

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

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

В. М. Гречишников

СХЕМОТЕХНИКА ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ

Электронное учебное пособие

САМАРА
2012

УДК 621.389:681.2

ББК 32.96

Г 813

Автор: **Гречишников Владимир Михайлович**

Рецензенты:

Зав.кафедрой электротехники СамГУПС, д.т.н., профессор Дубинин А. Е.

Профессор кафедры РТУ СГАУ, д.т.н., Леонович Г. И.

Редакторская обработка Т. К. Кретирина

Компьютерная верстка Н. О. Вялова

Доверстка В. М. Гречишников

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).

В учебном пособии рассмотрены принципы построения радиотехнических устройств и систем на основе волоконно-оптических технологий. Приведен анализ распространения излучения в световодах различной формы в рамках геометрической и волновой оптики. Рассмотрены принципы построения и технические возможности функциональных волоконно-оптических элементов, устройств и систем, предназначенных для получения, передачи и распределения информации.

Учебное пособие предназначено для студентов радиотехнического факультета СГАУ, изучающих дисциплину «Схемотехника волоконно-оптических устройств», специальность 210302 «Радиотехника», 7 семестр; для бакалавров по направлению 210400.62 «Радиотехника», 6 семестр; специальность 210601.65 «Радиоэлектронные системы и комплексы», 8 семестр; дисциплину «Волоконно-оптические преобразователи информации», специальность 210601.65 «Радиоэлектронные системы и комплексы», 8 семестр; для бакалавров по направлению 210400.62 «Радиотехника», 7 семестр; специальность 210302 «Радиотехника», 9 семестр.

Учебное пособие подготовлено на кафедре электротехники СГАУ.

	ВВЕДЕНИЕ	
1.	Краткий очерк истории волоконной оптики.....	6
2.	Достоинства и недостатки ВОЛС.....	10
3.	ЛУЧЕВАЯ ТЕОРИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН В СТУПЕНЧАТЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ.....	13
3.1	Законы геометрической (лучевой) оптики. Полное внутреннее отражение	13
3.2	Круглый диэлектрический стержень.....	15
3.3	Ступенчатый волоконный световод.....	17
3.4	Конические световоды (фоконы).....	22
3.5	Пирамидальные и секториальные световоды.....	26
4.	ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ.....	27
4.1	Распространение оптических волн в веществе.....	27
4.2	Волновые процессы в плоском световоде.....	31
4.3	Графо - аналитический метод расчета числа мод в плоском световоде.....	37
4.4	Волновой анализ распространения излучения в цилиндрическом ступенчатом волокне.....	38
4.5	Одномодовые цилиндрические волокна.....	44
4.6	Градиентные цилиндрические световоды.....	45
4.7	Основные физико-механические свойства световодов.....	48
4.8	Погонное затухание волоконных световодов.....	50
4.9	Динамические характеристики.....	53
4.10	Ввод излучения в волоконные световоды	55
5.	ЭЛЕКТРОННЫЕ КОМПОНЕНТЫ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ.....	59
5.1	Требования к источникам излучения для ВОУ.....	59
5.2	Принцип генерации лазерного излучения.....	59
5.3	Лазерные полупроводниковые диоды.....	63
5.4	Оптические и энергетические характеристики лазерных диодов.....	66
5.5	Светоизлучающие диоды (СИД).....	69
5.6	Схемы включения источников излучения (излучателей).....	72
5.7	Фотоприемники (ФП) волоконно-оптических устройств.....	73
5.7.1	Требования ФП и их общая классификация.....	73
5.7.2	Дрейфовые ФП.....	75
5.7.3	P-i-n фотодиоды.....	77
5.7.4	Лавинные ФД.....	78
5.8	Схемы включения фотодиодов.....	79
6.	ПАССИВНЫЕ КОМПОНЕНТЫ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ..	80
6.1	Оптические кабели.....	80
6.2	Разъемные оптические соединители.....	81
6.3	Неразъемные оптические соединения.....	84
6.4	Оптические разветвители и ответвители.....	85
6.5	Волоконно-оптические переключатели.....	86

7.	ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ	87
7.1	Оптические изоляторы и вентили.....	87
7.2	Оптические усилители.....	88
7.3	Оптические логические элементы.....	91
7.4	Оптические бистабильные элементы на основе нелинейной оптики.....	92
7.5	Волоконно-оптический RS-триггер на связанных световодах и кольцевых ответвителях.....	93
7.6	Волоконно-оптический цифро-аналоговый преобразователь.....	94
7.7	Волоконно-оптические модуляторы излучения (ВОМ).....	96
7.8	Волоконно-оптические датчики (ВОД).....	98
7.9	Устройства спектрального объединения и деления каналов.....	102
8.	ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ	103
8.1	ВОС с пространственным уплотнением каналов.....	104
8.2	Системы с временным мультиплексированием.....	105
8.3	Система со спектральным уплотнением.....	106
8.4	Волоконно-оптические системы распределения информации.....	107
8.5	Расчет оптимального распределения энергопотерь между элементами ВОЛС.....	109
	Список литературы.....	112

Введение

Одним из наиболее перспективных направлений развития техники связи и приборостроения является использование волоконно-оптических технологий /1,2,4,5,15/. В связи с этим подготовка специалистов в области волоконно-оптических преобразователей информации, систем волоконно-оптической связи, систем сбора, передачи и распределения информации является важным направлением профессиональной подготовки специалистов радиотехнического профиля.

Изучение данной дисциплины предусмотрено учебными планами 210302.65, 210400.62 и 210601.2.65. Преподавание дисциплины способствует формированию у студентов необходимого набора компетенций в области волоконно-оптических технологий, что отвечает современным и перспективным направлениям развития радиотехники, приборостроения и систем управления. В пособии кратко изложена история волоконной, 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, основные эксплуатационные характеристики и схемы включения полупроводниковых источников и приемников излучения. Приведены сведения о конструкциях и характеристиках оптических кабелей, ответвителей и разветвителей. разъемных оптических соединителей. Приведена авторская методика оптимального распределения энергопотерь между элементами волоконно-оптического тракта. Особое внимание уделено изучению волоконно-оптических функциональных элементов: оптических изоляторов, усилителей, логических элементов и триггеров. Дано описание основных видов модуляции в волоконных световодах – амплитудной, фазовой и поляризационной, а также основных используемых в схмотехнике физических эффектов. Рассмотрены также принципы построения и характеристики спектрально-селективных элементов – интерференционных фильтров, дифракционных решеток, дихроичных зеркал и др. Рассмотрены вопросы применения световодов для создания преобразователей перемещения, температуры, уровня жидкости и электрического напряжения.

Подчеркнуты преимущества указанных устройств по сравнению с аналогами, выполненными на традиционных физических эффектах. Рассмотрены также принципы построения волоконно-оптических систем передачи информации, с различными видами уплотнения каналов, а также свойства основных конфигураций систем распределения информации.

1. Краткий очерк истории волоконной оптики /15/

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.

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!) В Соединенных Штатах оптический телеграф соединял Бостон с островом Марта Вайнyard, расположенным недалеко от этого города. Все эти системы со временем были заменены электрическими телеграфами.

Английский физик Джон Тиндалл в 1870 году продемонстрировал возможность управления светом на основе внутренних отражений. На собрании Королевского общества 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. 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 Александр Грэхем Белл запатентовал фотофон (рис.1.1), в котором направленный свет использовался для передачи голоса. 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.

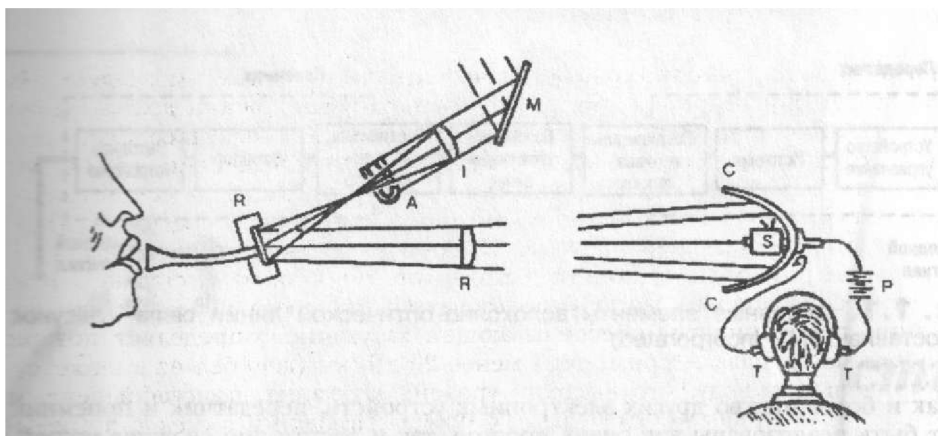


Рис. 1.1 Фотофон Александра Белла (рисунок предоставлен AMP incorporated)

Модулированный голосом солнечный свет, падающий на образец селена, изменял силу тока, протекающего через контур приемного устройства, и воспроизводил голос. 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 волокна, предназначенные для передачи изображения, были разработаны Брайеном О'Бриеном, работавшим в Американской оптической компании, и Нариндером Капани с коллегами в Императорском научно-технологическом колледже в Лондоне. 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 Kaptron, специализирующуюся в области волоконно-оптических разветвителей и коммутаторов.

В 1957 году Гордон Голд, выпускник Колумбийского университета, сформулировал принципы работы лазера как интенсивного источника света. Теоретические работы Чарльза Таунса совместно с Артуром Шавловым в Bell Laboratories способствовали популяризации идеи лазера в научных кругах и вызвали бурный всплеск экспериментальных исследований, направленных на создание работающего лазера. 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 академиками Басовым и Прохоровым была получена лазерная генерация на полупроводниковом кристалле. Именно такой тип лазера используется в волоконной оптике. Голду с большим опозданием, только в 1988 году, удалось получить четыре

основных патента по результатам работ, выполненных им в 50-е годы и посвященных принципу работы лазера.

Использование излучения лазера как носителя информации не было оставлено без внимания специалистами по коммуникации. 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, работавшие в английской лаборатории телекоммуникационных стандартов, опубликовали статью о том, что оптические волокна могут использоваться как среда передачи при достижении прозрачности, обеспечивающей затухание (определяет потери при передаче сигнала — прим. ред.) 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 со своими коллегами 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 кабельная система из 302 медных кабелей, имевшая суммарную протяженность 1260 м и весившая 40 кг, была заменена на 12 волокон общей длиной 76 м и весом 1.7 кг. Военные были первыми в деле внедрения волоконно-оптической линии. В 1977 году была запущена 2-км система со скоростью передачи информации 20 Мб/сек (мегабит в секунду), связавшая наземную спутниковую станцию с центром управления.

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. В 1980-м AT&T объявила об амбициозном проекте волоконно-оптической системы, связывающей между собой Бостон и Ричмонд. Реализация проекта воочию продемонстрировала скоростные качества новой технологии в серийных высокоскоростных системах, а не только в экспериментальных установках. После этого стало ясно, что в будущем ставку надо делать на волоконно-оптическую технологию, показавшую возможность широкого практического применения.

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.

Несмотря на то, что компьютерная индустрия, технология компьютерных сетей и управление производством не столь быстро, как военные и телекоммуникационные компании, брали на вооружение волоконную оптику, тем не менее и в этих областях также производились экспериментальные работы по исследованию и внедрению новой технологии. Наступление эры информации и возникшая в связи с этим потребность в более производительных телекоммуникационных системах только подхлестнули дальнейшее развитие волоконно-оптической технологии. 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 передавать информацию с большей скоростью и на большие расстояния. Предшествующая модель контроллера на основе медных проводников имела скорость передачи данных 4.5 Мб/сек с максимальной длиной линии передачи в 400 футов (1 фут = 0,3048 м). Новый контроллер работает со скоростью 10 Мб/сек на расстоянии в несколько миль (1 миля=1,609км.).

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, правда, 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. Однако с 1992 года солитонная технология остается на уровне лабораторных демонстраций и не находит пока коммерческого применения.

2. Достоинства и недостатки ВОЛС/15/

К основным преимуществам ВОЛС, как канала передачи информации следует отнести следующие.

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. 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:

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, аттенюаторы.

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 1 ГПа (10^9 Н/м²). Это, казалось бы, означает, что волокно в единичном количестве с диаметром 125 мкм выдержит вес гири в 1 кг. 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.

Преимущества от применения волоконно-оптических линий связи настолько значительны, что несмотря на перечисленные недостатки оптического волокна, дальнейшие перспективы развития технологии ВОЛС в информационных сетях более чем очевидны.

3. ЛУЧЕВАЯ ТЕОРИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН В СТУПЕНЧАТЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

3.1 Законы геометрической (лучевой) оптики. Полное внутреннее отражение

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 $\varphi_{\text{пад}}$ связан с углами отражения $\varphi_{\text{отр}}$ и преломления $\varphi_{\text{пр}}$ (рис.3.1,а) следующими соотношениями/ 14/:

$$\varphi_{\text{пад}} = \varphi_{\text{отр}}, n_1 \sin \varphi_{\text{пад}} = n_2 \sin \varphi_{\text{пр}}, \quad (3.1.1)$$

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 (3.1) всегда существует критический (предельный) угол падения (рис. 3.1,б)

$$\varphi_{кр} = \arcsin \frac{n_2}{n_1}, \quad (3.1.2)$$

при котором прошедшая волна распространяется вдоль границы раздела сред ($\varphi_{пр} = \pi/2$). При всех углах падения $\varphi > \varphi_{кр}$ преломленная волна отсутствует и свет полностью отражается от поверхности оптически менее плотной среды (рис. 3.1,в). Это явление называется полным внутренним отражением. Отраженная волна при этом приобретает фазовый сдвиг, зависящий от угла падения.

При полном внутреннем отражении электромагнитное поле световой волны частично заходит во вторую среду, где экспоненциально убывает.

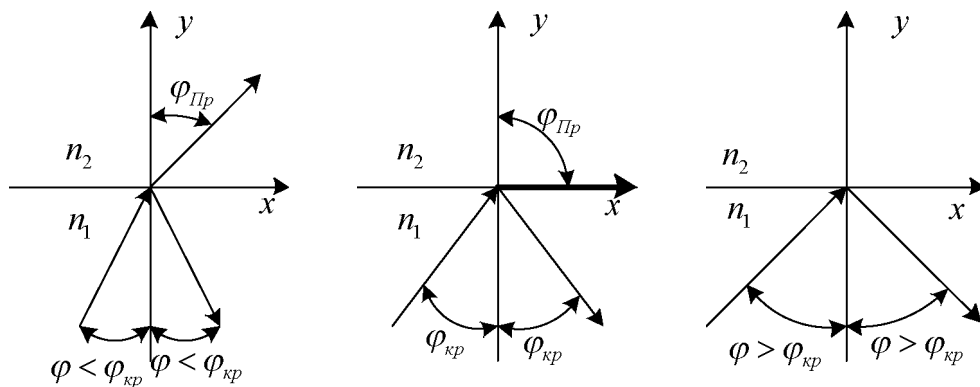


Рис.3.1 Падение плоской волны на границу двух сред при $n_1 > n_2$

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

$$\delta = \frac{\lambda}{2\pi n_1 \sqrt{\sin^2 \varphi - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}. \quad (3.1.3)$$

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

3.2 Круглый диэлектрический стержень

Простейшим ВС является круглый диэлектрический стержень, показатель преломления которого n_1 выше, чем у окружающей среды n_0 (рис. 3.2).

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. /14/ 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 (3.1.3). 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 рис. 3.1,а) следует, 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.3.2). Луч, падающий под углом θ , преломляется под углом θ_1 , который в соответствии с (1) определяется выражением

$$n_0 \sin \theta = n_1 \sin \theta_1. \quad (3.2.1)$$

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 (3.2).

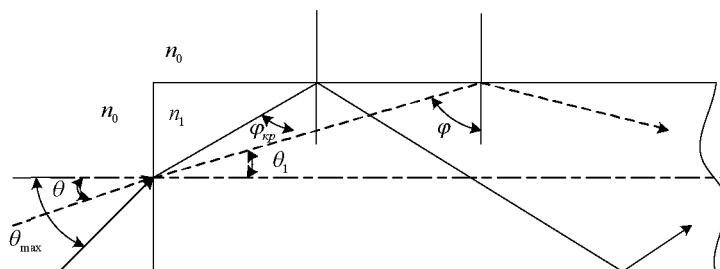


Рис.3.2. Прохождение меридиональных лучей по диэлектрическому стержню

Следовательно, $\sin \varphi = \cos \theta_1 \geq n_0 / n_1$. Из (3.2.1) 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 $\sin^2 \theta \leq 1$, т.е. $(n_1 / n_0)^2 \geq 2$. Отсюда следует, что если

$$\frac{n_1}{n_0} \geq \sqrt{2}, \quad (3.2.2)$$

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

Условие (3.2.2), 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, казалось бы, очевидное преимущество, такой световод в оптических устройствах не применяется. Обусловлено это следующими причинами. Стекланные ОВ, 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 ОВ. 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 сердцевиной. 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 защитным 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 соответствии с (3.2.2) 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 .

3.3 Ступенчатый волоконный световод /14/

На рис.3.3 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 ОВ $\Delta = 10^{-2} \dots 10^{-3}$.

Показатель преломления оболочки имеет постоянное значение, а показатель преломления сердцевины может оставаться постоянным или изменяться вдоль радиуса по определенному закону. Изменение показателя преломления ОВ вдоль радиуса $n(r)$ называется профилем показателя преломления.

В зависимости от профиля показателя преломления ОВ подразделяются на ступенчатые и градиентные. Волокно (световод) называется ступенчатым, если значение показателя преломления остается постоянным в пределах сердцевины.

На рис.3.4 показаны структура и профиль показателя преломления ступенчатого ОВ. 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:

$$n(r) = \begin{cases} n_1 & \text{при } 0 \leq r \leq a, \\ n_2 & \text{при } a < r \leq b, \end{cases} \quad (3.3.1)$$

где a — радиус сердцевины, b — радиус оболочки.

Ступенчатые ОВ могут иметь две оболочки. Это так называемые волокна W-типа (рис.3.5). Показатели преломления сердцевины и оболочек удовлетворяют условию $n_1 > n_3 > n_2$.

Наличие оболочки, естественно, усложняет волновой процесс в ВС. В случае ступенчатого ВС (рис.3.6) часть меридиональных и косых лучей, многократно отражаясь от границы сердцевина — оболочка, распространяется вдоль сердцевины и образует моды сердцевины или направляемые моды.

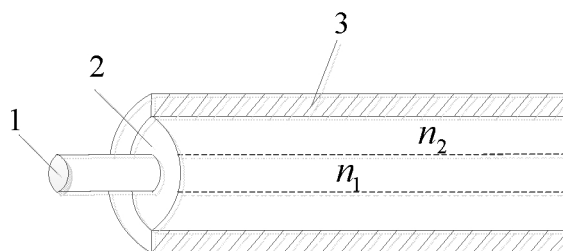


Рис.3.3 Оптическое волокно: 1 – сердцевина; 2 – оболочка; 3 – защитное покрытие

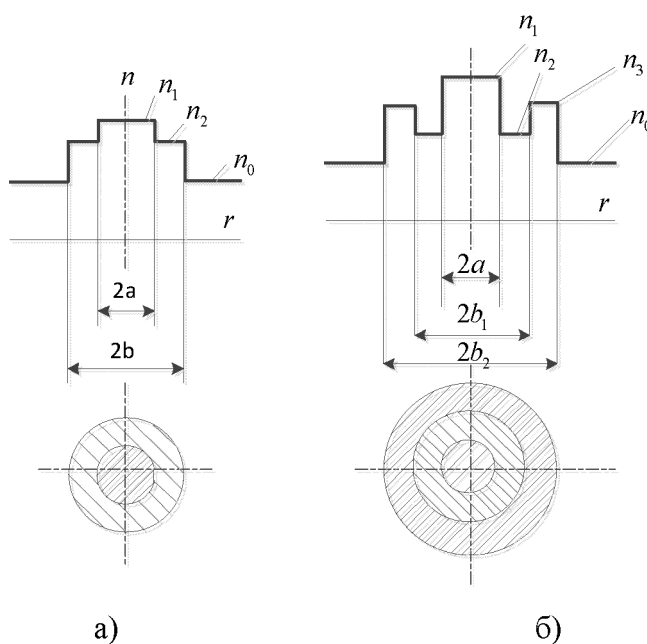


Рис.3.4 Структура и профиль показателя преломления ступенчатого оптического волокна(а), структура и профиль показателя преломления ступенчатого оптического волокна типа W

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 оболочка — окружающая среда и образуют

моды оболочки. Если защитное покрытие ОВ выполнено из сильно поглощающего материала, то оно будет устранять перекрестные помехи между ОВ 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.

Защитное покрытие

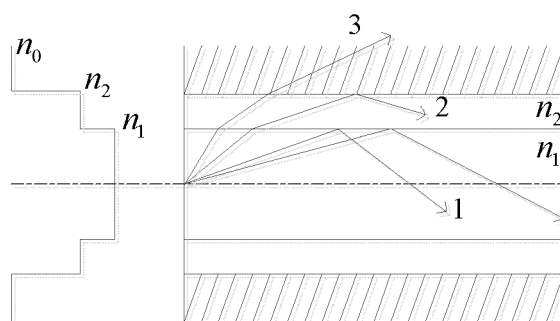


Рис.3.5. Распространение лучей в ступенчатом волоконном световоде:

1 – моды сердцевины (направляемые моды); 2 – моды оболочки; 3 – моды излучения

Рассмотрим ход меридиональных лучей, падающих из свободного пространства с показателем преломления n_0 на входной торец ступенчатого ВС и распространяющихся затем вдоль сердцевины (рис.3.6). 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 сердцевиной.

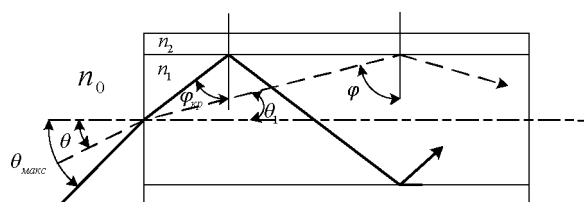


Рис.3.6. Прохождение меридиональных лучей по ступенчатому световоду

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

$$NA = n_0 \sin \theta_{\max}, \quad n_0 = 1$$

Выполняя очевидные преобразования: (3.3.2)

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

Получим ряд тождественных выражений для расчета числовой апертуры

$$\begin{aligned} NA &= n_0 \sin \theta_{\max}; \\ NA &= \sqrt{n_1^2 - n_2^2}; \\ NA &= n_1 \sqrt{2\Delta}; \end{aligned} \quad (3.3.3)$$

Таким образом, числовая апертура ступенчатого ВС определяет синус половины угла при вершине конического пучка лучей, которые захватываются и направляются ВС. Из (3.3.3) видно, что с увеличением разности показателей преломления сердцевины и оболочки значение N_A возрастает, что улучшает эффективность ввода излучения в световод. Например, при $n_1 = 1,51$ и $n_2 = 1,31$ все меридиональные лучи, падающие из воздуха ($n_0 = 1$) на торец ВС, входят в сердцевину $[N_A = 1, \theta_{\max} = (\pi/2)]$. Однако возрастание N_A 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 (3.3.3) 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 левовинтовой спиралям (рис.3.7).

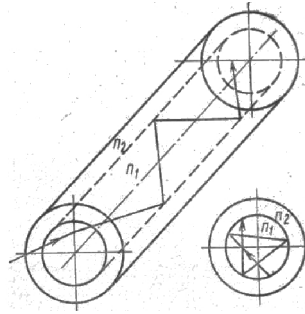


Рис.3.7Траектория движения косых лучей

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 (8), меньше действительной числовой апертуры A_D , учитывающей все лучи.

На рис.3.8 приведены результаты расчета величины отношения A_D / A для различных значений показателей преломления сердцевин n_1 и оболочки n_2 , т.е. с уменьшением числовой апертуры A меридиональных лучей. Представление направляемых мод ступенчатых ВС при помощи лучей ,

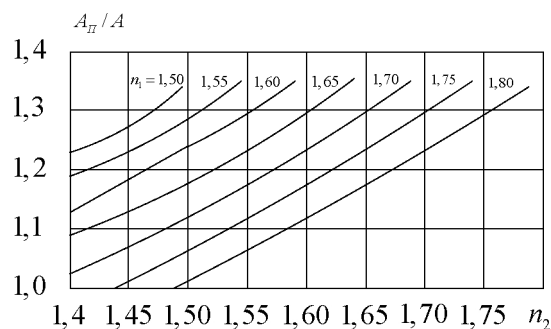


Рис.3.8. Отношение NA_D / NA для различных значений показателей преломления сердцевин и оболочки

которые удерживаются сердцевинной, 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.

3.4 Конические световоды (фоконы)

Наряду со световодами, имеющими постоянное по длине поперечное сечение, используются также световоды с переменным сечением по длине, в частности конические световоды [16].

Фоко́н 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.3.9 представлены расчетные схемы для расчета оптико-геометрических характеристик фокона.

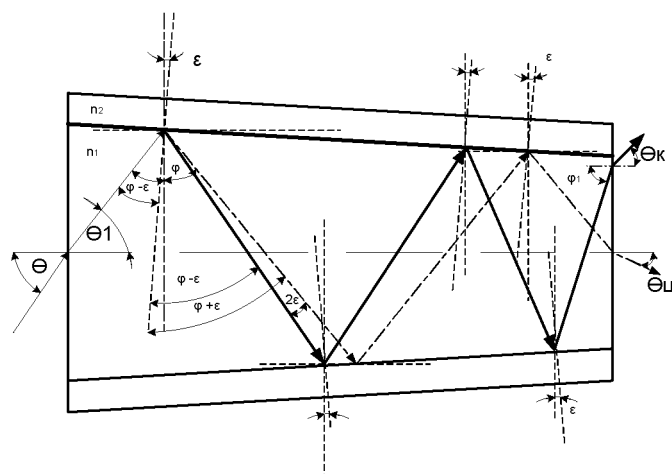


Рис.3.9 К расчету оптико-геометрических характеристик фокона.

Как видно из рис.3.9 при каждом отражении от боковой поверхности, угол падения на неё уменьшается на величину $\varepsilon = \varphi_y - \varphi_k$, где φ_y - угол отражения от боковой поверхности цилиндрического волокна, φ_k - 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 () 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:

$$\frac{\pi}{2} - \Theta_1 - \varepsilon (2 \cdot k - 1) \leq \Theta_{кр}, \text{ где: } \Theta_{кр} = \arcsin\left(\frac{n_1}{n_2}\right).$$

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) фоконa равна:

$$NA = \frac{D_2}{D_1} \sqrt{n_c^2 - n_0^2};$$

Т.к. $D_2 < D_1$, то $NA_\phi < NA_\psi$. Если положить, что $NA_\psi = 1$, то зависимость будет иметь вид, представленный на рисунке 3.10:

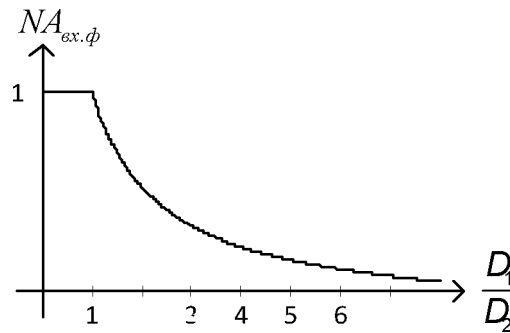


Рис.3.10 Зависимость апертуры фоконa от отношения диаметров входных и выходных торцов

Расходимость конического пучка лучей при прохождении от большего торца к меньшему увеличивается. Это увеличение может быть найдено из условия постоянства произведения площади соответствующего торца на телесный угол в котором лежат все лучи, входящие и выходящие из фоконa. Т.е.

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

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

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 K_n оптическая мощность на выходе $P_{ex} = P_{вых}$.

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:

$$\frac{\pi}{2} - u_{c1} + \varepsilon \leq \Theta_{кр},$$

где u_{c1} - критический угол падения на боковую поверхность

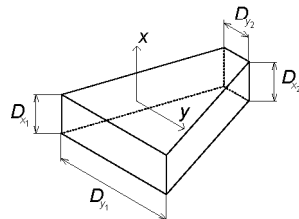
Отсюда u_{c1} будет равняться:

$$u_{c1} = \frac{\pi}{2} + \varepsilon - \Theta_{кр} \text{ - для первого акта отражения.}$$

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

3.5 Пирамидальные и секториальные световоды

Конструкция пирамидального световода представлена на рис.3.11



Для пирамидального световода:

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

Для секториального световода:

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

Рис.3.11 Конструкция пирамидального световода

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

$$NA_x = \frac{D_{x_2}}{D_{x_1}} \sqrt{n_c^2 - n_o^2} \text{ - в направлении оси } x ,$$

$$NA_y = \frac{D_{y_2}}{D_{y_1}} \sqrt{n_c^2 - n_o^2} \text{ - в направлении оси } y .$$

Расходимость пучка лучей 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:

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

Для секториальных световодов:

$$\text{расходимость пучка лучей: } \omega_2 = \omega_1 \frac{D_{x_1}}{D_{x_2}} ,$$

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

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

Фоконы, пирамидальные и секториальные световоды (фоклины) применяются для преобразования масштаба изображения, концентрации или ослабления света, а также преобразования апертурных характеристик оптического тракта.

4. ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

4.1 Распространение оптических волн в веществе

Рассмотрим основные физические закономерности, определяющие процесс передачи информации с помощью оптических волокон /14/. 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:

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

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 - фаза начальных колебаний. По аналогии и для вектора $\vec{H}$.

Здесь K_n - волновой вектор, равный по модулю волновому числу $\left(K = \frac{2\pi}{\lambda}\right)$ и направленный по направлению движения волны. Вектор $\vec{r}$ - радиус вектор, проведенный из начала координат до точки наблюдения.

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

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

μ_0, ε_0 - магнитная и диэлектрическая проницаемости.

Векторы $\dot{\vec{E}}, \dot{\vec{H}}$ и $\dot{\vec{K}}_n$ образуют правую тройку векторов:

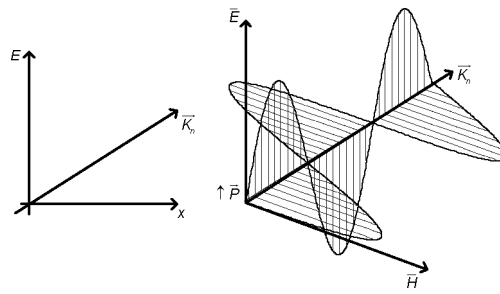


Рис.4.1. Распространение E и H волн в веществе

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

Линейная поляризация описывается единым 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: $\vec{K}_n \cdot \vec{r} = K \cdot r$. Тогда уравнение для электрической и магнитной волн можно записать в более простом виде:

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

Длиной волны излучения λ_n в среде с показателем преломления n называется расстояние, на котором гармоническая функция меняет фазу на 2π . Т.е.:

$$K = \frac{2\pi}{\lambda_n} \Rightarrow \lambda_n = \frac{2\pi}{K_n}.$$

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:

$$\dot{\vec{E}}(r) = \dot{\vec{E}} \cdot e^{j(\omega t - K_n r)},$$

аналогично и для напряженности $\vec{H}(r)$.

Уравнение постоянной фазы имеет следующий вид:

$$\omega t - K_n r = const,$$

продифференцируем полученное выражение по t :

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

здесь: $\frac{dz}{dt} = V_\phi = \frac{\omega}{K_n}$ - фазовая скорость.

Как известно, показатель преломления среды n определяется как: $n = \frac{c_0}{V_\phi}$,

где: c_0 - фазовая скорость в вакууме, V_ϕ - фазовая скорость в среде.

Сравнивая два последних выражения можно получить, что: $V_\phi = \frac{c_0}{n}$. Т.о. показатель преломления среды определяет величину замедления волны в среде 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 в среде с показателем преломления n . Если показатель преломления не является функцией от частоты ($n \neq f(\omega)$), то среда является недиспергирующей. Если показатель преломления является функцией от частоты ($n = f(\omega)$), то среда диспергирующая. Это значит, что волны с различной длиной волны (λ) будут проходить одно и тоже расстояние за разное время. В результате прямолинейный оптический импульс трансформируется следующим образом:

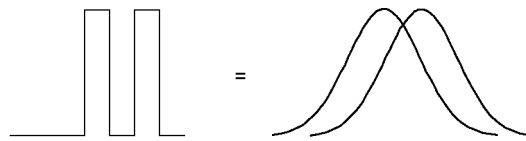


Рис.4.2. Влияние дисперсии на искажение оптических импульсов

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: $\tau_{gp} = \frac{z_0}{c_0} \left(n + \frac{dn}{d\omega} \Delta\omega \right)$, где:

$\frac{dn}{d\omega} \Delta\omega = \Delta n$ - приращение Δn в диапазоне частот $\Delta\omega$,

τ_{gp} - групповое время задержки,

$\left(n + \frac{dn}{d\omega} \Delta\omega \right) = N$ - эффективный (групповой) показатель преломления.

Соответственно групповому времени задержки можно указать групповую скорость:

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

Коэффициент распространения: $K_n = \beta_n - j\delta_n$ - носит комплексный характер, где:

β_n - коэффициент распространения (фазы),

δ_n - коэффициент ослабления (затухания).

Зависимость действительной и мнимой частей от ω можно интерпретировать в виде:

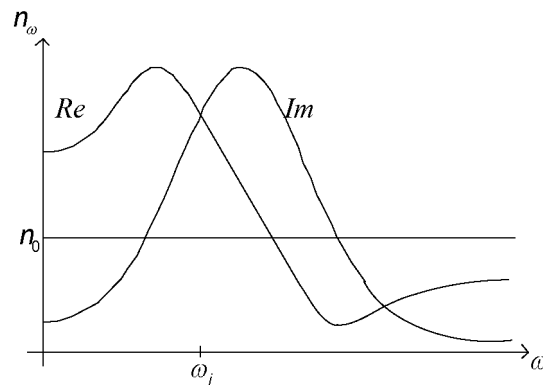


Рис.4.3. Зависимость действительной и мнимой частей коэффициента распространения от частоты.

В зависимости от выбора оптической несущей ω_i производная $\frac{dn}{d\omega}$ может быть как со знаком “+”, так и со знаком “-”.

Следовательно, групповое время задержки может быть как больше, так и меньше времени задержки на оптической несущей (основной частоте).

4.2 Волновые процессы в плоском световоде

Плоский световод (слои плотного диэлектрика), является наиболее простой моделью в направляющих диэлектрических системах, которая верно отображает принципиальные особенности распространения в них электромагнитных волн [1,16]. Такая модель часто используется при анализе и синтезе интегральных световодов.

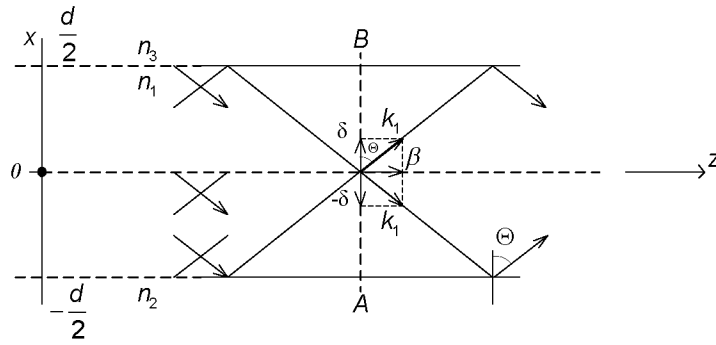


Рис.4.4. Расчетная схема плоского световода

Основными задачами при анализе полей в такой системе являются:

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

Поперечные и волновые числа связаны между собой следующим образом:

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

здесь $k_1 = n_1 \cdot k_0$ и $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$; k_1 - волновой вектор, k_0 - волновое число в вакууме.

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 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 .

$$\begin{aligned} \dot{H}_x &= -\frac{\beta}{\omega \cdot \mu_0} \dot{E}_y \\ \dot{H}_z &= \frac{1}{j \cdot \omega \cdot \mu_0} \frac{dE_y}{dx} \end{aligned} \quad (4.2.1)$$

Поле E_y бегущей волны можно представить в виде:

$$\dot{E}_y = \dot{e}_0^{(+)} \cdot E(x) \cdot e^{-j \cdot \beta \cdot z}, \quad (4.2.2)$$

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.

Направляемые волны образуют дискретный набор, составляющие которого определяются характеристическим уравнением следующего вида:

$$\delta_m \cdot d - \phi_A - \phi_B = 2\pi(m-1), \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (4.2.3)$$

Данное уравнение определяет условие распространения волны при полном внутреннем отражении. ϕ_A и ϕ_B - фазовые сдвиги при полном внутреннем отражении волны от границы A и B соответственно. $\delta_m \cdot d$ - значение аргумента электрической функции, соответствующей границы в слое.

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

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: $\delta^2 = k_n^2 - \beta^2$ 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:

$$k_1^2 - \beta^2 = \delta_1^2 > 0 \text{ в среде } n_1 \text{ и } \beta^2 - k_{2,3}^2 = \delta_{2,3}^2 > 0 \text{ в средах } n_2 \text{ и } n_3,$$

где $\delta_{2,3}$ - поперечные волновые числа в средах n_2 и n_3 .

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

$$\begin{cases} k_2 < |\beta| < k_1 \\ k_3 \leq k_2 \end{cases}. \quad (4.2.4)$$

Поскольку поле вдоль оси x внутри слоя имеет вид стоячей волны, а за его пределами убывает по экспоненциальному закону (рис.4.5), то решение волнового уравнения нужно искать в следующем виде:

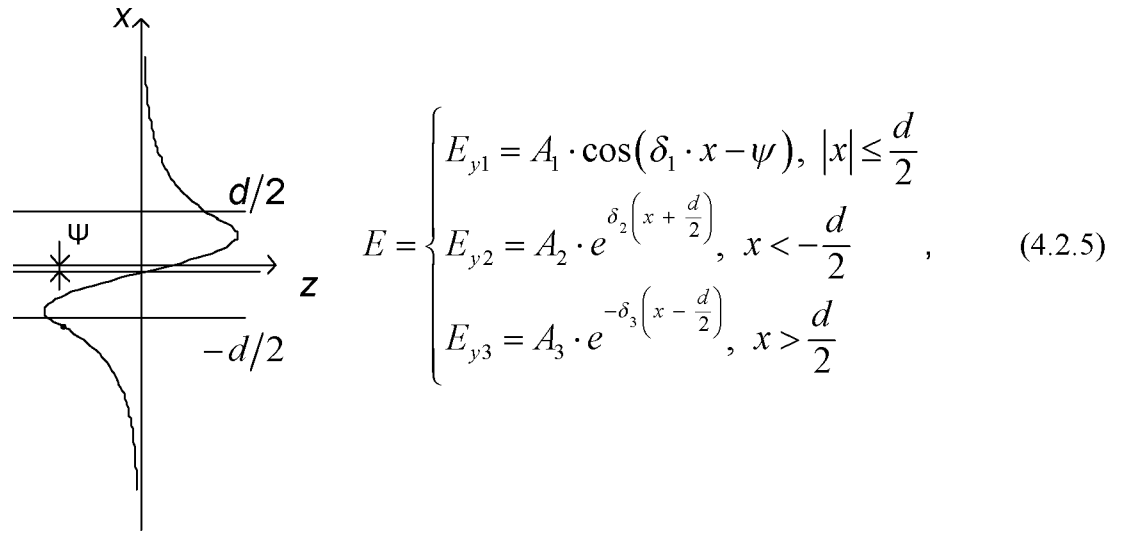


Рис.4.5 График распределения электрического поля в плоском световоде

Граничные условия, при которых решаются волновые уравнения имеют вид:

$$E_{y1} = E_{y2} \text{ и } H_{z1} = H_{z2}, \text{ при } x = -\frac{d}{2}; \quad (4.2.6)$$

$$E_{y1} = E_{y3} \text{ и } H_{z3} = H_{z1}, \text{ при } x = \frac{d}{2}; \quad (4.2.7)$$

где величины H_x, H_z определяются по (4.2.1).

Это так называемые условия непрерывности касательных на границе раздела сред.

С учетом этих условий можно написать

$$\begin{aligned} \text{при } x = -\frac{d}{2}: \quad & A_1 \cdot \cos\left(\delta_1 \cdot \frac{d}{2} - \psi\right) = A_2 \\ & \delta_1 \cdot A_1 \cdot \sin\left(\delta_1 \cdot \frac{d}{2} - \psi\right) = \delta_2 \cdot A_2; \end{aligned} \quad (4.2.8)$$

$$\begin{aligned} \text{при } x = \frac{d}{2}: \quad & A_1 \cdot \cos\left(\delta_1 \cdot \frac{d}{2} + \psi\right) = A_3 \\ & \delta_1 \cdot A_1 \cdot \sin\left(\delta_1 \cdot \frac{d}{2} + \psi\right) = \delta_3 \cdot A_3, \end{aligned} \quad (4.2.9)$$

где: ψ - начальная фаза стоячей волны в поперечном распределении поля, причем

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}\left(\frac{\delta_1 \cdot d}{2} - \psi\right) &= \frac{\delta_2}{\delta_1} \\ \operatorname{tg}\left(\frac{\delta_1 \cdot d}{2} + \psi\right) &= \frac{\delta_3}{\delta_1} \end{aligned} \quad (4.2.10)$$

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

$$E(x) = \begin{cases} E_{y1} = A_1 \cdot \cos(\delta_1 \cdot x + \psi) \\ E_{y2} = A_1 \cdot \cos\left(\delta_1 \cdot \frac{d}{2} - \psi\right) \cdot e^{-\delta_2\left(x + \frac{d}{2}\right)}, \\ E_{y3} = A_1 \cdot \cos\left(\delta_1 \cdot \frac{d}{2} + \psi\right) \cdot e^{-\delta_3\left(x - \frac{d}{2}\right)} \end{cases}, \quad (4.2.11)$$

Зная $E(x)$ по вышеприведенным формулам можно найти и все другие составляющие поля.

Уравнения для определения β (постоянной распространения) можно определить из (4.2.10).

$$\begin{aligned} \frac{\delta_1 \cdot d}{2} - \psi &= \arctg \frac{\delta_2}{\delta_1} + m_2 \pi \\ \frac{\delta_1 \cdot d}{2} + \psi &= \arctg \frac{\delta_3}{\delta_1} + m_3 \pi \end{aligned}, \text{ где: } m_2, m_3 = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (4.2.12)$$

Складывая почленно вышеприведенные уравнения, получим:

$$\delta_1 \cdot d = \arctg \frac{\delta_2}{\delta_1} + \arctg \frac{\delta_3}{\delta_1} + (m-1)\pi, \quad (4.2.13)$$

где $m = m_2 + m_3$, $(m-1) = 0, 1, 2, \dots$.

Числа m определяют число стоячих полувольт, укладываемых в слое n_1 . Величину ψ можно определить из тех же уравнений, вычитая второе уравнение из первого, получим:

$$\psi = \frac{1}{2} \arctg \frac{\delta_3}{\delta_1} - \frac{1}{2} \arctg \frac{\delta_2}{\delta_1} - \begin{cases} 0 & \text{при } (m-1) = 0, 2, 4 \\ \frac{\pi}{2} & \text{при } (m-1) = 1, 3, 5 \end{cases}; \quad (4.2.14)$$

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

С учетом соотношений для волновых чисел:

$$\delta_1 = \sqrt{n_1^2 - N^2}, \text{ и } k = \frac{2\pi}{\lambda} - \text{волновое число в вакууме.}$$

$$\delta_{2,3} = k \sqrt{N^2 - n_{2,3}^2}$$

Из приведенных выражений можно получить:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} d \sqrt{n_1^2 - N^2} = \pi(m-1) + \arctg \sqrt{\frac{N^2 - n_2^2}{n_1^2 - N^2}} + \arctg \sqrt{\frac{N^2 - n_3^2}{n_1^2 - N^2}} \quad (4.2.15).$$

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 значению параметра $\left(\frac{d}{\lambda}\right)_{H_m}$ для H -волны m -порядка, начиная с которого нарушается полное внутреннее отражение и слой перестает удерживать волну. Подставляя в (4.2.15) $N = n_2$, получим

$$\left(\frac{d}{\lambda}\right)_{H_m} = \frac{1}{2\pi \sqrt{n_1^2 - n_2^2}} \left[(m-1) + \arctg \sqrt{\frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2}} \right]. \quad (4.2.16)$$

Таким образом, условием распространения волны типа H_m является :

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

Это условие может выполняться для множества волн. Условие, при котором распространяется основная мода, т.е. H_1 , является:

$$\left(\frac{d}{\lambda}\right)_{H_1} < \left(\frac{d}{\lambda}\right) < \left(\frac{d}{\lambda}\right)_{H_2}. \quad (4.2.17)$$

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 :

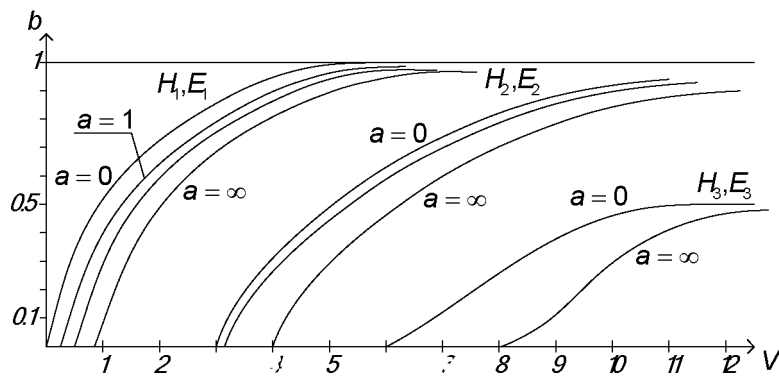
$$a = \frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad b = \frac{(N^2 - n_2^2)}{n_1^2 - n_2^2}, \quad (4.2.18)$$

$V = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{d}{2} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$, следовательно выражение (***) можно выразить через

обобщенные параметры:

$$V = \frac{1}{\sqrt{1-b}} \left[(m-1)\pi + \arctg \sqrt{\frac{b}{1-b}} + \arctg \sqrt{\frac{b+a}{1-b}} \right]. \quad (4.2.19)$$

где параметр b ($0 \leq b \leq 1$) имеет смысл приведенной постоянной распространения.



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

Рис.4.6. График зависимостей $b(V)$

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

$$V = \frac{1}{\sqrt{1-b}} \left[(m-1)\pi + 2 \arctg \sqrt{\frac{b}{1-b}} \right] \quad (4.2.20)$$

Для основной волны такого световода $\left(\frac{d}{\lambda} \right)_{H_1} = 0$. 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 $\left(\frac{d}{\lambda} \right)$ слой практически не оказывает никакого влияния на распространение электромагнитного поля, т.е. 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.

4.3 Графо - аналитический метод расчета числа мод в плоском световоде

Число мод плоского световода может быть определено путем совместного решения уравнения для V и характеристических уравнений [16]:

$$\operatorname{tg} \left(\frac{\delta_1 d}{2} - \psi + m\pi \right) = \delta_2 / \delta_1; \operatorname{tg} \left(\frac{\delta_1 d}{2} + \psi + m\pi \right) = \delta_3 / \delta_1. \quad (4.3.1)$$

Пусть начальная фаза функции поперечного распределения поля $\psi=0$, тогда справедливы соотношения:

$$\begin{aligned}
\operatorname{tg}\left(\frac{\delta_1 d}{2} + m\pi\right) &= \delta_2 / \delta_1; \operatorname{tg}\left(\frac{\delta_1 d}{2} + m\pi\right) = \delta_3 / \delta_1 \\
V &= \frac{2\pi}{\lambda} \frac{d}{2} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{\pi}{\lambda} d \sqrt{n_1^2 - n_2^2}; \frac{2\pi}{\lambda} = \kappa_0; \\
V &= \frac{\kappa_0 d}{2} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}; \rightarrow V^2 = \frac{\kappa_0^2 d^2}{4} (n_1^2 - n_2^2) = \frac{d^2}{4} (\kappa_1^2 - \kappa_2^2)
\end{aligned} \tag{4.3.2}$$

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

Тогда

$$V^2 = \frac{\kappa_1^2 d^2}{4} - \frac{\kappa_2^2 d^2}{4} -$$

представляет собой уравнение окружности в системе вспомогательных координат:

$0,5k_1 d$; $0,5k_2 d$. Сделаем замену переменных:

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

Тогда уравнение

$$V^2 = \frac{(\beta^2 + \delta_1^2)d^2}{4} - \frac{(\beta^2 - \delta_2^2)d^2}{4} = \frac{\delta_1^2 d^2}{4} + \frac{\delta_2^2 d^2}{4} - \tag{4.3.3}$$

представляет собой также же окружность, но в системе координат $\frac{\delta_1 d}{2}$ и $\frac{\delta_2 d}{2}$.

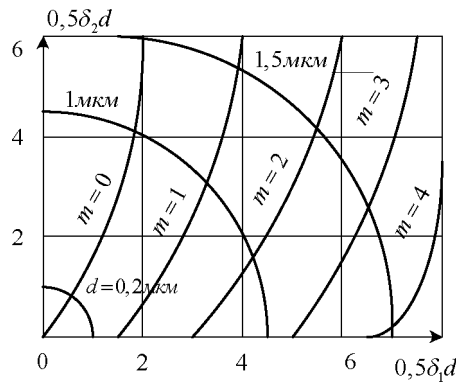


Рис.4.7. К расчету числа мод плоского световода

Координаты точек пересечения кривых (4.3.1) и (4.3.3) на рис. позволяют определить значения δ_1 и δ_2 , пользуясь которыми можно определить $\beta_1 = \sqrt{\kappa_1^2 - \delta_1^2}$ для любой моды.

Как видно из рисунка, для $d = 0,2 \text{ мкм}$ число направляемых мод равно 1 (одна точка пересечения). При $d = 1 \text{ мкм}$ существуют 3 моды TE_0, TE_1 и TE_3 , При $d = 1,5 \text{ мкм}$ существуют 5 мод: $\text{TE}_0 \dots \text{TE}_4$ и т.д. В случае отсечки, когда $a = b = 0$ характеристическое уравнение приобретает вид:

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

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

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

или длины волны λ , при которых может распространяться m – ная мода.

4.4 Волновой анализ распространения излучения в цилиндрическом ступенчатом волокне

Этот анализ преследует точно такие же цели, как и для рассмотренного выше плоского световода [14]. Для получения волновой модели, уравнения Максвелла записывают в цилиндрических координатах (ρ, φ, z) (рис.4.8).

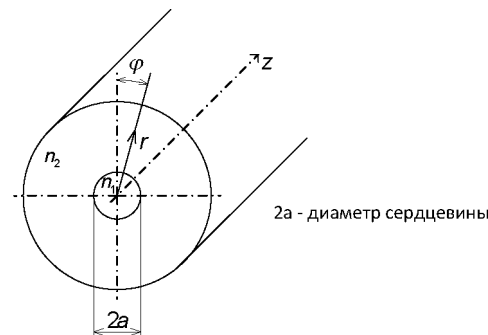


Рисунок.4.8 Расчетная модель цилиндрического световода

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.

Дифференциальное уравнение для составляющей E_z имеет вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + K_n \cdot E_z = 0 \quad (4.4.1)$$

Такое же уравнение можно записать и для составляющей H_z .

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

Остальные компоненты электрического поля могут быть записаны в виде:

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

Аналогичные выражения могут быть получены и для составляющих H_r и H_φ .

В этих уравнениях:

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

Таким образом, для нахождения всех компонент поля достаточно только найти E_z и H_z . Для упрощения решения уравнения (4.4.1), 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 уравнение (4.4.1) в виде трех более простых дифференциальных уравнений:

$$\frac{1}{z} \frac{\partial^2 z}{\partial z^2} = -\beta^2 \quad (4.4.2)$$

$$\frac{1}{\Phi} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} = -l^2 \quad (4.4.3)$$

$$r^2 \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + r \frac{\partial R}{\partial r} \left[r^2 (k^2 \cdot n^2 - \beta^2) - l^2 \right] \cdot R = 0 \quad (4.4.4)$$

где: l - номер моды излучения.

Уравнение (4.4.2) позволяет определить постоянные распространения β для различных мод и соответствующие фазовые скорости. Уравнения (4.4.3) и (4.4.4) 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 (4.4.4) введем вспомогательный параметр:

$$u = a(n_1^2 \cdot k^2 - \beta^2) \text{ и } \omega = a(\beta^2 - n_2^2 \cdot k^2)^{1/2},$$

причем:

$$u^2 + \omega^2 = V^2, \text{ где: } V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2}.$$

Уравнение (4.4.4) на интервале $0 \leq r \leq \infty$ имеет решение, которое выражается с помощью цилиндрических функций Бесселя первого рода, порядка l и функций Ганкеля (рис.4.9):

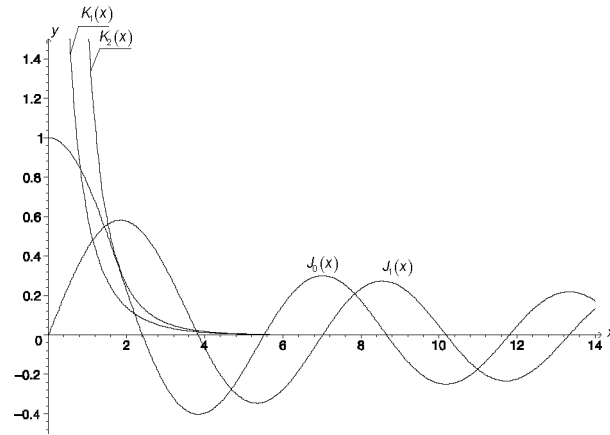


Рис.4.9 Графики функций Бесселя и Ганкеля

Используя граничные условия при $r = a$, для касательных составляющих полей, а именно $E_{z1} = E_{z2}$, $E_{\varphi1} = E_{\varphi2}$, $E_{r1} = E_{r2}$ и, соответственно, для $H_{z1} = H_{z2}$, $H_{\varphi1} = H_{\varphi2}$, $H_{r1} = H_{r2}$ можно получить линейную однородную систему уравнений относительно постоянных интегрирования. Приравнявая к нулю определитель этой системы можно получить характеристическое уравнение следующего вида:

$$\underbrace{\left[\frac{n_1^2 \cdot \omega^2 \cdot J'_l(u)}{n_2^2 \cdot u \cdot J_l(u)} + \omega \frac{K'_l(\omega)}{K_l(\omega)} \right]}_A \cdot \underbrace{\left[\frac{\omega^2 J'_l(u)}{u J_l(u)} - \omega \frac{K'_l(\omega)}{K_l(\omega)} \right]}_B = \frac{l \cdot \beta \cdot V^2}{k \cdot n_2 \cdot u^2} \quad (4.4.5)$$

При заданных параметрах n_1 , n_2 , a и λ число направляемых мод определяется числом решения уравнения (4.4.5). Изменение соотношений между этими параметрами приводит к изменению числа направляемых мод, для симметричных мод (для которых $l = 0$, т.е. поле не зависит от азимутального угла φ). При этом уравнение (4.4.5) распадается на 2 уравнения (произведение равно нулю, если каждый из множителей равен нулю):

$$A = 0 \text{ - для } TE \text{ мод (} E \text{ волна),}$$

$$B = 0 \text{ - для } TM \text{ мод (} H \text{ волна).}$$

Полученные трансцендентные (не имеющие аналитического решения) уравнения решаются численными методами на ЭВМ.

Условие отсечки моды, при котором её волновой вектор составляет критический угол с границей раздела, определяется из равенства: $\beta = n_2 \cdot k$ (k - волновое число в вакууме). При $\beta = n_2 \cdot k - \omega = 0$, это можно видеть из вышеприведенных формул. Заметим, также, что $u^2 + \omega^2 = V^2 \Big|_{\omega=0} = V_{kp}^2$ - критическое значение нормализованной частоты.

Число корней уравнения $J(u) = 0$ 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 период функции распределения волны $\sin(K_\varphi \cdot \varphi)$ или $\cos(K_\varphi \cdot \varphi)$ соответствует максимуму распределения интенсивности, которая определяется как:

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

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:

$$J(V_{kp}) = 0 \quad (4.4.6)$$

где: $V_{kp} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a \cdot NA = p_i$, причем p_i - корень уравнения (4.4.6).

Например: пусть значения корней для нулевой моды равны:

$$p_{01} = 2,405, \quad p_{02} = 5,52, \quad p_{03} = 8,654.$$

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

Если $5,52 < V < 8,54$, то распространяются H_{01} и E_{01} , H_{02} и E_{02} .

При $V < 2,405$ симметричные моды отсутствуют.

С увеличением V число мод M резко возрастает:

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

где: $V = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a \cdot NA$

Таким образом, если для конкретного типа световода известна 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:

Таблица 4.1

l	P			
	1	2	3	
0	2.405	5.520	8.654	H_{01}, E_{01}
	0.000	3.832	7.016	HE_{1p}
1	3.832	7.016	10.174	EH_{1p}
	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 $V_{кр} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a \cdot NA = 0$, т.е. $\lambda_{кр} = \infty$. 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 4.10):

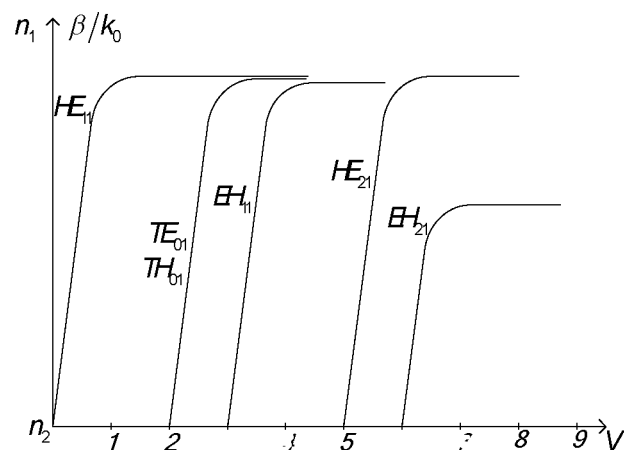


Рис.4.10 Дисперсионные характеристики для направляемых мод

С увеличением V появляются моды более высоких порядков. Все характеристики начинаются с уровня $\frac{\beta}{k_0} = n_2$, в точках соответствующих критическим значениям нормализованной частоты для данной моды (приведено в таблице). С увеличением V , постоянная распространения увеличивается, но остается предел: $n_1 \geq \frac{\beta}{k_0} \geq n_2$. Разница в значениях β для различных мод приводит к тому, что они один и тот же курс проходят за разное время, что является причиной размытия или уширения оптического импульса на выходе световода. Этот тип дисперсии получил название волновой дисперсии.

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

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

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_{ep} , поэтому на практике большое распространение получили так называемые слабо направленные волокна, у которых: $\Delta = 0,005 \div 0,01$.

4.5 Одномодовые цилиндрические волокна

Если выбрать параметры λ , a , n_1 и n_2 т.о., что:

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

то в волокне распространяется только одна 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 и волновой [9,15,/. Материальная связана с тем, что: $\frac{dn}{d\lambda} \neq 0$. Волновая связана с

возможностью существования нескольких мод. Графики дисперсий приведены на рис.4.11:

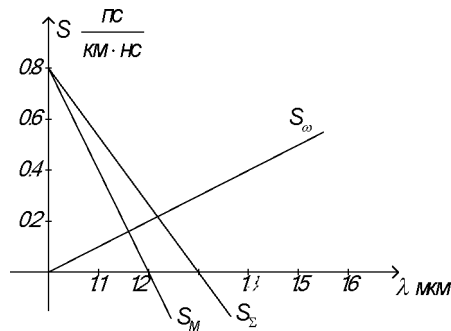


Рис.4.11 Графики материальной и волновой дисперсии

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 , V и Δ можно реализовать подгонку нулевого значения дисперсии под требуемую длину волны.

Основными трудностями при использовании одномодовых волокон являются:

1. Эффективный ввод излучения в волокно диаметром $5 \div 8$ мкм.
2. Проблемы обеспечения минимальных энергетических потерь при стыковке таких волокон между собой.

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

4.6 Градиентные цилиндрические световоды

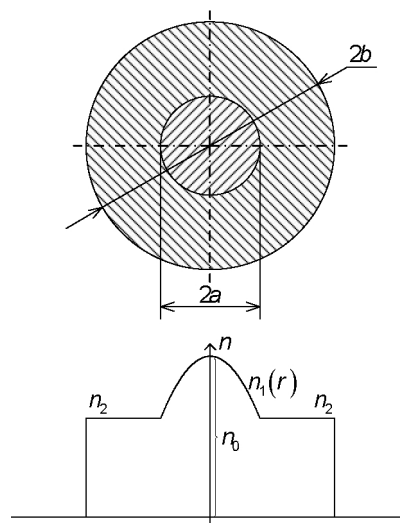


Рис.4.12 Профиль показателя преломления градиентных световодов

В градиентных световодах показатель преломления сердцевины плавно падает от центра к периферии, что достигается за счет специальной техники изготовления, например ионообмена [1,2,16]

$$n_1(r) \text{ может быть задан: } n_1(r) = n_0 \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^q \Delta \right],$$

где: r - текущее значение радиуса, n_0 - показатель преломления на оси, при $r = 0$.

Относительная разность показателей преломления:

$$\Delta = \frac{n_0 - n_1(r)}{n_0}.$$

При $q = 2$ профиль называется параболическим.:

$$\begin{array}{c} n_1 \\ \hline \hline \hline n_0 \\ \hline \hline \hline n_1 \end{array} \quad n_i = (n_{i-1} + \Delta n)$$

Рис.4.13 Расчетная схема для определения траектории луча в градиентном световоде

Разбивая на слои, по законам Снеллиуса получаем дифференциальное уравнение, решением которого является функция (1), описывающая траекторию распространения лучей в градиентном волокне с параболическим профилем показателя преломления.

$$x(z) = x(0) \cdot \cos\left(\frac{z}{a} \cdot \sqrt{2\Delta}\right) + x'(0) \cdot \frac{a}{\sqrt{2\Delta}} \cdot \sin\left(\frac{z}{a} \cdot \sqrt{2\Delta}\right) \quad (4.6.1)$$

Графическая интерпретация выражения (4.6.1) приведена на рисунках 4.14, 4.15

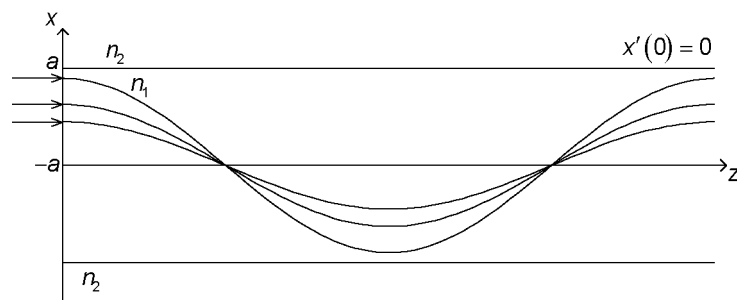


Рис.4.14 Траектория лучей в градиентном световоде в при падении параллельного пучка

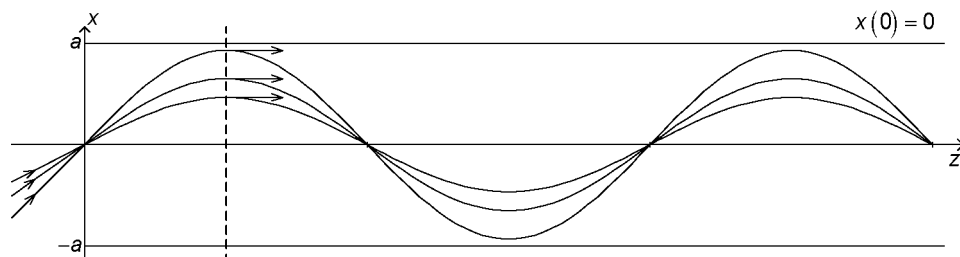


Рис.4.15 Траектория лучей в градиентном световоде в при падении пучка от точечного источника.

Т.о. траектория лучей в направлении оси x ограничена, т.е. градан (градиентное волокно) ведет себя примерно также, как 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 , то имеет место периодическая фокусировка лучей на оси световода и коллимирование (формирование параллельного потока) лучей. Причем период этой траектории задается параметрами a и Δ . Если все лучи в плоскости $z = 0$ направить в точку $x = 0$, то вновь получим периодическую фокусировку и коллимирование лучей. Если $z = \frac{1}{4}T$ (T - период траектории), то получим 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.

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

Таким образом, градиентные световоды существуют в двух конструкторских вариантах:

1. Длинные и гибкие световоды: диаметр сердцевины 50 мкм и диаметр оболочки 125 мкм ($50/125 - 2a/2b$). Эти световоды применяются наравне с одномодовыми световодами.
2. Граданы и короткие стержни, используемые как оптически согласующие элементы.

Угловая расходимость при работе в коллимирующем режиме не превосходит $5 \div 10$ мрад. Она рассчитывается по формуле: $\Theta = 0,61 \frac{\lambda}{r_1}$, $r_1 = a$ - радиус выходного пучка градана.

Длину стержневой линзы выбирают так, чтобы её фокус располагался вблизи торца стержня, это уменьшает потери при стыковке. Диаметр фокального пятна лежит в пределах 5 – 10 мкм.

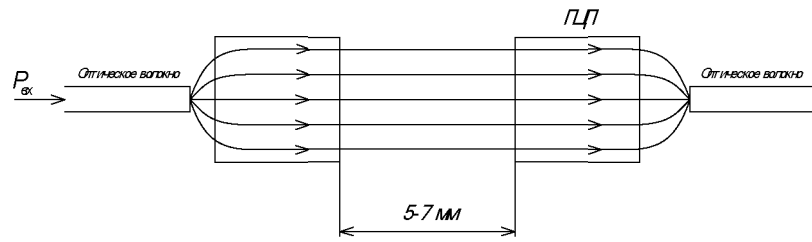


Рис.4.16 Схема применения градианов для передачи излучения через большие зазоры

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

Моды оболочки и излучения градиентных световодов образуются меридианальными и косыми лучами, которые вышли из сердцевины. Направляемые моды распространяются здесь 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 определяется профилем показателя преломления и нормализованной частотой V :

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

где: M - число мод, q - профиль показателя преломления.

Например, при $q = 2$: $M = \frac{V^2}{4}$, в то время как в ступенчатом волокне: $M = \frac{V^2}{2}$.

Следовательно, в градиентном число мод в 2 раза меньше, по сравнению со ступенчатым волокном.

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

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

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

Полоса пропускания градиентных световодов примерно равна 20 ГГц на 1 км. Наиболее типичные достигнутые значения составляют приблизительно 1 ГГц/км.

Дисперсия у градиентных световодах меньше, чем у ступенчатых, за счет эффективности 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. Следовательно, скорости выравниваются, по сравнению со ступенчатым световодом.

4.7 Основные физико-механические свойства световодов

К основным физико-механическим свойствам световодов относятся:

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

Все эти свойства определяют пригодность волокон в тех или иных задачах. Например, замена традиционных каналов связи на оптические каналы связи.

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.

Механическая прочность волокна зависит от состава материала сердцевины и оболочки, отношения их площадей к поперечному сечению, 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.). Эти 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.4.17):

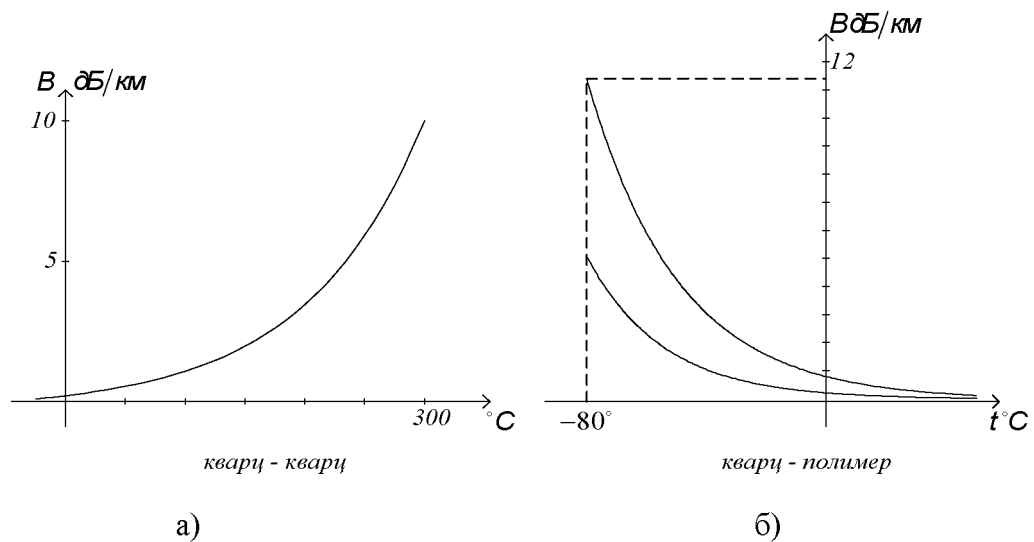


Рис.4.17 Зависимость энергетических потерь от температуры: а)- для кварцевых волокон, б)- для полимерных.

4.8 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 характеризующих 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.4.18 [1,5,14,16].

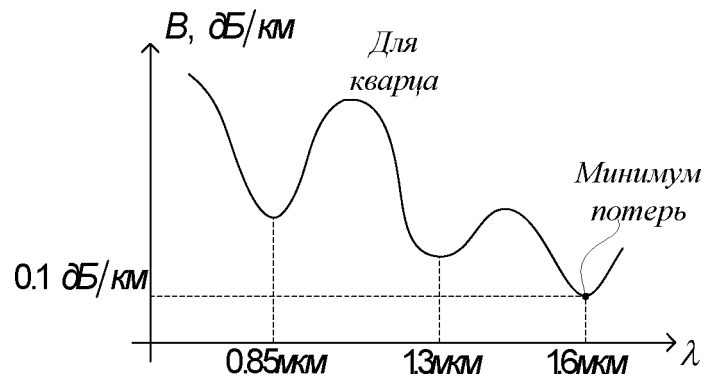


Рис.4.18 Спектральные характеристики кварцевого волокна

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), 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.

Таким образом погонные потери зависят от выбора спектрального диапазона и степени согласования спектра излучения излучателя и световода 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 пропускания световода в диапазоне длин волн излучателя.

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

$$B_r = -\lg \rho^\eta,$$

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, при размеры которых могут быть сравнимы с длиной волны излучения. Для расчета составим простейшую модель в виде локального повышения показателя преломления (рис.4.19):

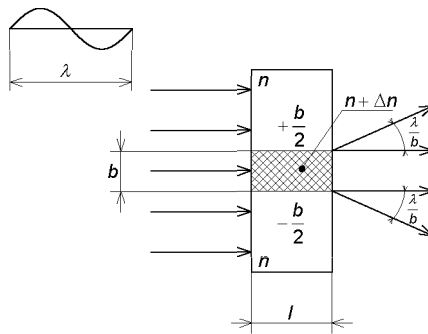


Рис.4.19 К расчету релеевского рассеяния

Примем следующие допущения:

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

Функция пропускания неоднородностей может быть записана в следующем виде:

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

Из теории дифракции известно, что свет при таких условиях дифрагирует под характеристическим углом: $\Theta \approx \frac{\lambda}{b}$, что и является причиной потерь в прямопроходящем пучке.

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:

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

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.

4.9 Динамические характеристики волоконных световодов.

Динамические характеристики ВС определяют скорость передачи информации по волокну пропускную способность и волоконно-оптических линий связи [5,15]. К ним относятся:

1. *Удельная полоса пропускания*: $\Delta F^* = \frac{0,44}{\tau}$, МГц·км, которая характеризует максимальную частоту модуляции передаваемого сигнала при длине световода 1 км. Например, если для многомодового волокна $\Delta F^* = 30$ МГц·км, то при длине 10 километров реальная полоса пропускания будет в десять раз меньше, т.е. $\Delta f = 3$ МГц, а при длине 0.1 км – в десять раз выше, т.е. $\Delta f = 300$ МГц.

2. Скорость передачи информации определяется по формуле Шеннона: $B = \Delta f \log_2 \sqrt{1 + (D_c / D_n)^2}$, МГц/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 характеристики $B, \Delta F, K(\omega)$ 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.1). На высоких частотах дисперсия создает возможность частичного перекрытия во времени двух последовательно передаваемых импульсов и искажения информации при приеме.

Дисперсия определяется как $\tau(l) = \sqrt{t_{ex}^2 - t_{вых}^2}$, где $t_{ex}, t_{вых}$ -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

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

-для многомодовых градиентных световодов: $M = \frac{V^2}{2} \left(\frac{q}{q+2} \right)$. Для параболических

световодов $q = 2$, $M_{cp} = \frac{V^2}{4}$;

- для одноомодовых световодов $M = 1$.

Межмодовая дисперсия для ступенчатых световодов равна $\tau_{mc} = \frac{n_1 \Delta}{c} l$, для градиентных

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

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 $\tau_{\text{эр}}$ можно утверждать, что $\tau_{\text{эр}} \ll \tau_c$. 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 немонахроматичен, 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

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

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:

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

Общая дисперсия с учетом всех рассмотренных составляющих равна

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

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

Важно отметить, что если волноводная дисперсия всегда положительна, то материальная дисперсия носит знакопеременный характер. Это создает возможность за

счет варьирования геометрических и оптических характеристик волокна добиться нулевой хроматической дисперсии. Такие световоды называются световодами с искусственно смещенной дисперсией или просто со смещенной дисперсией. Длина волны, на которой это происходит называется длиной волны нулевой дисперсии (обычно 1310 ± 10 нм). Наибольший выигрыш в полосе пропускания за счет смещения дисперсии достигается в одномодовых волокнах, т.к. межмодовая дисперсия в них и так близка к нулю.

Поляризационная дисперсия- проявляется в основном в одномодовом волокне. Основной причиной ее возникновения является овальность профиля поперечного сечения световода. В результате две взаимно перпендикулярно поляризационные составляющие основной моды проходят от входа до выхода разные оптические пути, что при одинаковой скорости их распространения и является причиной их взаимной задержки (дисперсии). Нормируется поляризационная дисперсия с помощью коэффициента удельной дисперсии T в расчете на один километр длины. $[T] = \text{нс}/\sqrt{\text{км}}$. С увеличением расстояния дисперсия увеличивается по закону $\tau_{II} = T\sqrt{l}$.

4.10 Ввод излучения в волоконные световоды.

Рассмотрим случай ввода от точечного монохроматического источника излучения в ступенчатый световод /1,15/.

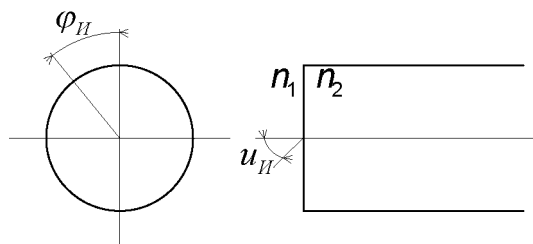


Рис.4.20 К расчету эффективности ввода излучения в световод

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

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

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: $I = I(u_H, \varphi_H)$ - сила излучения источника.

Тогда мощность, излучаемая точечным источником в переднее полупространство можно записать в виде:

$$P_0 = \int_{\varphi_{H1}}^{\varphi_{H2}} \int_{u_{H1}}^{u_{H2}} I \cdot \sin(u_H) du_H d\varphi_H$$

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

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

$$P_{\Pi} = \int_{\varphi_{\Pi1}}^{\varphi_{\Pi2}} \int_{u_{\Pi1}}^{u_{\Pi2}} I \sin(u_c) du_c d\varphi_c.$$

Диапазон изменения азимутального угла приемника (световода) определяется его апертурой, которая всегда меньше апертуры излучателя. : $\varphi_{\Pi} < \varphi_H$ и $u_{\Pi} < u_H$. 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_H , и все излучение сосредоточено в пределах телесного угла $d\Omega_H$, 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 световода с диаметром излучающей площадки $2a_u$ и ламбертовской диаграммой направленности, фазовый объем равен: $V_u = 2\pi \cdot a_u^2 \cdot \underbrace{2\pi}_{\substack{\text{телесный} \\ \text{угол}}} = 4\pi^2 \cdot a_u^2$.

Максимальный фазовый объем, воспринимаемый световодом радиусом a :

$$V_c = 2\pi \cdot a^2 \cdot 2\pi \cdot (NA)^2 = 4\pi \cdot a^2 \cdot (NA)^2.$$

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

$$\eta = \frac{V_c}{V_u} = \left(\frac{a}{a_u} \right)^2 \cdot (NA)^2 \ll 1.$$

Обычно: $a_u \gg a$.

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: $B = B_0 \cdot \cos^m \Theta$. Чем больше значение m , тем остронаправленнее источник излучения (ИИ). При малых размерах излучающей площадки такого ССИД, т.е. $a_u < a$ 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, реальное смещение на 50 мкм приводит к потерям $5 \div 10$ дБ.

В тех случаях, когда площадь излучающей поверхности намного меньше, 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:

$$\rho_{\phi} = \frac{4n_1n_2}{(n_1 + n_2)^2},$$

а вносимые за счет отражения энергетические потери составят:

$$B_{\phi} = -10 \lg \frac{4n_1n_2}{(n_1 + n_2)^2}$$

Для уменьшения этих потерь пространство между излучателем и приемником заполняют иммерсионной жидкостью с коэффициентом преломления примерно равным n_2 . В этом случае потери практически отсутствуют.

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

5. ЭЛЕКТРОННЫЕ КОМПОНЕНТЫ ВОУ.

5.1 Требования к источникам излучения для ВОУ

Основными требованиями к источникам излучения являются //1,15/:

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 10 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 переходной характеристике.
9. Хорошая воспроизводимость в условиях массового производства.

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

5.2 Принцип генерации лазерного излучения

Лазер – 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 фотона, который возбужден частицей. Наряду с индуцированным возникает спонтанное (некогерентное) 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 (рис.5.1).

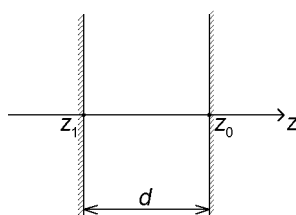


Рис. 5.1 Схема резонатора Фабри-Перо.

В этом случае решение уравнений Максвелла имеет следующий вид:

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

Суперпозиция 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:

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

для $z = z_1$ (для $z = z_0$ аналогично).

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

$$\exp \left[\frac{j\omega^2}{c} (z_1 - z_0) \right] = 1 = e^0 \text{ - условие стоячей волны.}$$

Обозначим $z_1 - z_0 = d$, тогда:

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

где: $p = 0, 1, 2, \dots$

Следовательно, в таком резонаторе могут существовать волны с резонансной

$$\text{частотой: } f_p = \frac{p \cdot c}{2d},$$

$$\text{с учетом } \omega_p = 2\pi \cdot f_p \text{ или } \lambda_p = \frac{2d}{p}.$$

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

$$\text{резонансной частоте } f_p \text{ равна: } Q = 2\pi \cdot f_p \cdot \tau.$$

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, 2 - учитывает прохождение волны в том и в другом направлении.

Время, затраченное на n отражений, можно записать как: $t = n \cdot \Theta$. В свою очередь Θ - время, затраченное на 2 прохода:

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

Тогда для некоторого момента времени t . получим:

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

Следовательно, по прошествии времени τ :

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

Если теперь найти отношение:

$$\frac{E_0}{E(\tau)} = e = \frac{\cancel{E_0}}{\cancel{E_0} \cdot R^{\frac{\tau \cdot c}{d}}} \Rightarrow e \cdot R^{\frac{\tau \cdot c}{d}} = 1 \Rightarrow \tau = -\frac{d}{c \cdot \ln R}.$$

Например: при $d = 1$ м, $R = 0.99$, $f_p = 6 \cdot 10^4$ Гц, $\tau = 0.01$ мкс : $Q = 0.3 \cdot 10^9$.

Спектр излучения лазера имеет линейчатую структуру, показанную на рис. 5.2

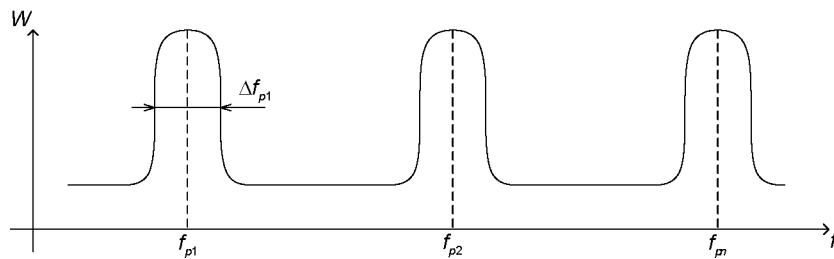


Рис.5.2 спектральная характеристика лазерного резонатора

Добротность лазерного резонатора является мерой ширины спектральной линии:

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

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 переотражение, т.к. $R < 1$.

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 инверсности и инверсии

заселенности энергетических уровней, при которых концентрация в нормальных условиях: $N_1 > N_2$ (рис.5.3).

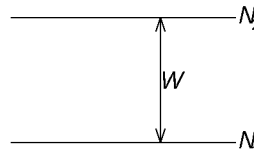


Рис.5.3 Диаграмма энергетических состояний

В результате каких-либо процессов можно электронам сообщить 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, электрический разрядом, химической реакцией, механическим ударом и другими источниками энергии.

Коэффициент поглощения среды на некоторой частоте:

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

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, т.к. в сильных полях наступает насыщение энергетических уровней электронами, т.е. N_1 становится равным N_2 и наступает состояние динамического равновесия. При этом не происходит переходов носителей заряда с более высокого на более низкий энергетический уровень. 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, можно было бы обеспечить инверсию заселенности для 2-х уровней из 3-х.

5.3 Лазерные полупроводниковые диоды.

При создании лазерных диодов в качестве усилителя среды используют р-п переход совмещенный с резонатором Фабри-Перо [15]. Исторически, первым на этом принципе был создан As-Ga лазер, у которого при комнатной температуре длина волны излучения составляла $\lambda_p = 0.87$ мкм (красный лазер).

Структура такого лазерного диода показана на рис 5.4.

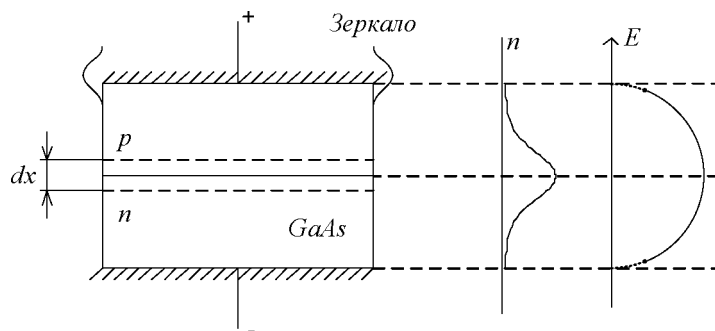


Рис.5.4 Электрическая и оптическая структуры лазерного диода:
 n - показатель преломления, dx - активный (усиливающий) слой

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 р-п переход, вблизи р-п перехода, т.е. в слое dx , возникает инверсия заселенности, а следовательно и оптическое усиление, которое превышает суммарные потери на отражение и преломление.

В области самого р-п 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 р-п 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. Другой причиной является недостаточная локализация поля в активном слое, т.е. мощность

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

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

Плотность порогового тока накачки для гомоструктуры, т.е. лазерного диода, выполненного из одинакового материала (Ga-As – Ga-As) приблизительно равна 10^5 A/cm^2 . Это очень высокая плотность тока, не позволяющая использовать эти лазерные диоды в непрерывном режиме.

Кроме лазеров на гомопереходах используются также 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: $Ga - As$ и $Ga_x Al_{1-x} As$ (As - арсенид).

Лазерные диоды на гетеропереходах характеризуются оптической и электрической структурой (рис.5.5):

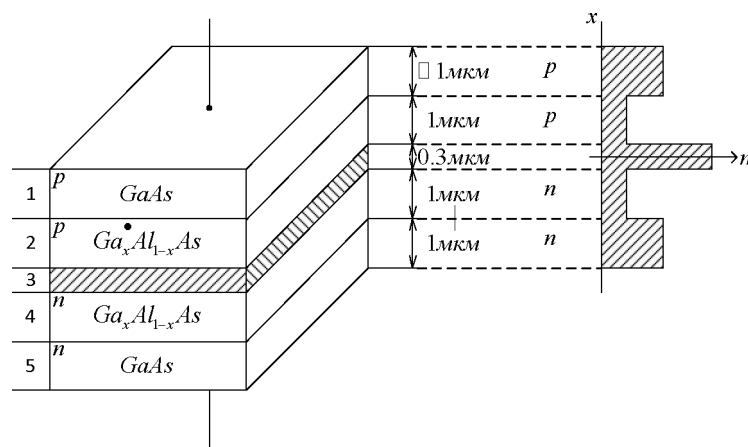


Рис.5.5 Электрическая и оптическая структуры лазерного диода на основе двойной гетероструктуры: 3 – активный слой, 1,5 – слои для улучшения омических контактов, 2,4 - гетероструктура

Наличие двойной гетероструктуры (ДГС) снизу и сверху от активного слоя создает дополнительный потенциальный барьер для неосновных носителей на расстоянии от активного слоя меньше, чем диффузионная длина. 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 5.5.):

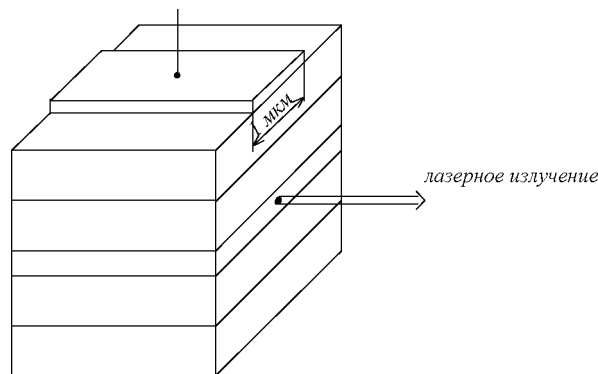


Рис.5.6 Конструкция полоскового ЛД

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

5.4 Оптические и энергетические характеристики лазерных диодов

Диаграмма направленности: характеризует распределение мощности по углу (рис 5.7).

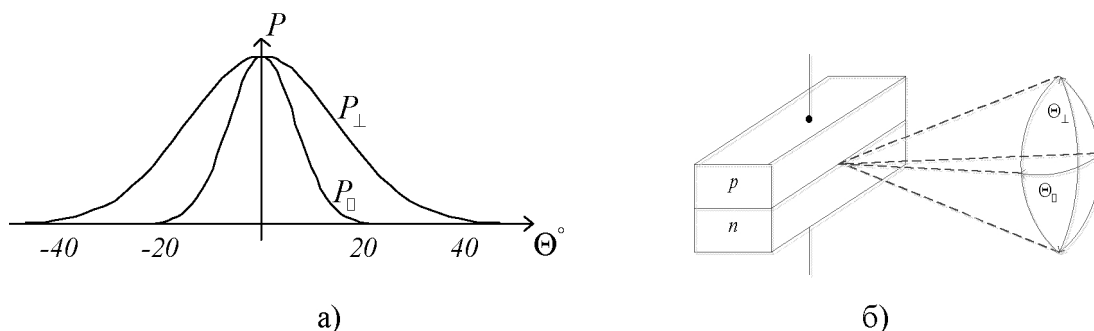


Рис.5.7 Диаграмма направленности ЛД:

$\Theta_{\perp}$ - угол раскрыва в плоскости, перпендикулярной р-п переходу, $\Theta_{\parallel}$ - угол раскрыва в плоскости, параллельной р-п переходу.

Диаграмма направленности лазерных диодов не симметрична, ее ширина в плоскости параллельно р-п переходу - $\pm 20^\circ$, перпендикулярно р-п 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, интервал между соседними модами равен:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2 \cdot n \cdot L \left(1 + \frac{\lambda}{n} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \right)}, \text{ где } \lambda - \text{основная мода.}$$

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 (рис 5.8):

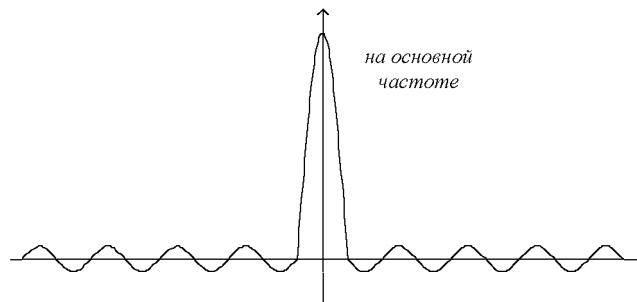


Рис. 5.8 Спектр излучения лазера

Зависимость n от λ объясняет линейчатую структуру спектра излучения лазера. Соотношение мощности спектральных составляющих на основной и боковых частотах зависит от излучаемой мощности, т.е. от тока накачки, чем выше излучаемая мощность, тем выше монохроматичность излучения.

Ватт-амперная характеристика — зависимость мощности излучения от тока накачки.

Существуют две характеристики : в непрерывном и в импульсном режиме (рис.5.9):

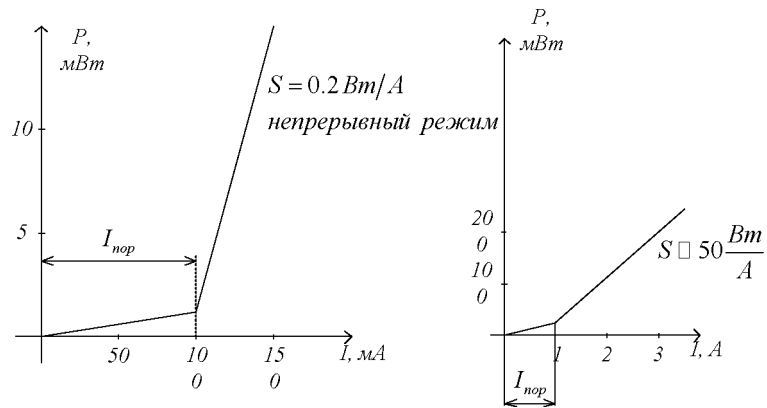


Рис.5.9 Ватт-амперные характеристики ЛД: S - крутизна, I_{nor} - пороговый ток.

Зависимость от температуры ватт-амперной характеристики представляется в виде (рис.5.10):

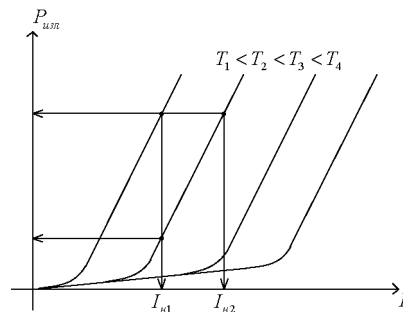
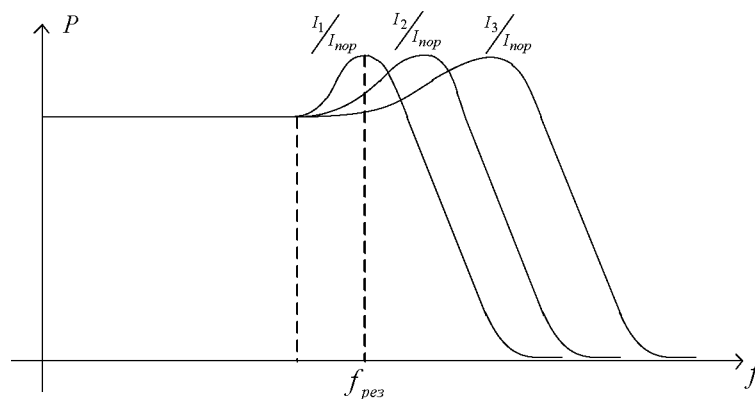


Рис.5.10 Зависимость ватт-амперной характеристики от температуры

Амплитудно-частотная характеристика лазерного диода – зависимость мощности излучения от частоты модуляции тока инжекции. Прямая модуляция тока накачки может осуществляться с достаточно 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 5.11



5.11 Графики АЧХ для различных токах начального смещения

При подаче на диод скачка тока, мощность изменяется по закону:

$\tau_{сп}$ - время спада,

τ_z - время задержки.

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

Частота резонанса может быть вычислена по следующей формуле:

$$f_{рез} = k \left(\frac{I_n}{I_{пор}} - 1 \right)^{1/2},$$

где: $3 < k < 5$.

При частотах модуляции много меньше, чем резонансная частота, выходной сигнал определяется статической ватт-амперной характеристикой.

При частотах сравнимых с резонансной частотой начинают влиять переходные процессы, в результате чего возможно появление нелинейных искажений.

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

5.5 Светоизлучающие диоды (СИД)

СИД генерируют излучение в результате спонтанной рекомбинации, поэтому в отличие от лазерных диодов, СИД являются некогерентными излучателями [1,15,18]. Ширина спектра излучения гораздо шире, чем у ЛД, а быстродействие при прямой модуляции хуже, чем у ЛД, т.к. спонтанное время жизни носителей больше, чем индуцированное.

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

СИД бывают:

1. Поверхностные – излучение выводится перпендикулярно плоскости р-п перехода.
2. Торцевые - излучение выводится параллельно плоскости р-п перехода (имеют название суперлюминисцентные СИД).

Для изготовления СИД используют как гомопереходы, так и гетеропереходы.

Рассмотрим конструкции СИД рис.5.12-5.13:

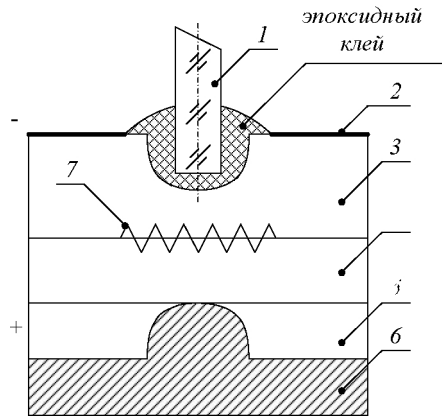


Рис.5.12 Конструкция поверхностного СИД на гомопереходе:

1 – световод, 3 – n (Ga-As), 4 – p (Ga-As), 5 – SiO_2 (диэлектрик), 7 – активный слой,
2, 6 – омические контакты и радиатор.

на двойном гетеропереходе:

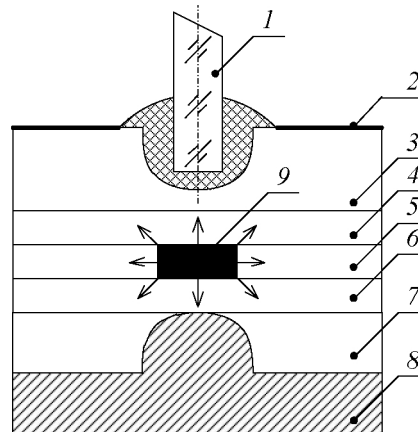


Рис 5.13 Конструкция поверхностного СИД на двойной гетероструктуре:

1 – световод, 2 – контакт, 3 – (n – InP фосфид индия) подложка n типа,
4 – (n – InP) широкозонный, 5 – (p – GaAs) узкозонный, 6 – (p – GaAs), 7 – SiO_2 , 8 – контакт,
9 – активный слой.

Излучение выводится перпендикулярно плоскости p-n перехода.

В поверхностных СИД излучение происходит равновероятно 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 несколько процентов.

Диаграмма направленности у СИД (поверхностных диодов) близка к диаграмме направленности ламбертовского излучателя: $J = \cos^m \varphi$, $m = 1$ - для СИД и $m = 5 \div 10$ для ЛД.

Наиболее рациональной является конструкция СИД на двойной гетероструктуре (ДГС), в которой световод непосредственно стыкуется с излучающей площадкой, диаметр которой близок к диаметру световода.

Эпоксидная смола играет роль иммерсионного элемента, позволяющего снизить френелевские потери на отражение от торца световода. Показатель преломления эпоксидной смолы (ЭС) примерно равен показателю преломления кварца: $n_{ЭС} = n_{\text{кварца}}$.

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 по уровню 0.5 у СИД составляет 50 – 30 нм.

Ватт-вмперная характеристика СИД линейна, пунктирный участок соответствует перегреву:

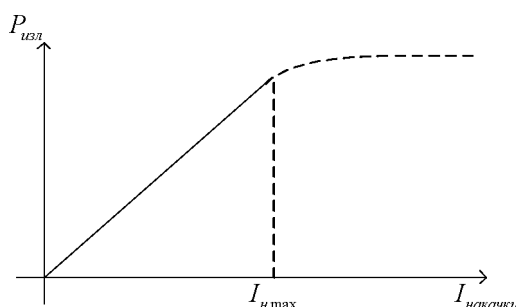


Рис.5.14 Ватт-вмперная характеристика СИД

Типовые значения максимальной мощности: $1 \div 10 \text{ мВт}$. Мощность, вводимая в волокно: $50 \div 500 \text{ мкВт}$. Верхнее значение частоты модуляции излучения: меньше или равно 100 МГц, т.е. на порядок меньше, чем у ЛД, что обусловлено временем жизни спонтанных носителей. Среди торцевых СИД важное практическое применение имеют суперлюминисцентные СИД (ССИД), в которых происходит усиление спонтанного излучения без ПОС. Такие СИД занимают промежуточное положение между ЛД и поверхностными СИД.

Конструкция суперлюминисцентных СИД представляет собой ДГС с полосковым контактом, который только с одной стороны доходит до торца кристалла. Т.о. отличие ССИД от ЛД заключается в отсутствии резонатора Фабри-Перо, а, следовательно, и ПОС.

Спонтанное излучение распространяется во все стороны, однако часть его удерживается в планарном световоде и усиливается за счет вынужденного излучения.

Спектр излучения у ССИД сплошной, как у поверхностного диода, хотя ширина спектра на порядок меньше: $3 \div 5$ нм. Диаграмма направленности, как у ЛД. Мощность излучения: 1-10 мВт. Мощность, вводимая в волокно в два раза выше, чем у СИД.

Для всех полупроводниковых источников излучения характерна временная деградация, которая проявляется в том, что мощность, в течение времени, при одном и том же токе накачки уменьшается (рис.5.16):

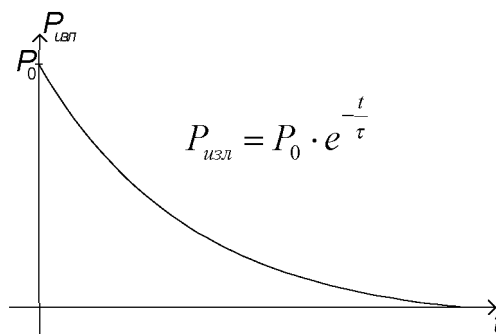


Рис.5.15 Временная деградация СИД

5.6 Схемы включения источников излучения (излучателей)

Аналоговая схема включения имеет вид (рис. 5.16):

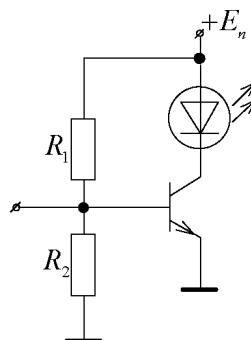


Рис.5.16 Аналоговая схема включения излучателей

Цифровая схема включения имеет вид (рис.5.17):

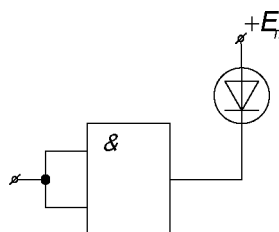


Рис.5.17 Цифровая схема включения излучателей

Схема с открытым коллектором.

На практике получили распространение схемы включения, предусматривающие автоматическую стабилизацию мощности излучения при его изменении вследствие воздействия температуры.

Схема включения лазерных диодов имеет вид (рис.5.18):

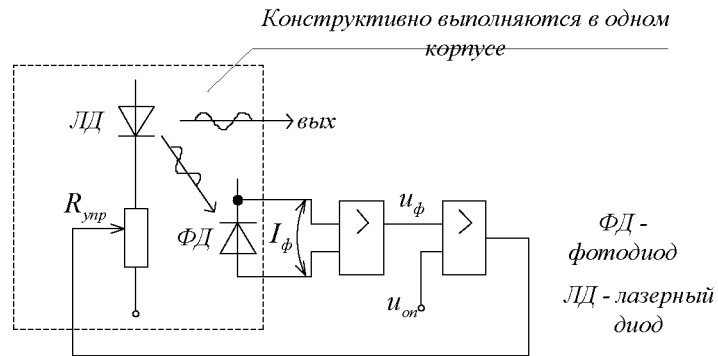
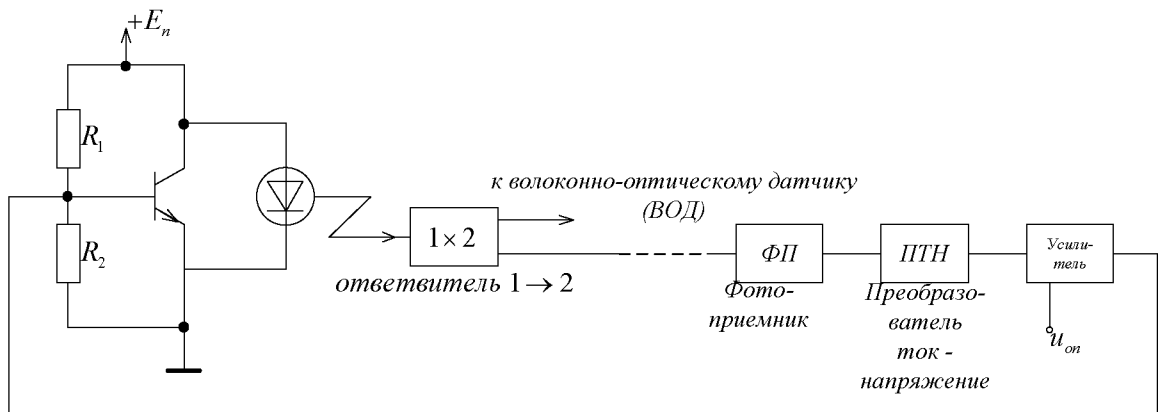


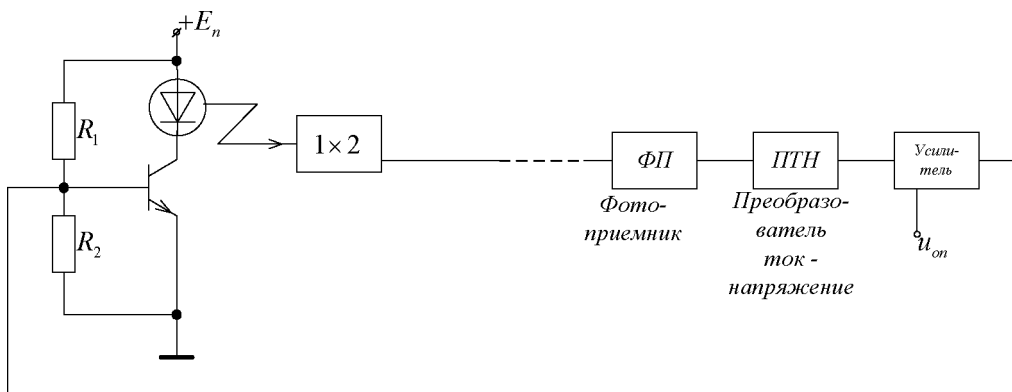
Рис.5.18 Схема включения лазерных диодов со встроенным фотоприемником

$u_{оп}$ - соответствует номинальному режиму работы. В номинальном режиме, при $u_{оп} = 1 \text{ В}$, $u_{ф} = 1 \text{ В}$.

Стабилизация мощности в волокне может быть осуществлена одной из следующих схем: с параллельным включением регулирующего элемента (транзистора)



а)



б)

Рис.5.19 Схемы стабилизации мощности ЛД: а) с параллельным включением регулирующего элемента; б) с последовательным включением

5.7 Фотоприемники (ФП) волоконно-оптических устройств

Фотоприемники предназначены для преобразования оптического излучения с выхода волокна в пропорциональный электрический сигнал.

5.7.1. Требования к ФП и их общая классификация

Основными требованиями к фотоприемникам являются:

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

В качестве приемника излучения в настоящее время используются:

- вакуумные фотоэлементы (фотоумножители)
- элементы, основанные на внутреннем фотоэффекте:
 - фоторезисторы
 - фотодиоды
 - фототранзисторы
 - фототиристоры
 - фотодинисторы

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

Фоторезисторы – самый простой тип фотоприемников, у которых под действием оптического сигнала изменяется внутреннее сопротивление. Поглощая кванты света, электроны переходят с одного уровня на другой, уменьшая или увеличивая сопротивление. Для изготовления применяют: CdS и $CdSe$. Основными параметрами являются:

$$\text{Кратность сопротивления: } m = \frac{R_T}{R_c},$$

где R_T - темновое сопротивление, R_c световое сопротивление при освещенности 200 лк, m сильно зависит от температуры и может достигать значения 1000.

Инерционность фоторезисторов составляет десятые, сотые доли мс, что недостаточно для применения в скоростных системах передачи оптической информации.

Фототранзисторы – транзисторы с освещенной базой. Наибольшее распространение на практике получили фотодиоды, среди которых выделены:

1. Дрейфовые диоды – основанные на р-п переходе.
2. PiN – диоды.
3. Лавинные фотодиоды.

5.7.2 Дрейфовые фотодиоды

Простейший дрейфовый фотодиод имеет вид, показанный на рис.20:

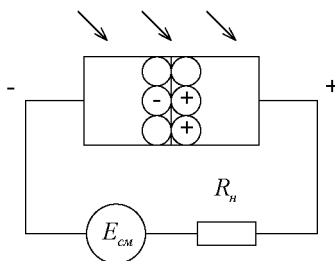


Рис.5.20 Конструкция дрейфового фотодиода

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

1. Поглощение в обедненной зоне.
2. Поглощение в р – области.
3. Поглощение в п – области, вдали от перехода.

В первом случае пара возникает в зоне сильного электрического поля, в результате происходит быстрое разделение пары и быстрый дрейф электронов в сторону п области и

дырок – в сторону р области. В результате во внешней цепи наблюдается приращение тока, по сравнению с током не освещенного перехода.

Во втором и третьем случаях пара генерируется в р и п 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 не доходят до перехода, они рекомбинируют по пути. Если же зона засветки расположена на расстоянии от перехода меньшем, чем диффузионная длина, то носители доходят до перехода и разделяются, что также создает фототок.

Критическая длина волны λ_c связана с шириной запрещенной зоны известным соотношением: $\lambda_c = \frac{1.24}{\Delta W}$, где: ΔW - ширина запрещенной зоны.

Число пар электрон-дырка, которые генерируются под действием одного фотона характеризует квантовый выход - η и представляет собой, по сути дела, КПД процесса генерации пар. Фототок, созданный потоком фотонов: $I_\phi = q \cdot \varphi_0 \cdot \eta$,

где: q - заряд электрона, φ_0 - число пар фотонов, падающих на р-п переход в единицу времени, η - квантовая эффективность.

Заметим, что функция линейно зависит от φ_0 .

Зависимость η от λ характеризует спектральная чувствительность S_ϕ фотоприемников, которые могут выполняться на основе либо Ge, либо Si (рис.5.21).

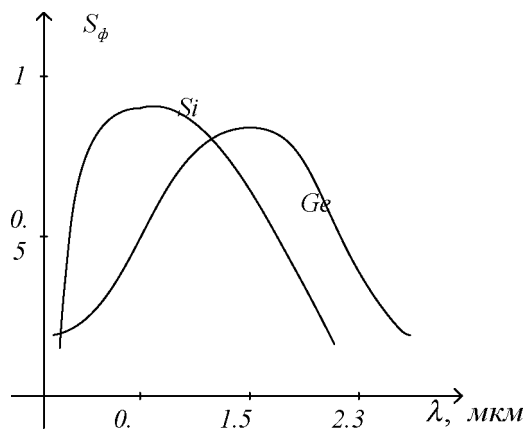


Рис.5.21 Спектральная чувствительность фотодиодов

Из рисунка видно, что кремниевые фотодиоды наиболее эффективны в видимой и ближней инфракрасной зонах.

Германиевые фотодиоды лучше применять при длине волны λ более 1.5 мкм.

Важной характеристикой фотодиода является постоянная времени τ и чувствительность. Постоянная времени характеризует быстродействие фотодиода и зависит от длины волны, ширины запрещенной зоны и от механизма передвижения носителей: дрейф или диффузия:

В современных фотодиодах легко реализуется $\tau = 10^{-7} \dots 10^{-9}$ с. Полоса частот при этом равна: $\Delta f = \frac{0.4}{\tau}$.

Чувствительность фотодиода – полный КПД преобразования свет – электрический сигнал: $S = \frac{I_{\phi}}{P_{\text{омт}}} \left[\frac{A}{Bm} \right]$.

Величина чувствительности тем больше, чем больше квантовая эффективность в активной зоне (η). Однако, габариты корпусных фотодиодов не позволяют их интегрировать с технологиями массового производства (интегральными).

Среди фотоприемников широкое распространение получили ПЗС матрицы и линейки.

5.7.3 P-i-n фотодиоды

Конструкция ФД с p-i-n структурой приведена на рис.5.22

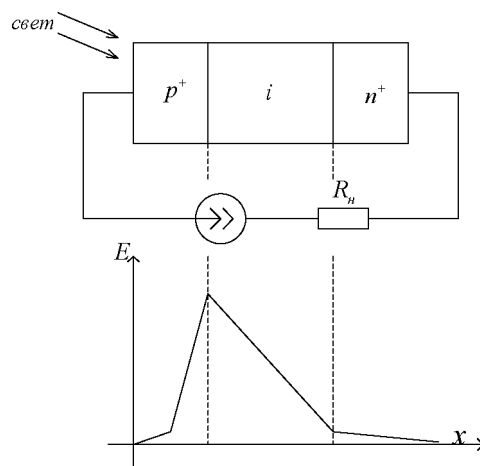


Рис.5.22 Конструкция ФД с p-i-n структурой: p^+ и n^+ - сильно легированные области,
 i – слой с собственной проводимостью.

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, поэтому $p-i$ 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.

Толщина слоя полупроводника, на которой световой поток ослабляется в e раз, связана с коэффициентом поглощения простым соотношением:

$$l \approx \frac{1}{\alpha}, \text{ где: } \alpha - \text{коэффициент поглощения.}$$

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

Постоянная времени $p-i-n$ диода (ФД 256) составляет: $\tau = 10^{-8} \dots 10^{-9} \text{ с}$, а чувствительность близка к теретическому пределу и составляет: $0.5 \dots 0.6 \frac{\text{А}}{\text{Вт}}$.

5.7.4 Лавинные фотодиоды

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 идеальном случае каждый первый электрон создал бы M вторичных электронов, однако процесс образования лавины носит вероятностный (случайный характер) и величина M является случайной величиной. Случайные флуктуации числа M служат источниками дополнительных шумов.

Пусть α - число пар носителей зарядов, создаваемых электроном на единице длины l в направлении электрического поля. Если толщина слоя - l , то полное число пар, создаваемых одним первым носителем заряда в слое толщиной l может быть вычислена по следующей формуле:

$$N = \int_0^l \alpha dx$$

Можно показать, что: общее число вторичных носителей зарядов

$$M = \frac{1}{1 - \int_0^l \alpha dx}.$$

Различают два режима проводимости:

1. Проводимость с лавинным умножением.

Это 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.

Решив уравнение относительно M , получим:

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

где: n - число, зависящее от материала.

Чем ближе $u_{см}$ к u_{np} , тем больше коэффициент M .

2. Режим лавинного нарастания.

Число M теоретически стремится к бесконечности, и процесс 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 p-i-n структуры ($M = 1...100$), но одновременно с этим увеличиваются шумы и температурная нестабильности диода.

5.8 Схемы включения фотодиодов

Схема включения может быть реализована либо с внешним источником смещения (рис.5.23,а) либо без смещения с использованием трансимпедансного усилителя (рис.5.23,б):

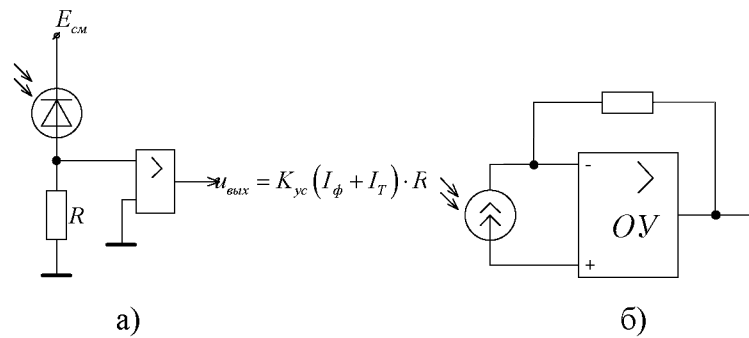


Рис.5.23 Схемы включения фотодиодов

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. Сигнал на выходе усилителя можно записать в виде

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

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

$$U_{\text{вых}} = i_c R_{oc}$$

Достоинство такой схемы состоит в том, что фотодиод работает на коротко замкнутую цепь (входное сопротивление усилителя тока стремится к нулю), следовательно, постоянная времени мала. В схеме нет темновых токов, т.к. она работает без внешнего смещения, что позволяет добиться высокой температурной стабильности и быстродействия.

6. 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 аттенюаторы
- оптические изоляторы
- оптические усилители
- оптические повторители

А также устройства спектрального объединения или разъединения каналов.

6.1 Оптические кабели

Основными элементами конструкции оптических кабеля являются /14,18/:

1. Одно или несколько оптических модулей, т.е. оптических волокон с нанесенными на них защитными покрытиями.
2. Силовые армирующие элементы.
3. Демпфирующие слои.
4. Наружные 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.

6.2 Разъемные оптические соединители

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

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

Соединители типа волоконный световод - волоконный световод основаны на соединении световодов встык или через фокусирующий, коллимирующий микрооптический соединитель. Основной проблемой при создании такого типа соединителей является минимизация энергетических потерь, а также обеспечение стабильности при многократных перестыковках.

Основные факторами энергетических потерь являются:

френелевское отражение от торца приемного световода:

$$\eta_{\Phi p} = -10 \cdot \lg \frac{4 \cdot n_1 \cdot n_{cp}}{(n_1 + n_{cp})^2},$$

где: n_1 - показатель преломления сердцевины, n_{cp} - показатель преломления среды (для воздуха $n_{cp} = 1$).

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

При создании оптических разъемов, как правило, учитывают три основных вида потерь (рис.6.1):

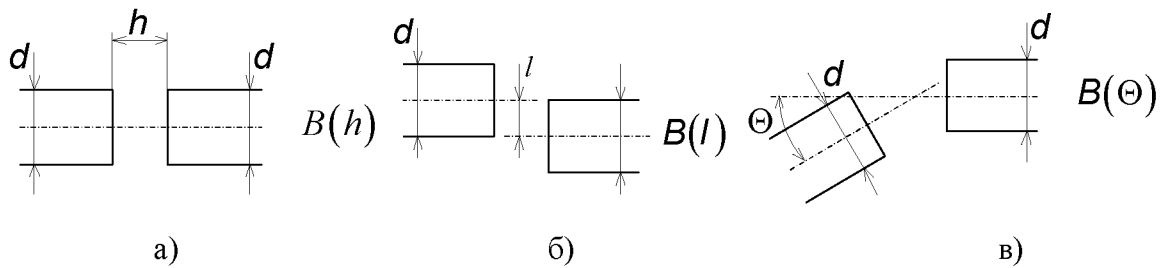


Рис.6.1 Основные факторы энергетических потерь в оптических разъемах: а)-осевой сдвиг световодов, б)- боковой сдвиг, в)-угловой сдвиг. Формулы для расчета энергопотерь для рассмотренных факторов имеют вид

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

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

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

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

1. Метод калиброванной втулки (рис.6.2).

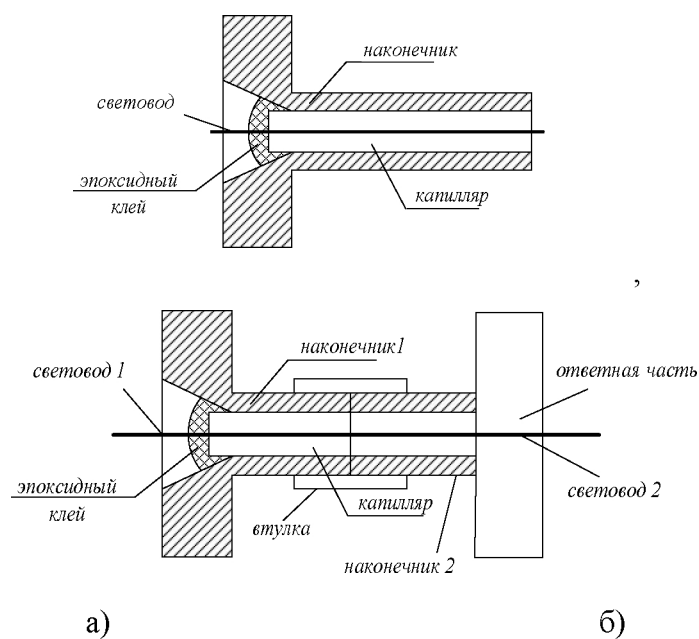


Рис.6.2 Конструкция наконечника (а) и способ построения разъема с использованием калиброванной втулки (б)

Энергетические потери при реализации этого метода составляют 1...1.5 дБ

2. Метод V- канавок (рис.6.3).

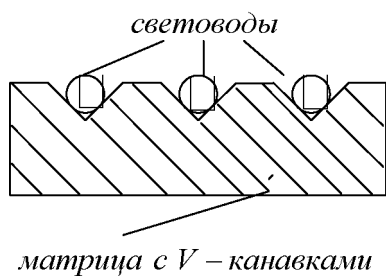


Рис.6.3 Принцип построения оптического разъема с использованием метода V- канавок

Для построения разъемных оптических соединителей используются сферические и градиентные цилиндрические линзы (рис.6.4):

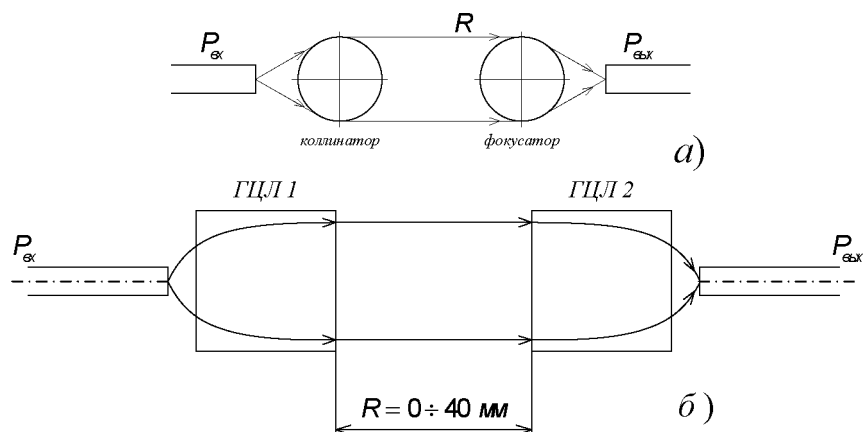


Рис.6.4 Схемы применения в оптических разъемах сферических линз (а) и градиентных линз (б)

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 мкм. 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. Вносимые потери можно рассчитать следующим образом:

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

где: r - радиус ГЦЛ.

6.3 Неразъемные оптические соединения

Неразъемные оптические соединения получают путем соединения световодов в капилляре и электроуговой сваркой [16].

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.6.5).

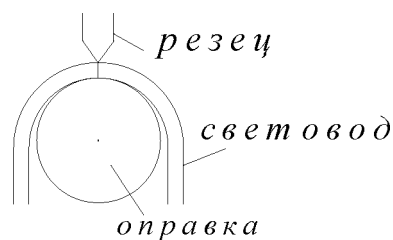


Рис.6.5 Схема получения скола световода на оправке

Качество скола выше, чем у полированной поверхности. После этого волокна соединяют между собой внутри кварцевого капилляра, внутренний диаметр которого на несколько мкм 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 подложке и покрывается термоусадочной трубкой (рис.6.6):

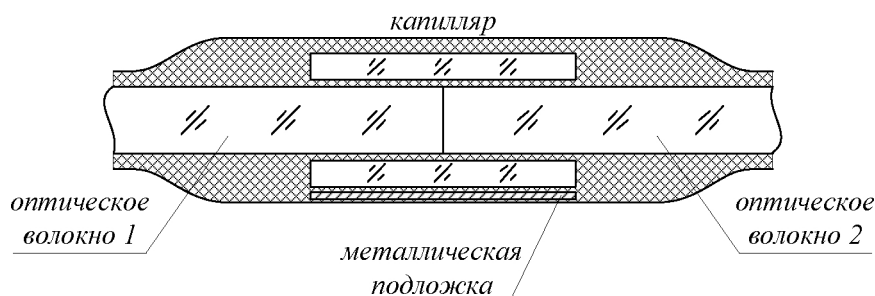


Рис.6.6 Соединение световодов в капилляре

Дуговая сварка состоит из нескольких операций (рис.6.7):

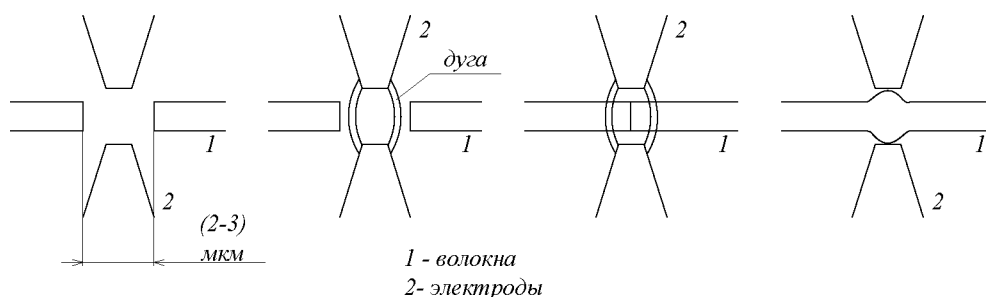


Рис.6.7 Схема получения сварного соединения

На первом этапе с помощью микрометрических винтов сварочной установки добиваются соосности соединяемых волокон с погрешностью не более $1 \div 2$ мкм. Торцы при этом располагают на расстоянии 2 – 3 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.

6.4 Оптические разветвители и ответвители

Оптические разветвители 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 демultipлексирования.

Оптические ответвители и разветвители характеризуются коэффициентами передачи между каналами:

$$\eta_{ik} = -10 \cdot \lg \frac{P_i}{P_k}$$

где: P_i - мощность в i -ом входном оптическом канале,

P_k - мощность в k -ом выходном оптическом канале.

$$\text{Вносимые потери: } \eta_{\Sigma} = -10 \cdot \lg \sum \frac{P_k}{P_i}.$$

Оптические разветвители предназначены для равномерного распределения оптической мощности, поступающей на их входной полюс, между выходными полюсами (рис.6.8).

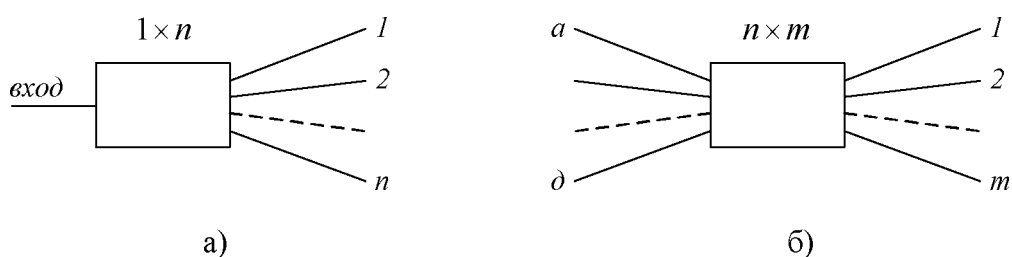


Рис.6.8 Схемы оптических разветвителей: а)- разветвитель $1 \times n$, б)- разветвитель $n \times m$

Оптический ответвитель отличается от разветвителя тем, что мощность распределяется между входными полюсами неравномерно (рис.6.9). Ответвители выполняются в следующей конфигурации: от 1×2 до 1×32 .

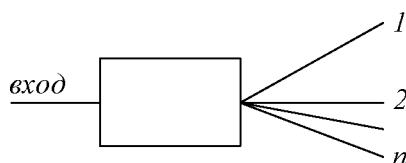


Рис.6.9 Схема оптического ответвителя $1 \times n$

При этом менее 50% мощности идет в каналы ответвления $2 \dots n$, а большая часть остается в магистральном канале 1.

6.5 Волоконно-оптические переключатели

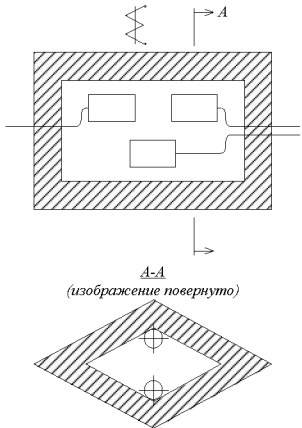
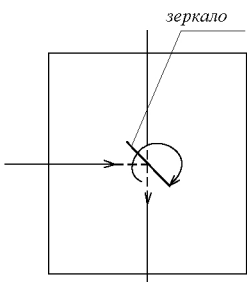
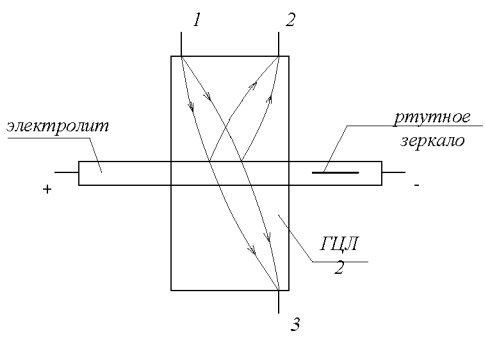
Предназначены для переключения каналов между собой и подключения их к общему световодному тракту.

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.

Таблица 1. Конструкции оптических переключателей		
 Переключатель с электромагнитным управлением	 Переключатель с вращающимся зеркалом	 Электрооптический переключатель

7. ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ

7.1 Оптические изоляторы и вентили

Являются аналогами полупроводниковых приборов с односторонней проводимостью, например, диодов. /1/ 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 вентилей основан на невзаимном повороте плоскости поляризации в результате эффекта Фарадея, который заключается во вращении плоскости поляризации в продольном магнитном поле.

Угол поворота плоскости поляризации Θ определяется выражением:

$$\Theta = V \cdot B \cdot d,$$

где: V - постоянная Верда, 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 по вертикальной оси (рис.7.1). 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 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° . Поэтому коэффициент пропускания для отраженного луча равен 0 в результате чего осуществляется развязка источника излучения и оптической нагрузки (зеркала).

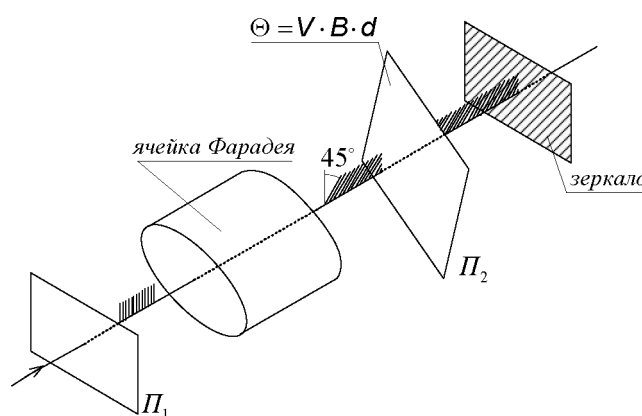


Рис.7.1 Схема оптического изолятора

7.2 Оптические усилители

Оптические усилители предназначены для усиления оптических сигналов на одной или нескольких частотах. Существует несколько типов оптических усилителей [18]:

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 спектральных демультиплексоров, т.к. они всегда могут быть перестроены только для одной длины волны для входного широкополосного сигнала.

Усилители на волокне, использующие Бриллюэновское рассеяние. Стимулирующее Бриллюэновское рассеяние – 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 Романовское рассеяние. Это также нелинейный оптический эффект, позволяющий преобразовать часть энергии волны накачки в энергию волны на усиливаемой частоте. 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. Для уменьшения френелевского отражения от торцов, с обеих сторон активной среды наносится покрытие толщиной $\frac{\lambda}{4}$ и

соответствующим показателем преломления.

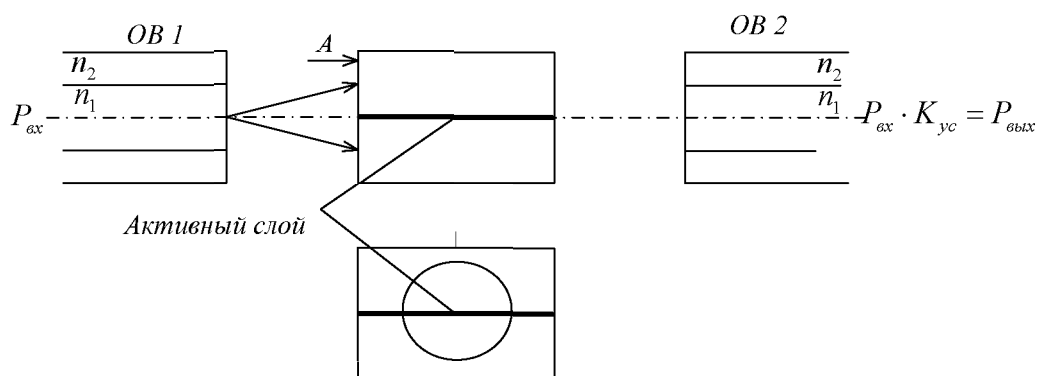


Рис.7.2 Схема полупроводникового лазерного усилителя

Светоизлучающий активный слой имеет поперечный размер несколько мкм, а толщину порядка 1 мкм, что существенно меньше, чем геометрические размеры поперечного 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.7.3): Слабый входной оптический сигнал проходит через первый оптический изолятор (ОИ), который пропускает свет только в прямом направлении, т.е. слева, направо. Блок оптических фильтров (Φ) имеет коэффициент пропускания примерно равный 1 на длине волны

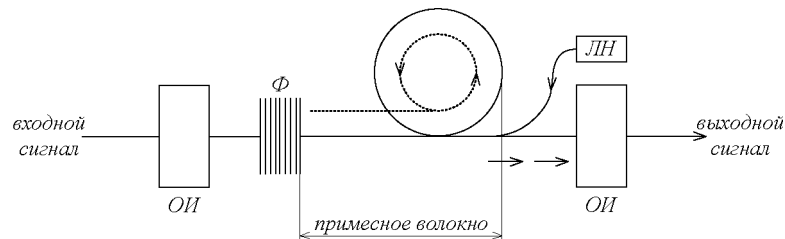


Рис.7.3 Схема усилителя на примесном волокне

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. Лазерное излучение возбуждает 3-х уровневую электронную систему атомов примеси (рис.7.4).

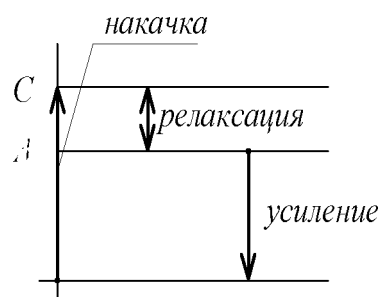


Рис.7.4 Диаграмма энергетических состояний волокна, легированного эрбием

Под действием мощной накачки, электроны из основного состояния A переходят в возбужденное состояние C . Далее происходит безизлучаемая 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.

Наибольшее распространение получили усилители на одномодовых волокнах, легированных эрбием. С увеличением мощности входного сигнала коэффициент усиления падает, что связано с насыщением усилителя.

7.3 Оптические логические элементы

Для создания оптических логических автоматов и ЭВМ необходимо уметь строить основные логические элементы И, ИЛИ, НЕ [8]. Рассмотрим принципы построения логических элементов с использованием световодной техники. Наиболее просто такие элементы выполняются с использованием эффекта Керра.

Логический элемент, реализующий функцию $(a+b)+c$, показан на рис.7.5

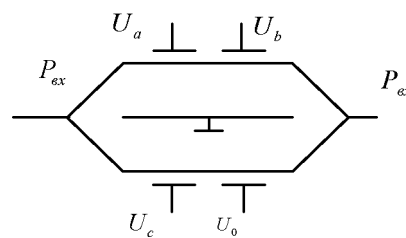


Рис.7.5 Схема логического элемента, реализующего функцию $(a+b)+c$

Он представляет собой интерференционный прибор, осуществляющий амплитудную модуляцию входного оптического сигнала, которое представляет собой линейно поляризованное излучение лазера (когерентное и монохроматичное). 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 π (за счет локального увеличения коэффициента преломления $\Delta n \propto (L\Delta n + n\Delta L)$). 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 ($P_{вых}=1$, $P_{вых}=P_1+P_2$) происходит тогда, когда суммарные фазовые набег в верхнем и нижнем световодах равны 0 и 2π . Если разность фаз между этими волнами равна π , то они гасят друг друга ($P_{вых}=0$). $P_{вых}=P_1-P_2=0$.

Поэтому, если лог. «1» приложены к четному числу электродов, то $P_{вых}=1$, а если к нечетному, то $P_{вых}=0$. Некоторые другие разновидности логических элементов приведены на рис.7.6

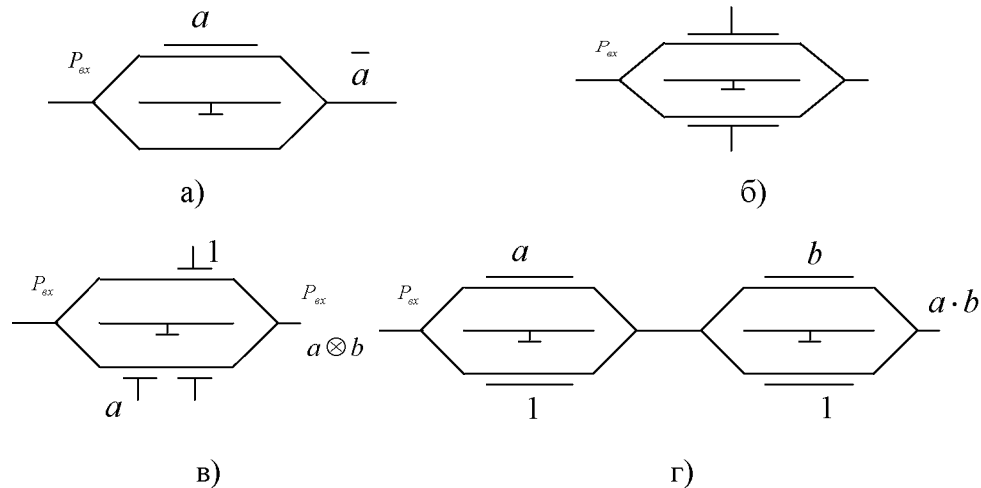


Рис.7.6 Разновидности оптических логических элементов: а)- элемент НЕ, б)- повторитель, в)- сумматор по модулю 2, г)- элемент ИИ

7.4 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.7.7).

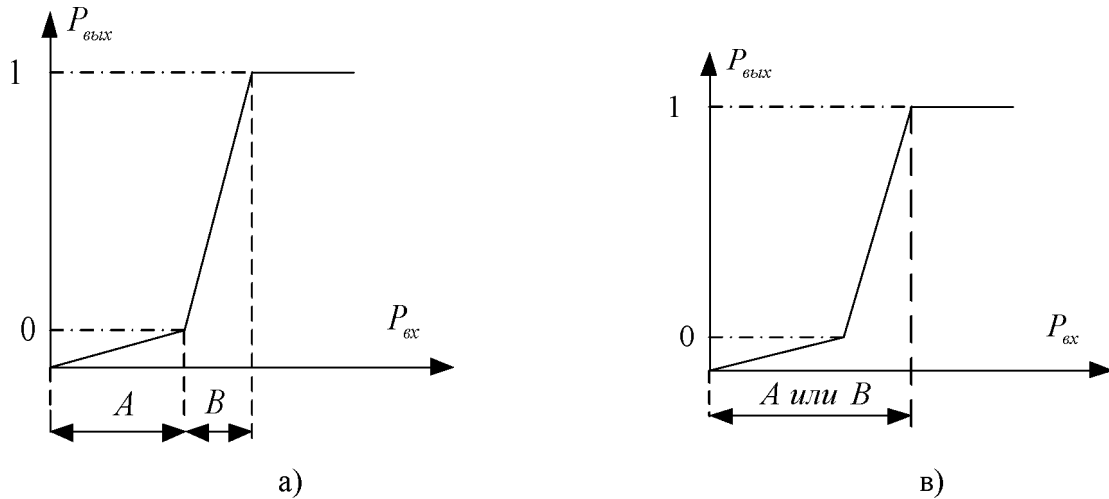


Рис.7.7 Статические характеристики логических элементов на нелинейной оптике

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.7.8)

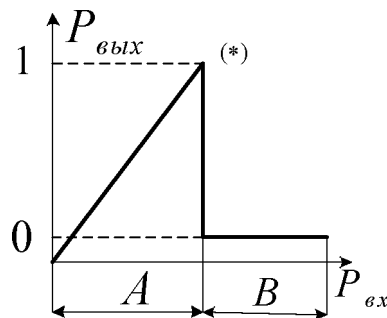


Рис.7.8 Функция преобразования элемента НЕ отражательного типа.

С помощью вспомогательного пучка А задают рабочую точку (*). После этого $P_{вых.отр}=1$, если сигнал $B=0$; $P_{вых.отр}=0$, если сигнал $B=1$.

7.5 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.7.9) /13/. 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 $\Phi_{оп}$). 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.

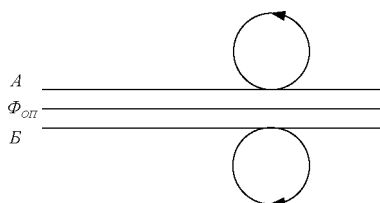


Рис.7.9 Схема волоконно – оптического триггера

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 световода 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 $A_{вых} \rightarrow 0$ (быстро!). При этом возникают условия для компенсации потерь в кольцевом ответвителе В. В результате на выходе устанавливаются сигналы $B_{вых}=1$, $A_{вых}=0$. 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.

7.6 Волоконно-оптический цифро - аналоговый преобразователь

ВОЦАП содержит четыре передающих жгутовых световода 1 диаметром 2,5мм и длиной 60 мм. /6/. Входы световодов 1 оптически связаны с полупроводниковыми светодиодами АЛ 107Б ($VD1...VD4$). Резисторы в цепях питания светодиодов $R1...R4$ подобраны так, что в каждый из световодов 1 вводится одинаковая оптическая мощность $P_i = (0,5 \pm 0.01) мВт$. Входной оптический код ВОЦАП задается путем замыкания и размыкания электронных ключей Кл1- Кл4 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.

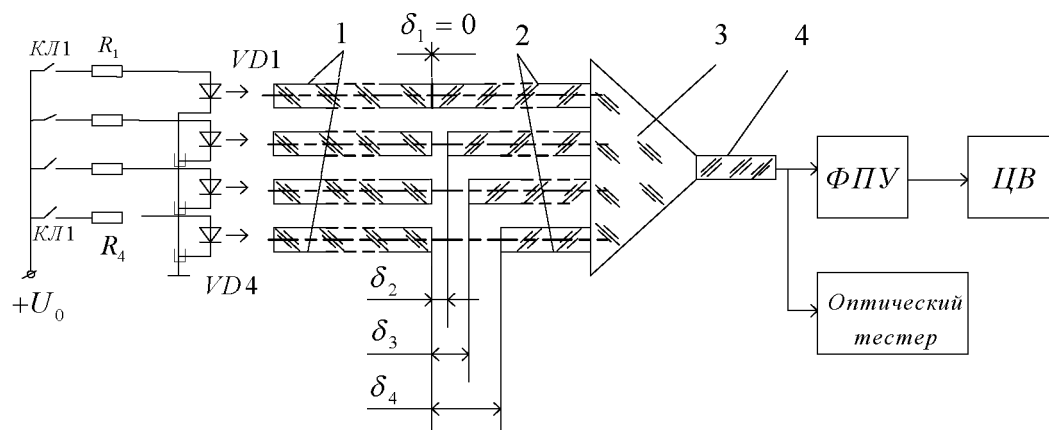


Рис.7.10 Функциональная схема лабораторной установки

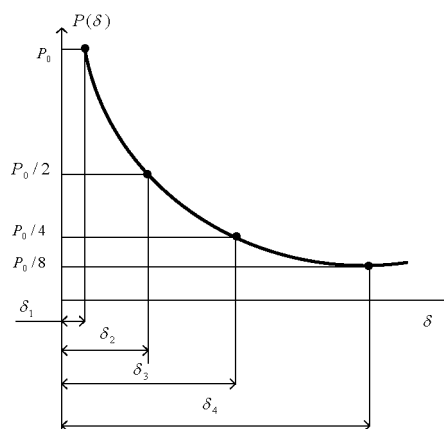


Рис.7.11 Определение необходимой величины зазоров между световодами по экспериментальной характеристике

Величины зазоров $d_0, \dots, d_3$ 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 соответствует нулевому зазору между верхними по схеме световодами. Значения зазоров могут быть определены по экспериментальной характеристике $P(d)$, представленной на рис.7.12.

Выходные торцы световодов 2 оптически связаны с большим торцом фокона 3, который выполняет функцию сумматора оптических сигналов. Выходной (меньший) торец фокона подключен к общему световоду 4, с выхода которого снимается суммарный оптический сигнал, представляющий собой линейную ступенчатую функцию от входного оптического кода.

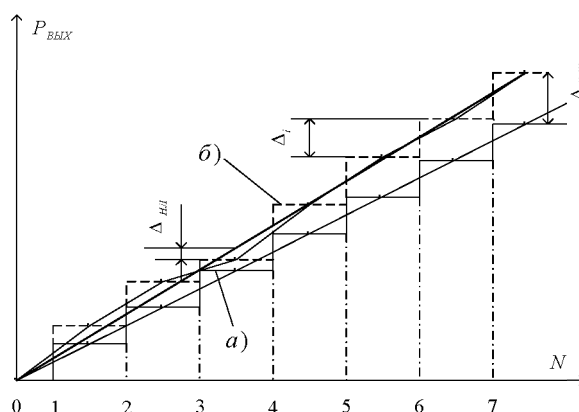


Рис.7.12 Идеальная (а) и реальная (б) характеристики преобразования ВОЦАП

7.7 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 [11]. К таким параметрам относятся: интенсивность излучения, длина волны, фаза, состояние поляризации и ряд других.

В общем виде схема ВОМ имеет вид (рис.7.13):

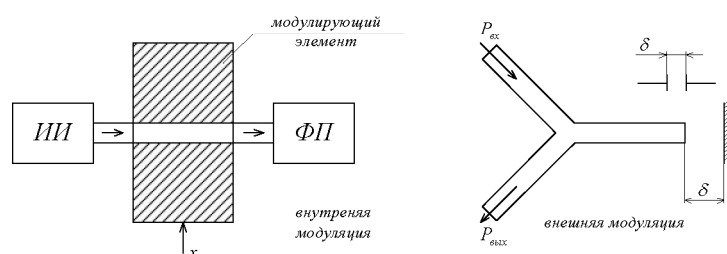


Рис.7.13 Схемы оптических модуляторов

Модуляторы могут строиться по различным схемам, а именно: по схеме с внутренней модуляцией, когда световод не разрывается механически в пределах зоны модуляции или внутри модулятора. По схеме с внешней модуляцией, когда модуляция осуществляется в разрыве между двумя или одним и тем же световодом.

ВОМ является основой волоконно-оптических датчиков (ВОД), в которых модулирующее воздействие (измеряемый параметр) путем последовательного выполнения измерительных преобразований переходит в изменение характеристик излучения, проходящего через световод.

Наибольшее распространение при построении модуляторов получили:

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 внешней модуляции имеет вид (рис.7.14):

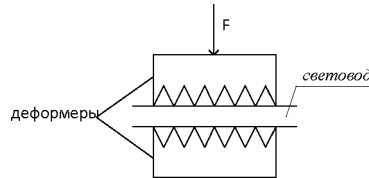


Рис.7.14 Схема внешней модуляции интенсивности за счет силового воздействия

2. Фазовая модуляция – набег фазы оптического излучения, прошедшего материальную

среду. 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 , т.е.:

$$\varphi = f(n, L) \Rightarrow \Delta\varphi = \frac{\partial f}{\partial n} \Delta n + \frac{\partial f}{\partial L} \Delta L = \frac{2\pi}{\lambda} (L \cdot \Delta n + n \cdot \Delta L).$$

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:

$$\Delta\delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (\delta\varphi \cdot \Delta L + L \cdot \Delta\delta\varphi)$$

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 ВОС может изменяться под действием самых разных внешних факторов.

Для регистрации модулированных сигналов используется ряд физических эффектов:

1. Фотоупругий эффект, связанный с изменением оптической индикатрисы (эллипсоида показателя преломления) под действием механической деформации.

Например, глубина фазовой модуляции под действием механической деформации изотропной среды определяется:

$$\eta = \sin^2 \left[\frac{\pi}{2\lambda} \cdot L \cdot n_0^3 (P_{11} - P_{12}) \cdot U \right], \text{ где:}$$

P_{11}, P_{12} - упругооптические коэффициенты, зависящие от свойств материала;

U - величина механической деформации.

2. 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.

3. Магнитооптический эффект.

На практике используется только *эффект Фарадея*, который заключается во вращении вектора поляризации в среде, помещенной в продольное магнитное поле.

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.

7.8 Волоконно-оптические датчики (ВОД)

Так же, как 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 контрольного параметра.

Общую группу составляют датчики с модуляцией интенсивности (амплитудные датчики). Рассмотрим несколько примеров построения датчиков различных физических величин.

На рис.7.15 представлена конструкция датчика акустического давления /16/:

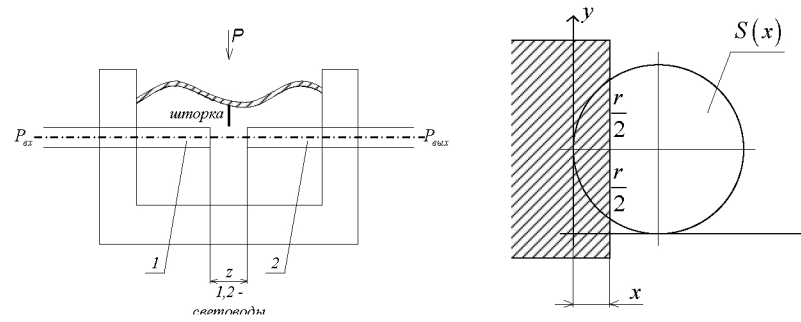


Рис.7.15 Конструкция датчика акустического давления

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 в зазоре светонепроницаемой шторки, что приводит к модуляции интенсивности излучения на выходе приемного световода. Функция пропускания такого датчика имеет вид: $T(x) = \frac{S(x)}{S_0}$ (рис.7.16).

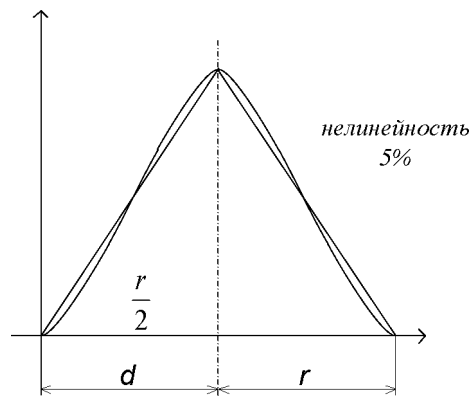


Рис.7.16 Функция модуляции излучения в датчике давления

Конструкция ВОД переменных электрических напряжений приведена на рис.7.17:

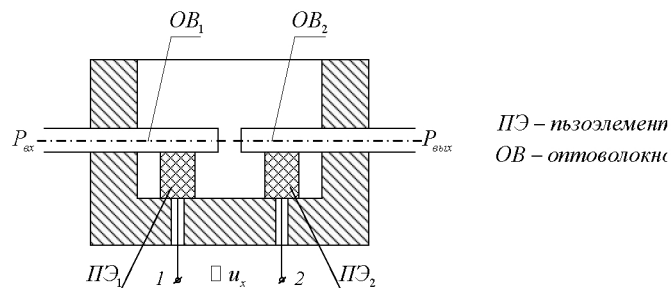


Рис.7.17 ВОД электрических напряжений

Датчик состоит из передающего и приемного волокна, расположенных соосно друг с другом на расстоянии z_0 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 измеряемых напряжений, которые в противофазе подводятся к 1 и 2, высота столбиков начинает изменяться под действием обратного пьезоэффекта. Столбик 1 при этом растягивается, а 2 сжимается, что позволяет повысить чувствительность преобразования u_x в радиальное взаимное смещение световодов.

Функция пропускания: $T(x) = \frac{S(x)}{S_0}$, где S_0 - полная площадь входных торцов световода.

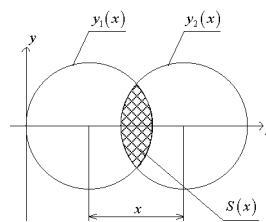


Рис.7.18 Схема взаимодействия торцов световодов в датчике электрических напряжений

Конструкция Волоконно-оптического поляризационного датчика температуры приведена на рис.7.19. Под действием температуры происходит линейное расширение вставки 6, и как следствие – возникновение механического давления на световод, расположенный между стенкой корпуса и вкладышем. Температурный коэффициент линейного расширения корпуса меньше, чем температурный коэффициент линейного расширения вкладыша. Это приводит к возникновению механической деформации световода и, следовательно, к изменению показателя преломления, а значит и фазы и состояния поляризации /11/.

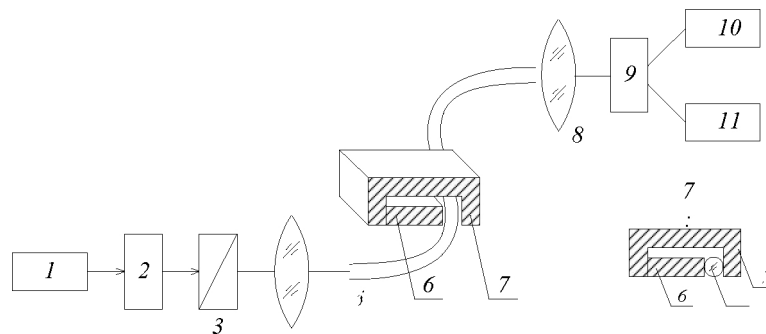


Рис.7.19 Конструкция волоконно-оптического поляризационного датчика температуры

Температурный диапазон такого датчика составляет от 0° до $+200^{\circ}$ с погрешностью $5 \cdot 10^{-3}^{\circ}\text{C}$.

Конструкция волоконно-оптического цифрового преобразователя угла приведена на рис.7.20 /5/.

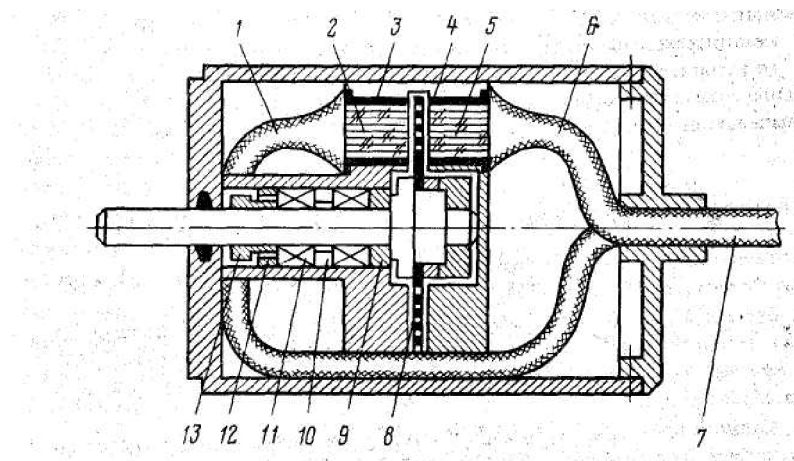


Рис.7.20 Конструкция оптико-механического блока ВОЦПУ

Преобразователь содержит ИК-светодиод (на рисунке не показан), оптически связанный восьмью, объединенными в общий жгут, передающими световодами 6, с помощью которых оптическое излучение подводится к точкам считывания информации с кодовых дорожек кодирующего диска 8. 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.

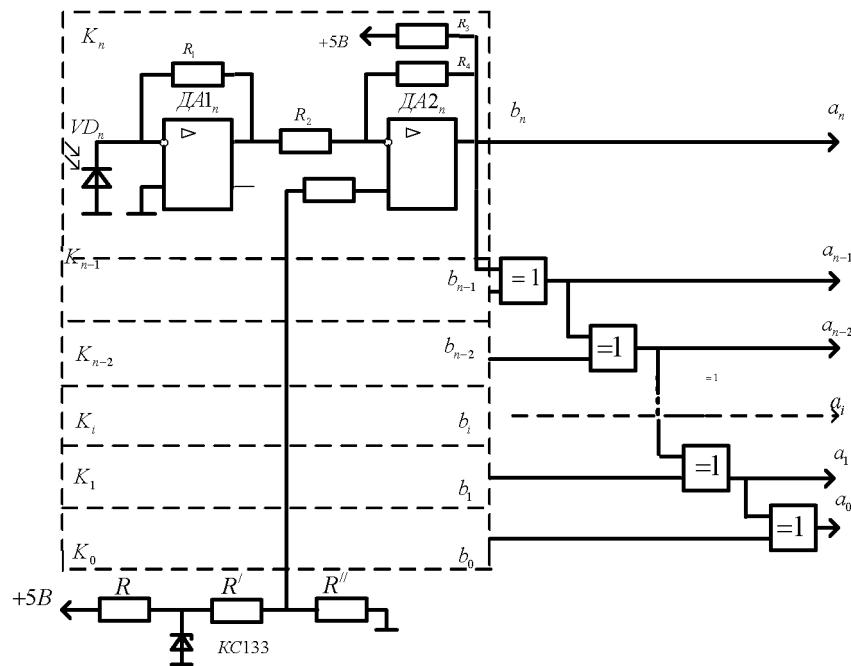


Рис. 7.21 Схема электронного блока обработки сигналов ВОЦП.

Выходные торцы приемных световодов оптически связаны с фотоприемниками VD_1 - VD_n электронного блока, показанного на рисунке 7.21.

Каждый канал преобразования содержит преобразователь фототока в напряжение, выполненного на ОУ (DA1) и компараторе DA2. Порог срабатывания компараторов во всех каналах одинаков и задается от источника стабилизированного напряжения, выполненного на стабилитроне KC133. Выходные сигналы компараторов подключены к сумматорам по модулю 2, преобразующими код Грея в натуральный двоичный код в соответствии с алгоритмом: $a_i = a_{i+1} \otimes b_i$

7.9 Устройства спектрального объединения и деления каналов:

Спектральные мультиплексоры и демультиплексоры /1,16/.

Предназначены для объединения или разделения сигналов, передаваемых на нескольких длинах волн. Основные параметры устройств:

- число оптических каналов
- оптические потери в каждом канале
- перекрестные помехи
- ширина спектра пропускания

Оптические потери: $B_{\lambda_i} = -10 \cdot \lg \frac{P_i(\lambda_i)}{P_0(\lambda_i)}$.

Перекрестные помехи: $B_{i_k} = -10 \cdot \lg \frac{P_k(\lambda_i)}{P_i(\lambda_i)}$, причем $i, k = 1, 2 \dots n$.

Основными функциональными элементами мультиплексирования и демultipлексирования 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 интерференционных фильтров:

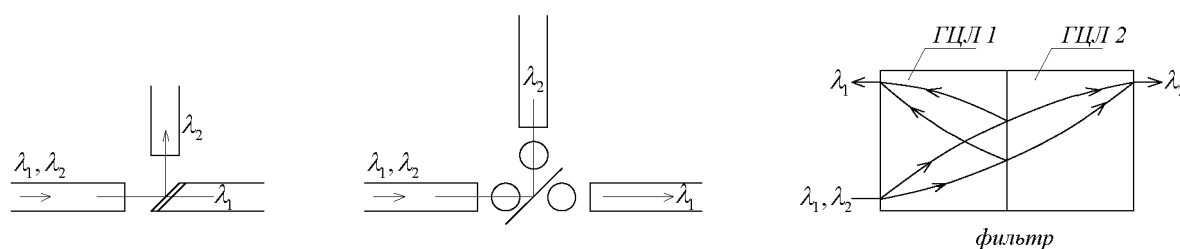


Рис.7.22 Конструктивные приемы разделения каналов по спектру

Ширина спектра пропускания интерференционных фильтров составляет несколько нм. Это позволяет осуществить объединение и разъединение до 10 оптических несущих в диапазонах: (0.8 мкм; 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 стабилизировать длину волны излучения.

В устройствах на основе дифракционных решеток перед разделением на оптические составляющие, оптический сигнал должен быть коллинеарным, т.е. преобразован в параллельный поток.

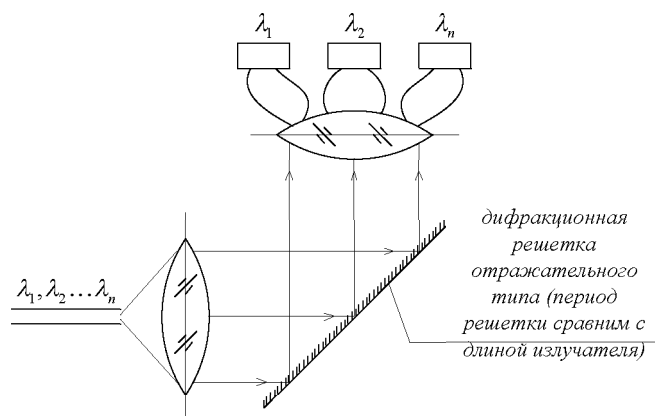


Рис.7.23 Спектральное разделение каналов с помощью дифракционной решетки

На штрихах дифракционной решетки создается различное запаздывание по фазе для различных длин волн, что и создает возможность их разделения в пространстве.

Число каналов 5-10. Потери 1-3 дБ по каждому каналу. Перекрестная помеха 20-30 дБ.

8. ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

По назначению волоконно-оптические системы (ВОС) подразделяются на следующие типы [9,15]:

- 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 канала передачи делятся на системы с пространственным уплотнением, временным уплотнением, со спектральным уплотнением, с поляризованным уплотнением.

Системы сбора информации предназначены для получения информации о параметрах объекта, их измерении и передачи на заданное расстояние по оптическому кабелю потребителю.

8.1. ВОС с пространственным уплотнением каналов

Зоны передачи информации должны располагаться на расстоянии, исключающем перекрестные помехи между каналами.

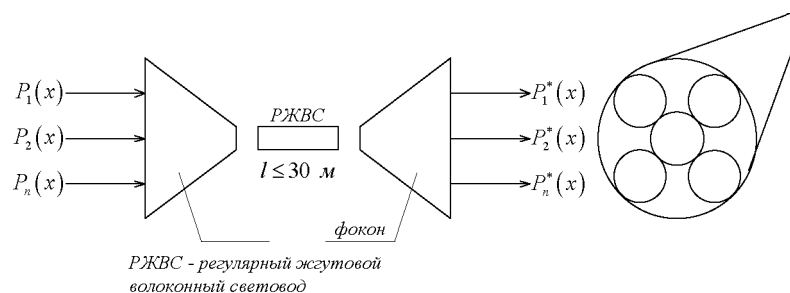


Рис.8.1 ВОС с пространственным уплотнением каналов

При диаметре входного торца 5 мм и использовании зоны передачи информации диаметром 1 мм, общее число каналов может достигать несколько десятков.

Основные требования к световоду:

- высокая разрешающая способность ($\geq 50 \frac{\text{лин}}{\text{мм}}$)
- высокая степень регулярности жгута

Жгут называется регулярным, если координаты центров торцов одного и того же световода на входном и выходном торцах жгута совпадают между собой. В такой системе могут использоваться датчики интенсивности и спектра.

Общие потери таких световодов определяются потерями в стеклянных световодах, равными примерно $10 - 15 \frac{\text{дБ}}{\text{км}}$.

8.2. Системы с временным мультиплексированием.

Различают системы с активным и пассивным временным мультиплексированием. В системах с активным мультиплексированием уплотнение достигается на уровне электрических сигналов (рис.8.2).

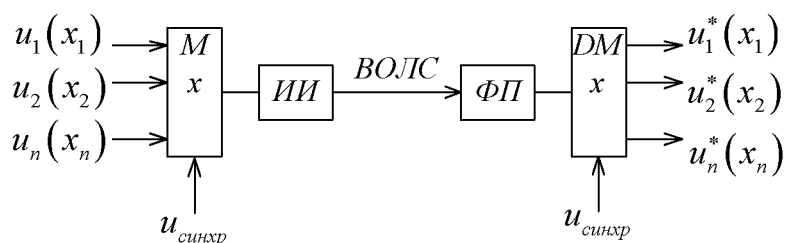


Рис.8.2 Система передачи информации с активным временным мультиплексированием

Входная информация представляется в виде электрических напряжений, которые мультиплексируются, например, с помощью многоканального ключа, общая точка которого подключается к источнику излучения. 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.

При пассивном временном мультиплексировании используются оптические линии задержки (ОЛЗ) в виде отрезков световодов необходимой длины. Типовое время задержки распространения луча по световоду 5 нс/км .

Типовая структурная схема имеет вид (рис.8.3):

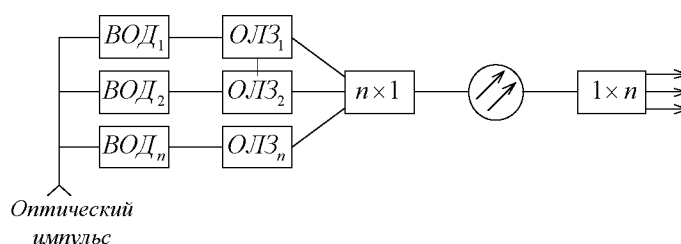


Рис.8.3 Система передачи информации с пассивным временным мультиплексированием

Излучатели, которые запитывают датчики работают в импульсном режиме. Выходной оптический сигнал с помощью Y ответвителя $1 \times n$ разделяется между оптическими датчиками. Оптические импульсы от разных датчиков приходят на выход в разное время, которое определяется временем задержки в ОЛЗ.

Если в системе используются датчики амплитудного типа, то необходимо применить стабилизацию коэффициента усиления 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 $0.01 \text{ \%}/\text{град}$.

8.3. 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 регулируемому устройству.

Оконечное устройство представляет собой селектор длин волн, каждый из которых несет информацию о значении своего параметра. В таких системах обеспечивается высокая развязка канала, 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 фильтры (призмы, зеркала, интерференционные фильтры и т.д.).

Типовая схема имеет вид (рис.8.4):

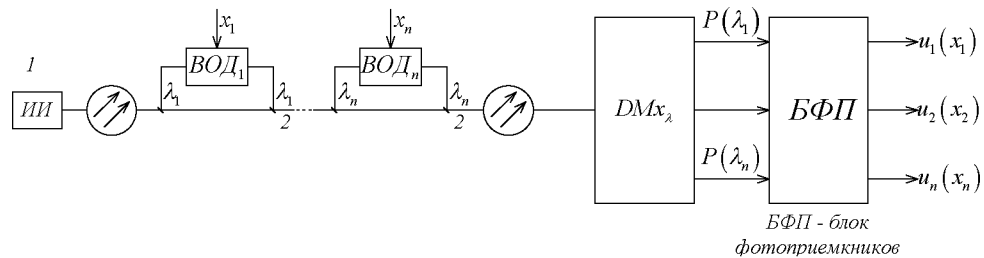


Рис.8.4 Система передачи информации со спектральным уплотнением мультиплексированием: 1 – источник излучения, 2 – спектрально-селективные фильтры.

Спектральные фильтры 2 вырезают из спектра излучения источника длины волн λ_1 и т.д. 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:

$$P_{\text{вых}} = \sum_{i=1}^n k_i \cdot \int_{\lambda_i - \Delta\lambda/2}^{\lambda_i + \Delta\lambda/2} P(\lambda) \cdot S_i(\lambda) d\lambda, \text{ где:}$$

k_i - коэффициент передачи на i-ой спектральной составляющей,

$P(\lambda)$ - спектральная характеристика излучателя,

$S_i(\lambda)$ - 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:

$$P_{\text{вх}} = K_{\text{вх}} \int_{\lambda_H}^{\lambda_B} P(\lambda) d\lambda, \text{ где:}$$

λ_H , λ_B - коротко и длинно волновые границы спектра источника излучения.

Поэтому, общие энергетические потери в системах со спектральным уплотнением:

$$\eta = \frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{вых}}} = \frac{\kappa_{\text{св}} \int_{\lambda_H}^{\lambda_B} P(\lambda) d\lambda}{\sum_{i=1}^n k_i \cdot \int_{\lambda_i - \Delta\lambda/2}^{\lambda_i + \Delta\lambda/2} P(\lambda) \cdot S_i(\lambda_i) dx} -$$

отношение входной мощности к прошедшей.

Современные элементы волоконно-оптической техники позволяют реализовать до 10-15 спектральных каналов при длине оптического канала до 1 км.

8.4. Волоконно-оптические системы распределения информации

Используются при построении систем кабельного телевидения, сетей Интернет, локальных компьютерных сетей и других видов систем [1]. Применяются на борту летательных аппаратов, подводных лодок, 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.8.5:

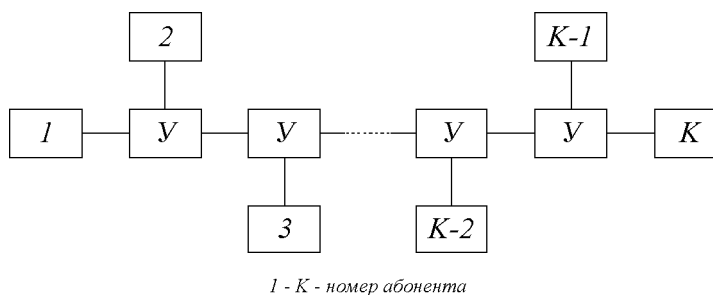


Рис.8.5 Схема с последовательной конфигурацией

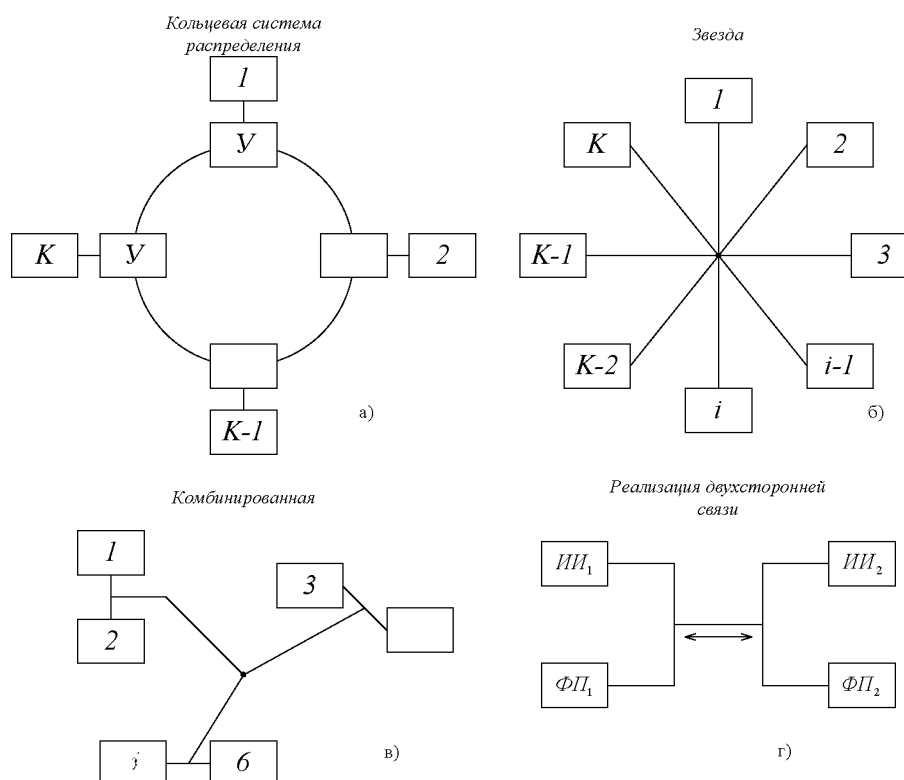


Рис.8.6 Разновидности конфигураций систем распределения информации

В последовательной системе с одинаковыми и постоянными параметрами связующих элементов, т.е. потерями, вносимыми в информационную шину и коэффициентами ответвления 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.

Основной недостаток: оптические потери между различными терминалами различны. Этот недостаток устраняется в системе типа “звезда”. 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 ответвителей, которые вносят дополнительные потери. Эти потери необходимо учитывать при расчете таких систем.

8.5 Расчет оптимального распределения энергопотерь между элементами ВОЛС

Оптимальное распределение энергопотерь B_{iOPT} между элементами ВОЛС при заданном уровне суммарных потерь мощности $B_{дон}$ на выходе ВОЛС является важным этапом проектирования системы в целом. В качестве критерия оптимизации чаще всего используется минимум стоимостного функционала, отображающего зависимость суммарных затрат C_Σ на изготовление ВОЛС с учетом зависимостей стоимости изготовления $C_i(x_i)$ каждого элемента от нормированных значений x_i факторов, определяющих энергетические потери (рис.8.7).

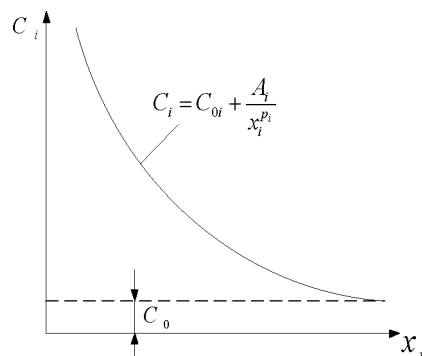


Рис.8.7 Типовая зависимость $C_i(x_i)$

Типовая зависимость $C_i(x_i)$ показана на рисунке __, где C_{0i}, A_i, P_i - параметры аппроксимирующей функции. Определив оптимальные значения x_i , можно, с использованием уравнений связи $B_i(x_i)$, определить предельно допустимые отклонения параметров оптического тракта от их номинальных значений (допусков), которые затем закладываются в конструкторско-технологическую документацию проектируемой системы.

Для последовательной схемы включения элементов системы суммарные потери равны сумме потерь:

$$B_\Sigma = \sum_{i=1}^n B_i,$$

где $B_i = 10 \lg \frac{P_{BX}}{P_{ВЫХ}}$.

Отметим, что значения допусков могут быть получены с использованием методики [Книга Греч. кон]. Однако полученные в этом случае суммарные потери не соответствуют заданному уровню (требованиям ТЗ). Поэтому рассмотрим методику расчета B_i , предусматривающую обеспечение требуемого значения B_Σ . Для этого запишем минимизируемую функцию в виде:

$$\Phi = \sum_{i=1}^n \left(x_{0i} + \frac{A_i}{x_i^{p_i}} \right) + \lambda \left(\sum_{i=1}^n a_i \cdot x_i - B_{\text{don}} \right) = 0 \quad (8.5.1)$$

Уравнения связи

$$B_{\Sigma} = \sum_{i=1}^n a_i \cdot x_i \quad (8.5.2)$$

где a_i - коэффициент влияния i -той составляющей энергопотерь.

Находя частные производные функционала (8.5.1) по переменным B_i и приравнявая их к нулю, получим систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\phi}{dx_1} &= -\frac{pA_1}{x_1^{p+1}} + \lambda a_1 = 0 \\ \frac{d\phi}{dx_i} &= -\frac{pA_i}{x_i^{p+i}} + \lambda a_i = 0 \\ \frac{d\phi}{dx_n} &= -\frac{pA_n}{x_n^{p+n}} + \lambda a_n = 0 \end{aligned} \right\} \quad (8.5.3)$$

здесь $a_i = \frac{\partial B_i}{\partial x_i}$ - коэффициент влияния фактора x_i на энергетический энергетические потери i -того элемента (параметр x_i задан в относительной размерности, поэтому величина a_i также безразмерна), λ - коэффициент приведения потерь к размерности стоимости.

Из первого уравнения системы (8.5.3) находим:

$$\lambda = \frac{p \cdot A_1}{a_1 \cdot x_1^{p+1}} \quad (8.5.4)$$

Из третьего уравнения системы (8.5.3) получим:

$$x_i^{p+i} = \frac{p \cdot A_i}{\lambda \cdot a_i} \quad (8.5.5)$$

Подставляя (5) в (4) получим:

$$\frac{p \cdot A_i}{p \cdot A_1} \cdot \frac{a_1}{a_i} \cdot x_1^{p+1} = x_i^{p+1} \quad (8.5.6)$$

Предположим, что $p=1$, $A_1 = A_2 = \dots = A_n$, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

$$\text{Тогда: } x_i^2 = x_1^2 \cdot \frac{a_1}{a_i}.$$

Откуда:

$$x_i = x_1 \cdot \sqrt{\frac{a_1}{a_i}} \quad (8.5.7)$$

С учетом уравнения связи (8.5.2) можно записать:

$$B_{\Sigma} = \sum_{i=1}^n a_i \cdot x_i = \sum_{i=1}^n \frac{x_1 \cdot \sqrt{a_1}}{\sqrt{a_i}} \cdot a_i = x_1 \cdot \sqrt{a_1} \cdot \sum_{i=1}^n \sqrt{a_i}.$$

Откуда:

$$x_1 = \frac{B_{\Sigma}}{\sqrt{a_1} \cdot \sum_{i=1}^n \sqrt{a_i}} \quad (8.5.8)$$

Подставляя (8) в (7) получаем расчетную формулу:

$$B_{iOPT} = \frac{B_{\Sigma}}{\sqrt{a_i} \cdot \left(\sum_{i=1}^n \sqrt{a_i} \right)} \quad (8.5.9)$$

Для проверки правильности полученной формулы осуществим проверку по формуле (**):

$$B_{\Sigma} = \sum_{i=1}^n a_i \cdot c_i = B_{\Sigma} \cdot \sum_{i=1}^n \frac{a_i}{\sqrt{a_i} \cdot \sum_{i=1}^n \sqrt{a_i}} = B_{\Sigma} \cdot \sum_{i=1}^n \frac{\sqrt{a_i}}{\sum_{i=1}^n \sqrt{a_i}} = B_{\Sigma} = B_{\Sigma}. \quad (8.5.10)$$

Следовательно, методика верна.

Используя выражения для энергопотерь $B_{iOPT} = f(x_i)$ определяем значения x_i , соответствующие полученным значениям B_{iOPT} .

Список литературы

1. Волоконно-оптические системы передачи / Учеб. пособие для вузов/ М.М. Бутусов, С.М. Верник, С.Л. Галкин и др./Под. ред. В.Н. Гомозова – М.: Радио и связь, 1992, 270с.
2. Фриман Р. Волоконно-оптические системы связи [Текст] / Р. Фриман; пер. с англ. под ред. Н. Н. Слепова. - М.: Техносфера, 2003. - 447 с. - (Мир связи)
3. Гиниятуллин Н. И. Волоконно-оптические преобразователи информации [Текст] / Н. И. Гиниятуллин. - М.: Машиностроение, 2008. - 456 с. (Шифр -117816). Экземпляры: всего: 3 - ЧЗ НП(1), НТА(2)
4. Волоконно-оптические датчики. Вводный курс для инженеров и научных работников [Текст] / Под ред. Э. Удда.-Москва: Техносфера, 2008. - 520 с. Экземпляры: всего: 1
Экземпляры: всего: 33
5. Гречишников В.М., Конюхов Н.Е. Оптоэлектронные цифровые датчики перемещений со встроенными волоконно-оптическими линиями связи. — М.: Энергоатомиздат, 1992. — с. 160.
6. Зеленский, В. А. Бинарные волоконно-оптические преобразователи в системах управления и контроля [Текст] / В. А. Зеленский, В. М. Гречишников. - Самара : Изд-во СНЦ РАН, 2006. - 118 с. Экземпляры: всего: 19 - РК(2)
7. Портнов, Эдуард Львович. Оптические кабели связи: конструкции и характеристики [Текст] / Э. Л. Портнов. - М.: Горячая линия - Телеком, 2002. - 231 с. - (Сети и сетевые технологии) Экземпляры: всего: 5 - НТА(5)
8. Оптические логические элементы (Лекции по ФООЭ) [Текст]. - <http://cxembl.net/spravochnyie-materialyi/lekcii/opticheskie-logicheskie-e-lementy-lekts/>. - (электронный ресурс)
9. Оптические системы передачи: Учебник для вузов [Текст] / Б.В. Скворцов, В.И. Иванов, В.В. Крухмалев и др.; Под ред. В.И. Иванова. - М.: Радио и связь. - 1994. - 224с.; ил.
10. Бусурин В.И., Носов Ю.Р. Волоконно-оптические датчики: Физические основы, вопросы расчета и применения [Текст]. — М.: Энергоатомиздат, 1990. — 256 с.
11. Гуляев Ю.В. и др. Модуляционные эффекты в волоконных световодах и их применения [Текст] / Ю.В. Гуляев, М.Я. Меш, В.В. Проклов. — М.: Радио и связь, 1991. — с. 152
13. Патент РФ 2020528 G08F3/24, Соколов С.В..опубл 30.09.1992.- <http://findpatent.ru> (электронный ресурс).
14. Верник С.М. Оптические кабели связи. Учеб. пособие [Текст] / С.М. Верник, В.Я. Гитин, В.С. Иванов. - М.: Радио и связь, 1998. - 144 с.

15. Дональд Дж. Стерлинг Техническое руководство по волоконной оптике [Текст].- Изд-во «ЛОРИ», 1998.-288 с.
16. Волоконная оптика и приборостроение [Текст]/ М.М. Бутусов, С.Л. Галкин, С.П. Оробинский, Б.П. Пал; Под общ. ред М.М. Бутусова.- Л.: Машиностроение, Ленингр. отделение, 1987.-328 с.
17. Кучикян Л.М. Световоды [Текст].- М.: Энергия, 1973.-176с.
18. Оптические усилители.- <http://fiberman.ru> (электронный ресурс)