину волны обычно выбирают на уровне 10% максимума τ_{λ} . Иногда говорят о полуширине характеристики, имея в виду границы, соответствующие 50% максимума τ_{λ} .

Оптический фильтр выбирают с учетом ряда факторов, важнейшим из которых обычно является стремление подобрать такую кривую τ_{λ} , при которой с учетом спектра приходящего излучения и спектральной чувствительности приемника, стоящего за фильтром, будет получено максимальное отношение сигнал-помеха.

Важными критериями для выбора фильтра являются требования к его физико – механическим свойствам, стабильности его характеристик в различных условиях работы. Часто к числу немаловажных факторов следует отнести технологичность и стоимость оптического фильтра.

В технике ВОУ наибольшее распространение получили *интерференционные фильтры*.

Используя интерференцию света, можно получить фильтр с очень хорошими параметрами $\Delta\lambda$ и $\tau_{\max} / \tau_{\min}$. Простейший фильтр подобного рода состоит из тонкой пленки прозрачного диэлектрика, покрытой с обеих сторон полупрозражающими металлическими слоями. Этот фильтр подобен широко известному интерферометру Фабри-Перо. Максимальное пропускание фильтра соответствует длинам волн λ , для которых оптическая толщина диэлектрического слоя кратна $\lambda/2$. Вследствие потерь в полупрозражающих слоях коэффициент пропускания сильно уменьшается.

Пропускание излучения с длиной волны λ для простого (одно-слойного) фильтра

$$\tau_{\phi} = \frac{\tau_1 \tau_2 \tau_p}{(1 - \tau_p \sqrt{\rho_1 \rho_2}) + 4 \tau_p \sqrt{\rho_1 \rho_2} \sin^2 \varphi}$$

где τ_1, τ_2, τ_p – энергетические коэффициенты пропускания первого и второго полуотражающих слоев и разделяющего их диэлектрического слоя; ρ_1, ρ_2 – энергетические коэффициенты отражения металлических слоев со стороны диэлектрика; 2φ – разность фаз между двумя интерферирующими лучами:

$$2\varphi = \frac{4\pi l}{2} \sqrt{n^2 - \sin^2 \sigma_{II}} + \varphi_0$$

где l – толщина подложки из диэлектрика, n – показатель преломления подложки, σ_{II} – угол падения излучения, φ_0 – фазовый сдвиг при отражении полупрозрачном слое.

Ширину полосы пропускания интерференционного фильтра можно уменьшить, увеличив отражательную способность полуотражающих слоев и толщину диэлектрика. Но это, в свою очередь, ведет к уменьшению пропускания и, кроме того, возникновению побочных полос пропускания. Поэтому простой однослойный фильтр заменяют многослойным, в котором металлические полуотражающие пленки заменяют несколькими слоями диэлектриков (криолит, фтористый магний, германий и др.). Многослойные фильтры позволяют получить очень узкие полосы

($10^{-3} \dots 10^{-4}$ мкм) в ИК области при высоких значениях $\tau_{\max} / \tau_{\min}$.

Иногда интерференционные фильтры работают и на отражение, т.е. с их помощью обеспечивают разделение отраженного и проходящего потоков по длинам волн.

Наряду с основной полосой пропускания интерференционный фильтр имеет p «паразитных» полос, обычно находящихся в более коротковолновой области. Поэтому целесообразно дополнять интерференционный фильтр отсекающим фильтром.

Интерференционные фильтры позволяют пропускать довольно широкие пучки, причем углы падения лучей на фильтр могут достигать нескольких десятков градусов. При малых углах падения

($\sigma_{\Pi} \leq 8^0$) параметры фильтра практически остаются теми же, что и для лучей, падающих перпендикулярно на фильтр. При увеличении угла падения увеличивается ширина полосы пропускания, а также уменьшаются пропускание $\tau_{\max}$ и контрастность.

При увеличении угла наклона пучка параллельных лучей, падающего на фильтр, длина волны, соответствующая максимуму пропускания для узкополосных фильтров, или граничная длина волны для отсекающих фильтров смещается в коротковолновую область. При работе фильтра в сходящихся лучах ширина полосы пропускания увеличивается заметнее у фильтров с большим числом слоев.

Характеристики интерференционного фильтра зависят также от его температуры. При уменьшении температуры спектральная характеристика фильтра смещается в коротковолновую область и, наоборот, при увеличении температуры она смещается в длинноволновую. Эта зависимость сдвига от температуры в диапазоне $\pm 60^0\text{C}$ линейна и имеет крутизну $((1...3) \cdot 10^{-5})$ мкм/ ^0C . Стабильность характеристик интерференционных фильтров во времени зависит от технологии их изготовления и материалов слоев фильтра. Для ряда материалов она достаточно высока.

8.8.2 Устройства спектрального объединения и деления каналов

Спектральные мультиплексоры и демультиплексоры предназначены для объединения или разделения каналов, передающих информацию на нескольких длинах волн. Основные параметры спектрально-селективных устройств:

- число оптических каналов;
- оптические потери в каждом канале;
- перекрестные помехи;
- ширина спектра пропускания.

Оптические потери:

$$B_{\lambda_i} = -10 \cdot \lg \frac{P_i(\lambda_i)}{P_0(\lambda_i)},$$

где $P_i(\lambda_i)$ – мощность на длине волны λ_i , $P_0(\lambda_i)$ – общая мощность широкополосного сигнала.

Перекрестные помехи характеризуют паразитную перекачку мощности на длине волны λ_i из одного канала в другой:

$$B_{ik} = -10 \cdot \lg \frac{P_k(\lambda_i)}{P_i(\lambda_i)}, \text{ причем } i, k = 1, 2, \dots, n.$$

Основными функциональными элементами мультиплексирования и демультиплексирования являются призмы, дифракционные решетки и интерференционные фильтры. Разделение оптических сигналов по спектру в призме основано на зависимости показателя преломления от длины волны. Дифракционные решетки обеспечивают параллельное разделение оптических несущих, поэтому оптические потери не возрастают с увеличением числа каналов. В интерференционных фильтрах осуществляется последовательное разделение несущих и с увеличением их числа потери возрастают.

Схемотехника применения интерференционных фильтров в спектральных демультиплексорах приведена на рис.8.18.

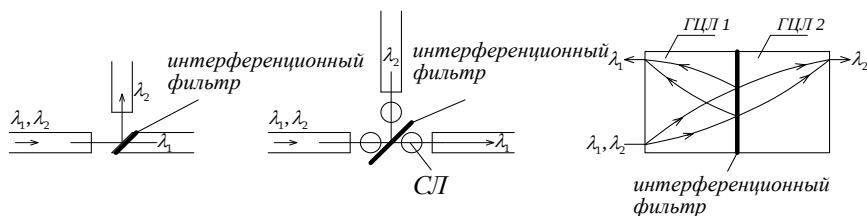


Рис. 8.18. Конструктивные приемы разделения каналов по спектру с использованием интерференционных фильтров

Ширина спектра пропускания интерференционных фильтров составляет несколько нм. Это позволяет осуществить объединение и разъединение до 10 оптических несущих в диапазонах: (0.8 – 0.9 мкм), (1.2 мкм – 1.3 мкм), (1.5 мкм – 1.6 мкм). Однако оптические потери уже при $n = 4$ составляют 20%. В таких устройствах необходимо также стабилизировать длину волны излучения.

В устройствах на основе дифракционных решеток перед разделением на оптические составляющие, оптический сигнал должен быть преобразован в параллельный поток (рис. 8.19).

На штрихах дифракционной решетки создается различное запаздывание по фазе, а следовательно различные углы отражения для

различных длин волн, что и создает возможность их разделения в пространстве с помощью линзы и преобразования в электрические сигналы в фотоприемниках $\Phi\Pi_1 \dots \Phi\Pi_n$.

Первые попытки создания датчиков на основе оптических волокон можно отнести к середине 70-х годов 20го века. Публикации о более или менее приемлемых разработках и экспериментальных образцах подобных датчиков появились во второй половине 70-х годов. Однако считается, что этот тип датчиков сформировался как одно из направлений техники только в начале 80-х годов. Тогда же появился и термин «волоконно-оптические датчики» (optical fiber sensors). Таким образом, волоконно-оптические датчики – очень молодая область техники [5, 6, 9, 13,19].

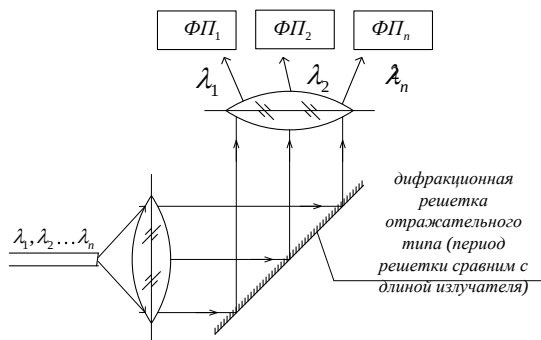


Рис.8.19 Спектральное разделение каналов с помощью дифракционной решетки

Число каналов таких устройств обычно 5...10, потери по каждому каналу 1...3 дБ, перекрестная помеха 20...30 дБ.

8.9 Волоконно-оптические датчики (ВОД)

Потребность в датчиках стремительно растет в связи с бурным развитием автоматизированных систем контроля и управления, внедрением новых технологических процессов, переходом к гибким автоматизированным производствам. Помимо высоких метрологических характеристик датчики должны обладать высокой надежностью, дол-

говечностью, стабильностью, малыми габаритами, массой и энергопотреблением, совместимостью с микроэлектронными устройствами обработки информации. Этим требованиям в максимальной степени удовлетворяют волоконно-оптические датчики (ВОД).

Так же, как и модуляторы – ВОД делятся на датчики с внешней и внутренней модуляцией. Для их построения используются различные физические эффекты, приводящие к изменению интенсивности, фазы, длины волны, состояния поляризации в зависимости от изменения контролируемого параметра.

Рассмотрим несколько примеров построения датчиков различных физических величин.

8.9.1 Датчик акустического давления

На рис. 8.20 представлена конструкция датчика акустического давления.

Датчик содержит передающее и приемное волокна 1 и 2, укрепленные соосно на некотором расстоянии z друг от друга. Под действием измеряемого давления происходит прогиб мембраны и перемещение светонепроницаемой шторки в зазоре, что приводит к модуляции интенсивности излучения на выходе приемного световода. Функция пропускания такого датчика имеет вид:

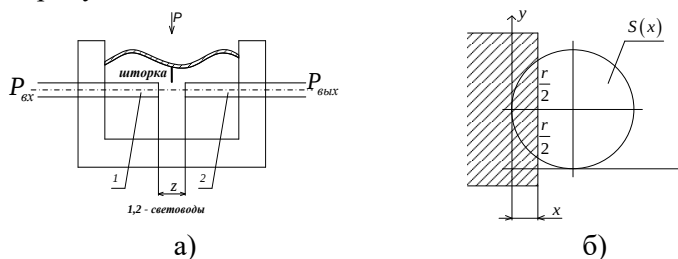


Рис. 8.20. Конструкция датчика акустического давления (а) и его расчетная схема (б)

$$T(x) = \frac{S(x)}{S_0}$$

График функции $T(x)$ приведен на рис. 8.21.

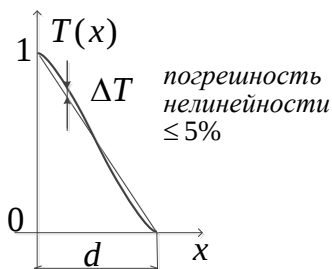


Рис.8.21. Функция пропускания излучения в датчике давления

8.9.2 Датчик электрического напряжения

Конструкция ВОД переменных электрических напряжений приведена на рис. 8.22.

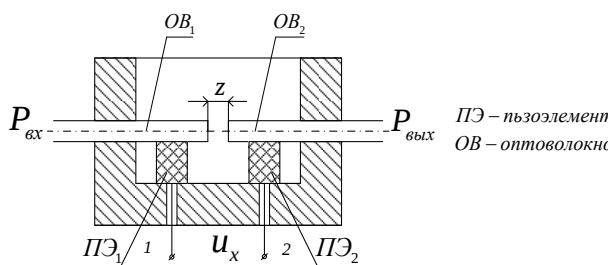


Рис. 8.22. ВОД электрических напряжений

Датчик состоит из передающего и приемного волокна, расположенных соосно друг с другом на минимальном расстоянии z и укрепленных на пьезокерамических столбиках $ПЭ_1$ и $ПЭ_2$. Если измеряемое напряжение равно нулю, то деформация столбиков равна нулю и пропускание системы световодов максимально. Под действием измеряемого напряжения, которое в противофазе подводится к контактам 1 и 2, высота столбиков начинает изменяться в результате обратного пьезоэффекта.

Столбик 1 при этом растягивается, а столбик 2 сжимается, что позволяет повысить чувствительность преобразования u_x в радиальное взаимное смещение световодов (рис.8.23).

Функция пропускания, как и предыдущей конструкции, определяется выражением $T(x) = \frac{S(x)}{S_0}$, где S_0 – полная площадь входных торцов световода.

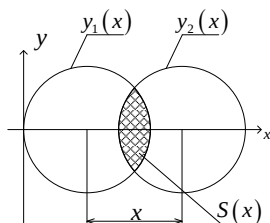


Рис.8.23. Схема взаимодействия торцов световодов в датчике электрических напряжений

8.9.3 Волоконно-оптический поляризационный датчик тока

Одним из простых вариантов волоконно-оптического датчика тока на эффекте Фарадея является поляризационный датчик, представленный на рис. 8.24. В нем сила тока в проводящем элементе ставится в соответствие с углом поворота плоскости поляризации света, который прошел замкнутый волоконно-оптический контур, сквозь который пущен токоведущий элемент [10, 18].

Линейно поляризованная волна от источника, пройдя через поляризатор, направляется в оптоволокно, которое обернуто вокруг проводника, в котором течет измеряемый ток. В роли чувствительного элемента используется стандартное одномодовое оптоволокно сверхвысокого качества. Количество оборотов оптоволокна вокруг проводящей жилы зависит от диапазона измеряемых токов. При прохождении волны по контуру плоскость её поляризации по закону Фарадея поворачивается на угол θ . Затем волна раскладывается с помощью поляризационного светоделителя, повернутого на 45° относительно входного поляризатора, на две ортогональные составляющие, каждая из которых направляется на соответствующий фотодетектор. Таким образом, интенсивности света T_1 и T_2 в данной системе зависят от угла θ :

$$T_1 = T_0 \cos^2(45^\circ + \theta); T_2 = T_0 \sin^2(45^\circ + \theta)$$

где T_o – интенсивность входного оптического сигнала.

Угол поворота плоскости поляризации θ в соответствии с эффектом Фарадея равен:

$$\theta = V \cdot B \cdot d$$

где: V – постоянная Верде, B – продольная составляющая магнитного поля, d – длина пути света в веществе (длина ячейки Фарадея).

Для получения сигнала θ независимо от интенсивности T_o , которая не стабильна во времени, выходной сигнал S вычисляется как отношение:

$$T_{\Sigma} = \frac{T_1 - T_2}{T_1 + T_2} = \sin \theta$$

Учитывая, что индукция прямого тока определяется известным соотношением

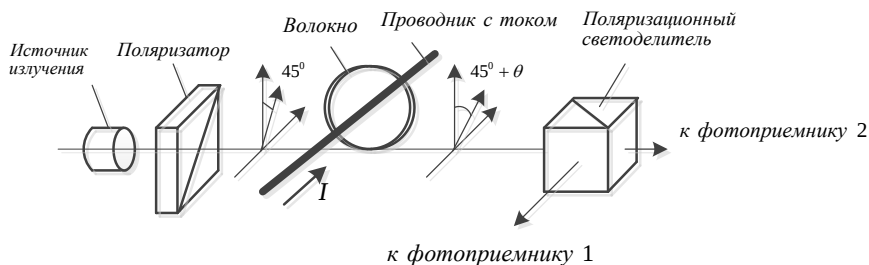


Рис. 8.24. Конструкция поляризационного ВОДТ

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{2\pi r_0} I,$$

получим уравнение преобразования измеряемого тока в интенсивность суммарного сигнала

$$T_{\Sigma} = \sin \left(\frac{Vd\mu_0\mu}{2\pi r_0} I \right),$$

откуда значение измеряемого тока равно

$$I = \frac{2\pi r_0 \arcsin T_{\Sigma}}{Vd\mu_0\mu}$$

Это уравнение соответствует одномодовому оптическому волокну в приближении, когда постоянные Верде сердечника и оболочки не очень отличаются, иначе угол θ определяется зависимо от этих постоянных, а также от показателей преломления центральной части и оболочки оптоволокна.

8.9.4 Волоконно-оптический датчик температуры

Волоконно-оптический датчик температуры (рис. 8.25) содержит осветительный 1 и приемный 2 световоды, входные концы которых подсоединены, соответственно, к источнику света 3 и фотоприемнику 4, а выходные концы подсоединены к капсуле 5 через направленный Y – образный волоконно-оптический разветвитель 6 [15].

Общий ввод-вывод 7 разветвителя 6 закреплен в капсуле 5, например, с помощью силикатного клея, образующего в капсуле 5 торцевую диэлектрическую заглушку 8. В общем случае заглушка 8 выполняется негерметичной, например, за счет формирования в ней соответствующей щели 9, соединяющей полость капсулы 5 с окружающей средой.

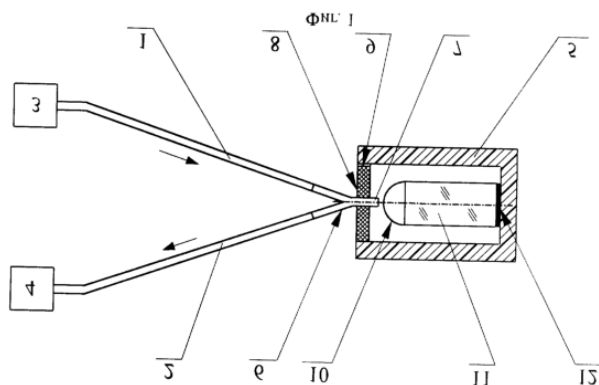


Рис. 8.25. Волоконно-оптический датчик температуры

В полости капсулы 5 расположено зеркало 10, с помощью которого осуществляется отражение входного светового потока, поступающего через разветвитель 6 от осветительного световода 1, и пе-

редача отраженного выходного светового потока в обратном направлении через этот же разветвитель 6 в приемный световод 2.

Внутрикапсульное зеркало 10 выполнено на торце стержня 11, закрепленного своим противоположным концом 12 на дне капсулы 5, например, с помощью силикатного клея. Внутренние поперечные размеры капсулы 5 и поперечные размеры стержня 11 таковы, что между внутренней боковой поверхности капсулы 5 и боковой поверхностью стержня 11 имеется зазор, обеспечивающий свободное температурное расширение капсулы 5 и стержня 11.

Капсула 5 и стержень 11 выполнены из диэлектрических материалов, различающихся своими коэффициентами температурного линейного расширения. Внутрикапсульное зеркало 10 может быть плоским или сферическим. Стержень 11 и ввод-вывод 7 разветвителя 6 расположены соосно, их продольные оси совпадают.

Световоды 1 и 2 представляют собой световоды из кварца, например световоды «кварц/кварц» Ø 50/125 мкм. В качестве разветвителя 6, стыкуемого со световодами 1 и 2, может быть использован, например, направленный У-образный волоконно-оптический разветвитель.

При изменении температуры изменяется из-за различных коэффициентов линейного расширения капсулы и стержня расстояние между зеркалом 10 и торцом приемного световода 7, что приводит к изменению интенсивности принимаемого излучения.

Расстояние между зеркалом 10 и торцом ввода-вывода 7 разветвителя 6 выбирается исходя из требуемых параметров пропускания датчика. На практике выбор этого расстояния осуществляется на основе экспериментально снятой характеристики датчика, отражающей зависимость коэффициента пропускания датчика от величины расстояния между зеркалом 10 и торцом приемного световода 7.

Чувствительность датчика определяется величиной относительного изменения интенсивности выходного светового потока при изменении температуры среды на 1°C . Изменение интенсивности зависит от двух основных факторов: от величины взаимного смещения капсулы и стержня при изменении температуры на 1°C , а также формы отражающей поверхности зеркала 10. В случае применения сферического зеркала усиливает действие первого фактора за счет увеличения отражаемого светового потока.

8.9.5 Волоконно-оптические датчики на брэгговских решетках

Волоконная брэгговская решетка – оптический элемент, основанный на периодическом изменении показателя преломления сердцевины или оболочки оптического волокна (рис.8.26) Волоконные решётки изготавливаются путём облучения фоточувствительного одномодового волокна (германокремний) интенсивным излучением УФ- лазера. Два луча лазера сбиваются таким образом, чтобы волокно оказалось в зоне интерференции. При экспонировании в местах максимумов интерференционной картины коэффициент преломления необратимо увеличивается и в волокне формируется периодическая структура слоев с чередующимся показателем преломления. Волокно с продольной вариацией показателя преломления называется брэгговской решёткой [1].

Каждая полоса решётки отражает назад малую часть излучения. Отражённые от решетки лучи складываются в фазе и в результате появляется отражённый световой сигнал с интенсивностью 1..99% от интенсивности падающей волны и очень узкой спектральной полосой. Условия усиления отражённого света на определённой длине волны называются брэгговскими условиями, а длина волны на которой это происходит называется брэгговской длиной волны λ_{BG} :

$$\lambda_{BG} = n_{eff} \Lambda ,$$

где n_{eff} – эффективный показатель преломления, Λ – период решетки

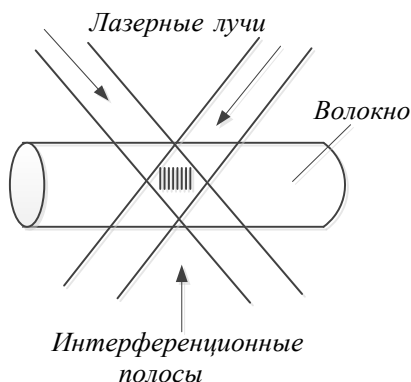


Рис. 8.26. Принцип изготовления брэгговской решетки

Для всех остальных длин волн брэгговская решётка практически прозрачна. Брэгговская длина волны и коэффициент отражения решётки могут быть заданы с большой точностью в процессе изготовления решётки. Эти параметры должны оставаться постоянными на протяжении всего срока эксплуатации решётки. С другой стороны, брэгговская длина волны зависит от температуры и натяжения волокна. Для телекоммуникационных целей такая нестабильность параметров решёток вредна и должна быть скомпенсирована. Однако этот эффект нашёл применение в пассивных волоконно-оптических датчиках, где по изменению длины волны отражённого сигнала можно судить о температуре или величине приложенной механической нагрузки.

В волоконно-оптических датчиках на основе брегговских решёток измеряемая величина (температура или механическое напряжение) преобразуется в смещение брегговской длины волны. Связь между относительным изменением длины брэгговской волны $\frac{\Delta\lambda_{BG}}{\lambda_{BG}}$ = $\delta\lambda_{BG}$, изменением температуры ΔT , осевой деформацией $\varepsilon = \Delta L_{BG} / L_{BG}$ и изменением показателя преломления определяется как:

$$\delta\lambda_{BG} = (1 - p_e)\varepsilon + (\alpha_\Lambda + \alpha_n)\Delta T, \quad (1)$$

где p_e – редуцированный деформационно-оптический коэффициент первого порядка; α_Λ – коэффициент температурного расширения ОВ; α_n – температурно-оптический коэффициент преломления.

Схема простейшего волоконно-оптического датчика представлена на рис. 8.27,а [1].

Он представляет собой точечный датчик на внутриволоконной брэгговской решетке (ВБР), соединенный через оптический ответвитель с широкоспектральным источником излучения и блоком спектроанализатора. Спектральная характеристика излучателя приведена

на рис.8.27,б. В ненагруженном состоянии решетка отражает излучение на длине волны Брэгга $\lambda_{Бр}$ (рис.8.27,в).

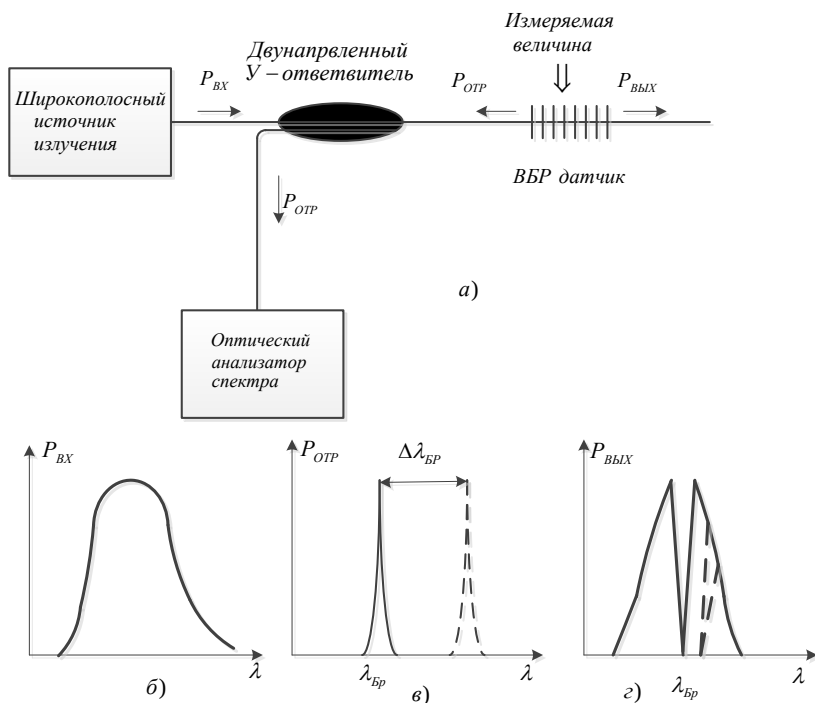


Рис.8.27. Схема простейшего датчика на брэгговской решетке

При воздействии измеряемой величины (температуры или деформации) длина волны отраженного излучения смещается на величину $\Delta\lambda_{Бр}$. Это смещение преобразуется в анализаторе спектра в электрический сигнал, пропорциональный измеряемой величине. Как видно из рис. 8.28,г, аналогичное смещение длины волны поглощения происходит в спектре выходного сигнала $P_{ВЫХ}$.

Для измерения деформации или температуры решетку наклеивают на испытываемую деталь вдоль направления ожидаемой механической или температурной деформации. Система регистрации пре-

образует смещение длины волны, отражённой брэгговской решёткой, в электрический сигнал. Чувствительный элемент такого датчика не содержит электронных компонент и поэтому он является полностью пассивным, что означает возможность использовать его в зоне повышенной взрывоопасности, агрессивности, сильных электромагнитных помех. На одно волокно может быть установлено множество брэгговских решёток, каждая из которых даёт отклик на собственной длине волны. В этом случае вместо точечного датчика получают распределённую систему регистрации с мультиплексированием по длине волны.

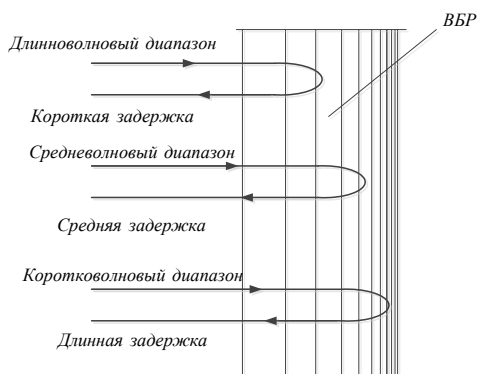


Рис.8.28. Чирпированная решетка Брэгга

Период брэгговской решетки может изменяться по длине волокна. Такие дифракционные решетки с линейно изменяющейся постоянной называются *чирпированными решетками* (chirped gratings). Использование чирпированных решеток позволяет компенсировать дисперсию в оптическом волокне. На рис. 8.29 показан принцип работы чирпированной решетки для компенсации дисперсии [20].

Разные длины волн отражаются от разных участков решетки, имеющих разный период: длинные волны отражаются от участка с большим периодом, короткие волны проходят больший путь и отражаются от области с малым периодом. В результате этого, несмотря на разные скорости длинных и коротких волн, а также пройденные ими расстояния, время их прихода к пункту назначения одинаково.

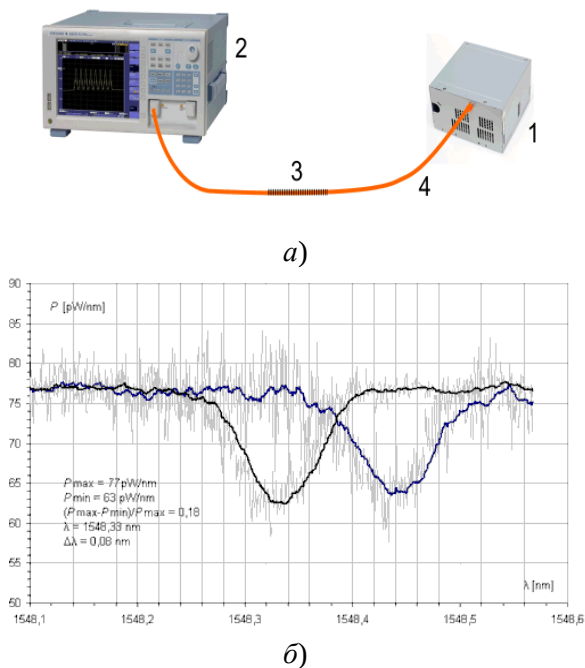


Рис. 8.29. Экспериментальная установка (а):

1 – излучатель, 2 – анализатор спектра, 3 – брэгговская решетка, 4 – одномодовое волокно, спектрограмма при воздействии растягивающей силы (б)

Общий вид экспериментальной установки представлен на рис. 8.29 [4]. К излучателю 1 подключено одномодовое оптическое волокно 4 с встроенной решеткой Брэгга 3. Выходной сигнал световода подается на оптический анализатор спектра 2. Под действием измеряемой величины (температуры или растяжения) происходит пропорциональное смещение минимума спектра поглощения, которое регистрируется анализатором спектра.

8.9.6 Волоконно-оптический цифровой преобразователь угла

Конструкция волоконно-оптического преобразователя угла приведена на рис.8.30, а его принципиальная схема показана на

рис.8.31. Преобразователь (рис. 8.30,а) содержит ИК-светодиод (на рисунке не показан), оптически связанный восемью, объединенными в общий жгут, передающими световодами 6, с помощью которых оптическое излучение подводится к точкам считывания информации с кодовых дорожек кодирующего диска 8 (рис. 7.23,б). Торцы 5 передающих волокон расположены по линии считывания и установлены в наконечнике 4. Торцы 2 приемных световодов установлены в наконечнике 3 напротив торцов соответствующих передающих световодов. Кодовый диск 8 укреплен на измерительном валу, в подшипниковом узле (поз. 9-13). Приемные световоды объединены в жгут 1, который является частью приемно-передающего жгута 7 [7].

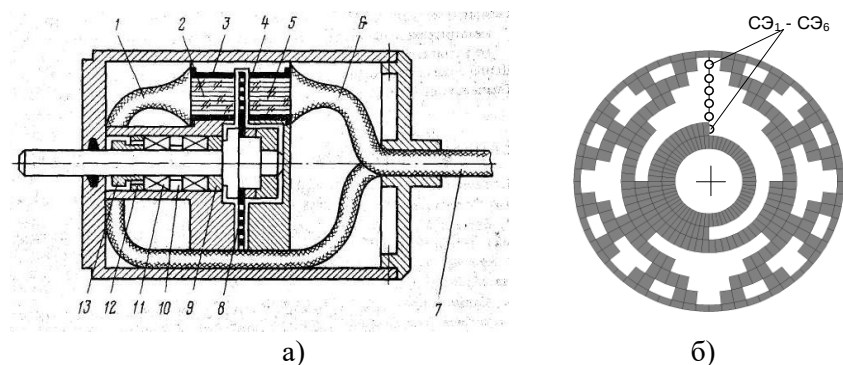


Рис.8.30. Конструкция оптико-механического блока ВОЦПУ

Каждый канал преобразования содержит преобразователь фототока в напряжение, выполненного на ОУ (ДА1) и компараторе ДА2.

Порог срабатывания компараторов во всех каналах одинаков и задается от источника стабилизированного напряжения, выполненного на стабилитроне КС133. Выходные сигналы компараторов подключены к сумматорам по модулю 2, преобразующими код Грея в натуральный двоичный код в соответствии с алгоритмом:

$$a_i = a_{i+1} \otimes b_i$$

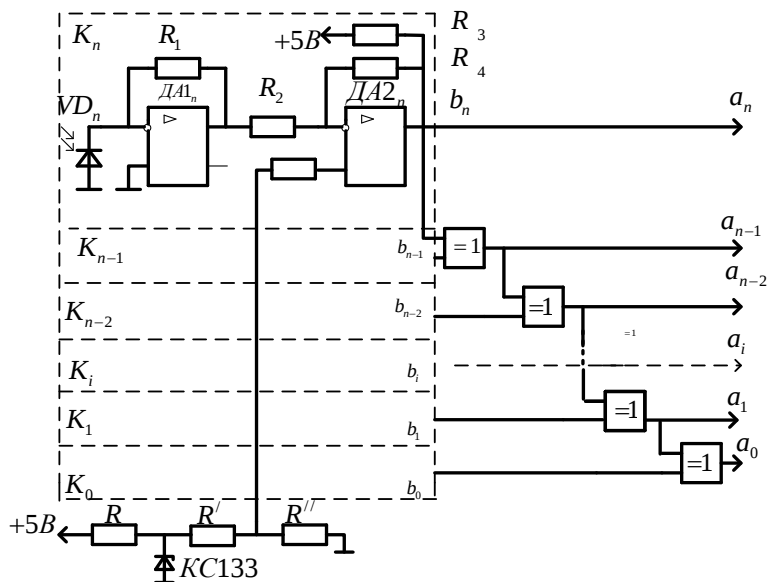


Рис.8.31. Схема электронного блока обработки сигналов ВОЦПП.

Выходные торцы приемных световодов оптически связаны с фотоприемниками VD_1 - VD_n электронного блока, показанного на рисунке 8.31.

9. ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ СБОРА И ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ

По назначению волоконно – оптические системы (ВОС) подразделяются на следующие типы:

- системы сбора информации
- системы передачи информации
- системы распределения информации
- комбинированные системы

По виду используемых оптических сигналов ВОС делятся на аналоговые и цифровые. По способу уплотнения каналов передачи они делятся на системы с пространственным уплотнением, временным уплотнением, со спектральным уплотнением, с поляризационным уплотнением.

Системы сбора и передачи информации предназначены для получения информации о параметрах объекта, их измерении и передаче на заданное расстояние по оптическому кабелю потребителю.

9.1. ВОС с пространственным уплотнением каналов

ВОС с пространственным уплотнением каналов могут быть построены на основе регулярных жгутовых световодов и масштабирующих элементов, например, фоконов (рис. 9.1,а).

Жгут называется регулярным, если координаты центров торцов одного и того же световода на входном и выходном торцах жгута совпадают между собой, что позволяет передавать по жгуту оптическое изображение с пространственным разрешением 10-20 мкм. Входным элементом системы является фокон 1, на большую сторону которого проецируются оптические сигналы $P_1(x) \dots P_n(x)$, области передачи которых должны располагаться на расстоянии, исключающем перекрестные помехи между каналами (рис. 9.1,б). Уменьшенное изображение входных сигналов с меньшего торца входного фокона вводится в тонкий жгутовой регулярный световод, по которому пакет оптических сигналов параллельно поступает на меньший торец приемного фокона. На выходном торце приемного фокона в соот-

ветствующих зонах его поперечного сечения воспроизводятся входные оптические сигналы, которые считываются с помощью матрицы фотоприемников. При диаметре входного торца 5 мм и использовании зоны передачи информации диаметром 1 мм, общее число каналов может достигать несколько десятков.

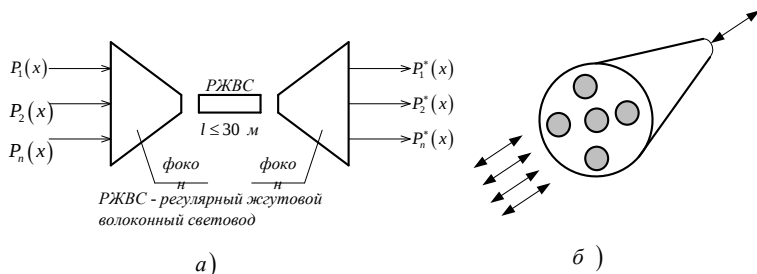


Рис. 9.1. ВОС с пространственным уплотнением каналов:
а – функциональная схема, б – схема расположения входов на торце фокона

Основные требования к волоконно-оптическим элементам :

- высокая разрешающая способность ($\geq 50 \frac{\text{лин}}{\text{мм}}$)
- высокая степень регулярности жгута

В такой системе могут использоваться датчики интенсивности и спектра.

Общие потери таких световодов, определяются потерями в стеклянных световодах, примерно равными $10...15 \frac{\text{дБ}}{\text{км}}$. Максимальная дальность передачи информации при таком уровне энергопотерь не превышает нескольких десятков метров.

9.2. Системы с временным мультиплексированием

Различают системы с активным и пассивным временным мультиплексированием. В системах с активным мультиплексированием уплотнение достигается на уровне электрических сигналов (рис. 9.2).

Входная информация представляется в виде электрических напряжений, которые мультиплексируются, например, с помощью

многоканального ключа. Под действием напряжения синхронизации $U_{\text{синхр}}$ на вход источника излучения подключается один из информационных сигналов. Далее на демультиплексоре, под действием напряжения синхронизации он выделяется. Для синхронизации работы мультиплексора и демультиплексора могут использоваться стробирующие импульсы, с приходом которых на приемную часть начинается новый цикл преобразования.

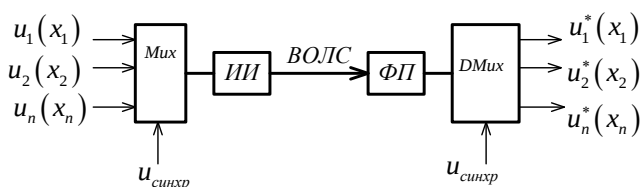


Рис. 9.2. Система передачи информации с активным временным мультиплексированием

При пассивном временном мультиплексировании используются оптические линии задержки (ОЛЗ) в виде отрезков световодов необходимой длины. Типовое время задержки распространения луча по световоду $3...5 \text{ нс}/\text{м}$.

Типовая структурная схема с пассивным временным мультиплексированием имеет показана на рис. 9.3. Излучатель, который запитывает датчики, работает в импульсном режиме. Выходной оптический сигнал излучателя с помощью Y ответвителя $1 \times n$ (на рисунке не показан) разделяется между оптическими датчиками. Оптические импульсы от разных датчиков, поступающие на мультиплексор, $n \times 1$ приходят на его выход в разное время, которое определяется различными временами задержки в ОЛЗ. Таким образом на входе световода формируется последовательность оптических импульсов с взаимными временными сдвигами, определяемыми временами задержки в ОЛЗ. Сформированная таким образом временная последовательность после прохождения по световоду поступает на временной демультиплексор, в котором оптические сигналы после фотоэлектрического преобразования трансформируются в параллельный формат данных $P(x_1).....P(x_n)$.

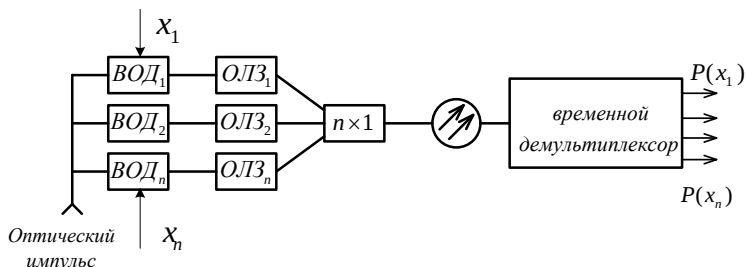


Рис. 9.3. Система с пассивным временным мультиплексированием

Если в системе используются датчики амплитудного типа, то необходимо применить стабилизацию коэффициента передачи оптического тракта, включая амплитуду генератора оптических импульсов и чувствительность фотоприемника. Как правило, схема стабилизации включает опорный и рабочий каналы, находящиеся в одинаковых условиях эксплуатации. С помощью опорного канала организуется цепь глубокой отрицательной обратной связи по оптическому сигналу, при этом нестабильность коэффициента передачи оптического тракта может быть снижена до $0.01 \text{ \%}/\text{град}$.

9.3. Система со спектральным уплотнением

Такие системы используют широкий спектр излучаемых длин волн, которые селективно направляются в зону модуляции излучения (например, зона измерения), а затем одновременно передаются по одному световоду к оконечному устройству.

Оконечное устройство представляет собой селектор длин волн, каждая из которых несет информацию о значении своего параметра. В таких системах обеспечивается высокая развязка каналов, однако при этом необходимо применять излучатели со строго фиксированным спектральным составом излучения, использовать спектрально – селективные ответвители и другие спектральные элементы. При использовании широкоспектральных источников основным элементом, определяющим качество таких систем, являются селективные филь-

тры (призмы, зеркала, интерференционные фильтры и т.д.). Типовая схема системы со спектральным уплотнением имеет вид (рис.9.4):

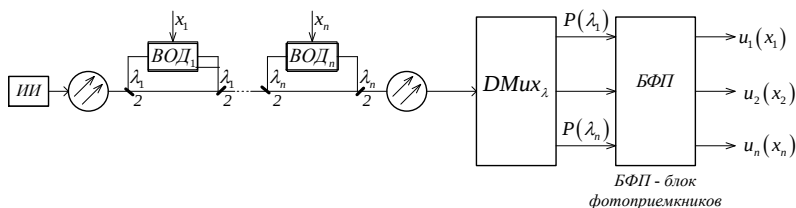


Рис. 9.4. Система сбора информации со спектральным уплотнением: 1 – источник излучения, 2 – спектрально-селективные фильтры

Спектральные фильтры 2 вырезают из спектра излучения источника длины волн от λ_1 до λ_n , которые после модуляции в ВОД в соответствии с законом изменения x_i вновь возвращаются в общую шину. Выходная оптическая мощность при спектральном мультиплексировании:

$$P_{\text{вых}} = \sum_{i=1}^n k_i \cdot \int_{\lambda_i - \Delta\lambda/2}^{\lambda_i + \Delta\lambda/2} P(\lambda) \cdot S_i(\lambda_i) d\lambda,$$

где: k_i – коэффициент передачи на i -ой спектральной составляющей, $P(\lambda)$ – спектральная характеристика излучателя, $S_i(\lambda_i)$ – спектральная характеристика i -го спектрального фильтра, λ_i – центральная длина волны пропускания фильтра, $\Delta\lambda/2$ – полуширина спектральной характеристики.

В то же время, входная мощность, вводимая от источника излучения:

$$P_{\text{ex}} = K_{\text{ев}} \int_{\lambda_H}^{\lambda_B} P(\lambda) d\lambda,$$

где λ_H , λ_B – коротко и длинно волновые границы спектра источника излучения, $K_{\text{ев}}$ - коэффициент ввода излучения в первый по схеме световод.

Без учета потерь в ВОД общие энергетические потери в системах со спектральным уплотнением равны

$$\eta = 10 \lg \frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{вых}}} = 10 \lg \frac{\kappa_{\text{вб}} \int_{\lambda_H}^{\lambda_B} P(\lambda) d\lambda}{\sum_{i=1}^n k_i \cdot \int_{\lambda_i - \Delta\lambda/2}^{\lambda_i + \Delta\lambda/2} P(\lambda) \cdot S_i(\lambda_i) d\lambda}.$$

Современные элементы волоконно-оптической техники позволяют реализовать до нескольких десятков спектральных каналов при длине оптического волокна 1 км и более.

9.4 Мультисенсорный преобразователь информации на основе ВОЦАП

Одним из перспективных направлений развития ВОД является разработка мультисенсорных преобразователей информации (МСПИ), предназначенных для многоточечного контроля конечных положений объектов управления в 2D и 3D пространствах. Входными сигналами МСПИ являются бинарные механические сигналы $x_0 \dots x_{n-1}$, формируемые концевыми выключателями при механическом контакте с реперными точками рабочего пространства. Примерами таких объектов являются исполнительные механизмы робототехнических комплексов, работающих «по упорам», автоматы для лазерной и дуговой сварки и резки металлов, устройства тепловой защиты и др. Схемы взаимодействия сенсоров МСПИ с объектами контроля приведены на рис. 9.5.

Для реализации преимуществ электрически нейтральных волоконно-оптических датчиков при объединении их в систему можно воспользоваться волоконно-оптическими ЦАП (ВОЦАП), принципы построения которых рассмотрены выше. Функциональная схема МСПИ на основе пассивного волоконно-оптического ЦАП и ПНК с параллельной структурой приведена на рис. 9.6 [19].

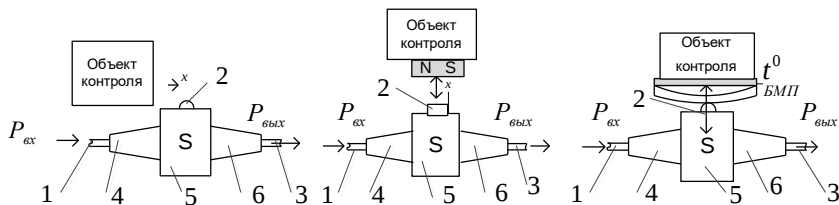


Рис.9.5. Схемы взаимодействия сенсоров МСПИ с объектами контроля: а – нажимного действия, б – с магнитным взаимодействием, в – с термомеханическим взаимодействием: 1- передающий световод, 2- шток оптического переключателя, 3- приемный световод, 4,6- оптические разъемы, 5- корпус переключателя

Оптический сигнал от источника излучения ИИ поступает на вход формирователя оптических логических сигналов, состоящего из оптического разветвителя Y_1 , осуществляющего равномерное деление оптической мощности излучателя между n выходными полюсами, и оптических ключей. Под действием механических сигналов $x_0 \dots x_{n-1}$ происходит прерывание оптических сигналов с соответствующих выходов ответвителя Y_1 , причем

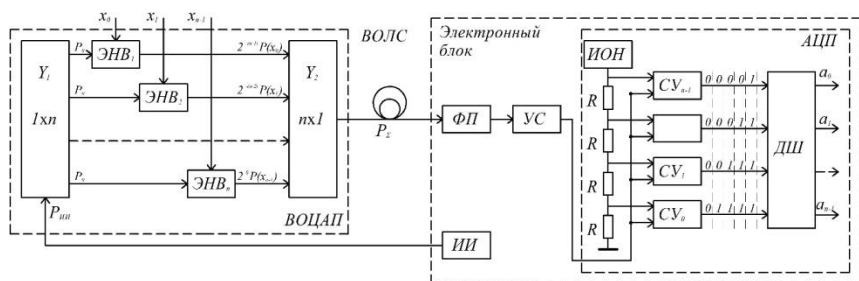


Рис. 9.6. Функциональная схема МСПИ на основе АЦП параллельного преобразования

$$P_i = \begin{cases} P_i & \text{при } x_i = 1 \\ 0 & \text{при } x_i = 0 \end{cases}$$

Сформированные таким образом бинарные оптические сигналы поступают на элементы назначения веса (ЭНВ), коэффициенты пе-

редачи (ослабления) которых изменяются в соответствии с числовым рядом $\{2^{-i}\}$. Далее «взвешенные» оптические сигналы суммируются в обратно включенном разветвителе Y2. Суммарный оптический сигнал с выхода разветвителя преобразуется с помощью фотоприемника и усилителя в электрический сигнал, который оцифровывается в АЦП. В результате на выходе АЦП формируется цифровой код, поразрядно совпадающий с входным кодом, представленном в виде бинарных механических сигналов

$$\begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \dots \\ x_{n-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \dots \\ a_{n-1} \end{bmatrix}$$

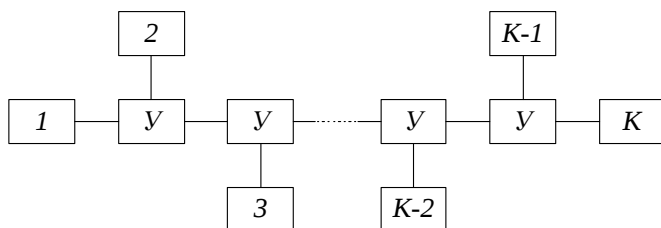
Как видно из рис.9.6, электронный блок и чувствительные элементы могут быть разнесены между собой с помощью волоконно-оптической линии связи (ВОЛС) на заданное расстояние (до нескольких сотен метров), что позволяет обеспечить работу электронных компонентов в зоне с комфортными условиями эксплуатации.

9.5. Волоконно-оптические системы распределения информации

Волоконно-оптические системы распределения информации используются при построении систем кабельного телевидения, сетей Интернет, локальных компьютерных сетей и других видов систем. Такие системы применяются также на борту летательных аппаратов, подводных лодок и кораблей.

В настоящее время применяется несколько конфигураций таких систем, а именно: последовательная, кольцевая, конфигурация типа звезда и комбинированная. При этом может быть обеспечен обмен информацией как в симплексном, так и в дуплексном режиме.

Схема с последовательной конфигурацией приведена на рис. 9.7.



1 - K - номер абонента

Рис.9.7. Схема с последовательной конфигурацией

В последовательной системе с одинаковыми и постоянными параметрами связующих элементов, т.е. потерями, вносимыми в информационную шину и коэффициентами деления ответвителей, наименьшее отношение оптической мощности на входе приемника к оптической мощности на выходе любого другого передатчика будет для терминалов 1 и K, т.к. они наиболее удалены между собой.

Основной недостаток последовательной схемы заключается в том, что оптические потери между различными терминалами различны. Этот недостаток устраняется в системе типа “звезда” (рис. 9.8).

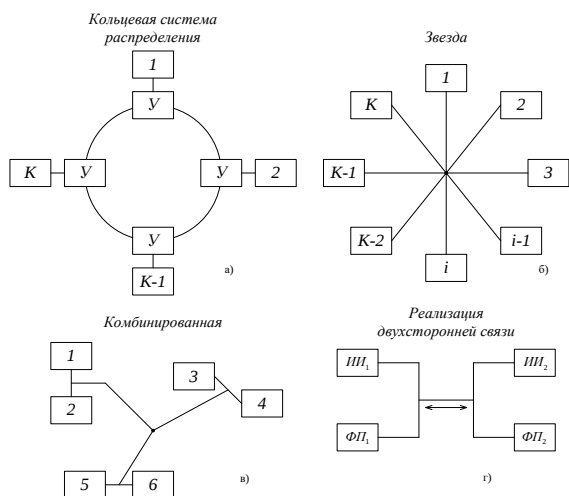


Рис. 9.8. Разновидности конфигураций систем распределения информации

Соединение “звезда” позволяет скорректировать разницу в затуханиях, вызванную длиной оптического волокна.

На практике при $K < 10$ применяется последовательное или кольцевое соединение, при $K > 10$ – “звезда”. Максимальная длина между терминалами может быть от десятков метров до единиц километров. Ширина полосы частот передаваемых сигналов от десятков кГц до десятков МГц.

Отличительные особенности всех систем – наличие дополнительных потерь в ответвителях, которые необходимо учитывать при их инженерном расчете.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Варжель, С.В. Волоконные брэгговские решетки [Текст] / С.В. Варжель. – СПб.: Университет ИТМО, 2015. – 65 с.
2. Вербовецкий, А.А. Основы проектирования цифровых оптических систем и сетей связи [Текст] / А.А. Вербовецкий– М.: АЛЕКС-ВЕРБ, 2004. – 212с. – (Информационные технологии XXI века; Т.2).
3. Верник, С.М. Оптические кабели связи [Текст]: учеб. пособие / С.М. Верник, В.Я. Гитин, В.С. Иванов. – М.: Радио и связь, 1988. –144 с.
4. Волоконно-оптические датчики // Официальный сайт компании ИНВЕРСИЯ СЕНСОР. – URL : <https://i-sensor.ru/index.php/tochechnye-datchiki/datchik-vibratsii/90-produktsiya/images/is/docs/ASTRO%20A551.pdf>. (дата обращения 05.05.2017)
5. Волоконно-оптические датчики. Вводный курс для инженеров и научных работников [Текст] / под ред. Э. Удда. – М.: Техносфера, 2008. – 520 с.
6. Гавричев, В.Д. Волоконно-оптические датчики магнитного поля [Текст]: учеб. пособие. / В.Д. Гавричев, А.Л. Дмитриев. – СПб.: СПбНИУ ИТМО, 2013. – 83 с.
7. Гречишников, В. М. Схемотехника волоконно-оптических устройств [Электронный ресурс] : электрон. учеб. пособие / В. М. Гречишников; Минобрнауки России, Самар. гос. аэрокосм. ун-т им. С. П. Королева (нац. исслед. ун-т). – Электрон. текстовые и граф. дан. (17,1 Мбайт). – Самара, 2012. – 1 эл. опт. диск (CD-ROM).
8. Гречишников, В.М. Методика оптимального выбора конструктивных параметров специальных оптических разъемов для датчиковой аппаратуры [Текст] / В.М. Гречишников, О.В. Теряева // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. – 2017. – Т.19. – №1. – С.162-165.
9. Гречишников, В.М. Оптоэлектронные цифровые датчики перемещений со встроенными волоконно-оптическими линиями связи [Текст] / В.М. Гречишников, Н.Е. Конюхов. – М.: Энергоатомиздат, 1992. – 160 с.
10. Григорьев, М.Г. Волоконно-оптический датчик тока [Текст] / М.Г. Григорьев, Г.В. Вавилова // Инновации в науке: сб. ст. по матер. XX междунар. науч.-практ. конф. – Новосибирск: СибАК, 2013.

11. Зеленский, В.А. Бинарные волоконно-оптические преобразователи в системах управления и контроля [Текст] / В.А. Зеленский, В.М. Гре-чишников. – Самара: Изд-во СНЦ РАН, 2006. – 118 с.
12. Корис, Р. Справочник инженера-схемотехника [Текст]: [пер. с нем.] / Р. Корис, Х. Шмидт-Вальтер. – М.: Техносфера, 2006. – 607 с. – (Мир электроники; VII-26).
13. Леонович, Г.И. Гибридные датчики на волоконно-оптических брэггов-ских решетках [Текст] / Г.И. Леонович, С.. Олешкевич / Известия Са-марского научного центра РАН. Т. 18. № (4) 47. 2016. С.1340-1345.
14. Оптические логические элементы // Официальный сайт Перазаводского гос. университета. URL : [http : // dfe.petrstu.ru/koi/posob/optproc /optidigi.html](http://dfe.petrstu.ru/koi/posob/optproc/optidigi.html) (дата обращения 02.03.2018)
15. Пат. № 2256890 Российская федерация, Волоконно-оптический датчик температуры [Текст] / И.К. Мешковский, О.С. Попков, А.О. Вознесен-ская, опубли.20.07.2005, Бюл. № 20.
16. Портнов, Э.Л. Оптические кабели связи: конструкции и характеристики [Текст] / Э.Л. Портнов. – М.: Горячая линия – Телеком, 2002. – 231 с. – (Сети и сетевые технологии)
17. Спиридонов, И.Н. Измерение основных характеристик приёмников оп-тического излучения [Текст]: метод. указания к лаб раб. №3 по курсу «Оптические системы связи в биотелеметрии» / И.Н. Спиридонов, И.А. Аполлонова К.Г. Кудрин .- М: МГТУ им. Баумана, 2005.
18. Старикова, Н.С. Волоконно-оптический датчик тока [Текст] / Н.С. Ста-рикова, М.Г. Григорьев // Современные проблемы науки и образования. – 2014. – № 6.
19. Теряева, О.В. Мультисенсорные преобразователи информации на осно-ве волоконно-оптических ЦАП [Текст]: дис. канд. техн. наук, 05.13.05, защищена 29.12.1017, утв.7 мая 2018. Теряева Ольга Викто-ровна. – Самара: Самарский университет, 2017. – 166с.
20. Федоров, В.Б. Оптические логические элементы для высокопроизводи-тельных оптических процессоров [Текст] / В.Б. Федоров // Квантовая электроника. – 17, № 12 (1990).
21. Фриман Р. Волоконно-оптические системы связи [Текст] / Р. Фриман; пер. с англ. под ред. Н.Н. Слепова. – М.: Техносфера, 2003. – 447 с. – (Мир связи)

22. Шумкова, Д.Б. Специальные волоконные световоды [Текст]: учеб. пособие / Д.Б. Шумкова, А.Е. Левченко. – Пермь: Изд-во Перм. нац. ис-след. политехн.ун-та, 2011. – 178 с.
23. Телекоммуникационное и научное оборудование. Официальный сайт группы компаний FIBERTOOL.- URL: <http://m.fibertool.ru> (дата обращения 25.07 2017)

Учебное издание

Гречишников Владимир Михайлович

**СХЕМОТЕХНИКА
ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ**

Учебное пособие

Редактор Т.К. Кр е т и н и н а
Компьютерная верстка Л.Р. Д м и т р и е н к о

Подписано в печать 27.11.2018. Формат 60х84 1/16.

Бумага офсетная. Печ. л. 10,75.

Тираж 25 экз. Заказ . Арт. – 17(P5У)/2018.

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САМАРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АКАДЕМИКА С.П. КОРОЛЕВА»
(САМАРСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)
443086 Самара, Московское шоссе, 34.

Изд-во Самарского университета.
443086 Самара, Московское шоссе, 34.